

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física Atómica y Nuclear

**ESTUDIO DE LOS FLUJOS DE
ENERGIA Y PARTICULAS EN EL
BORDE DEL PLASMA
DEL TOKAMAK JET**

Alberto Loarte Prieto

Madrid, 1993

Colección Tesis Doctorales. N.º 254/93

© Derechos de autor adquiridos por EURATOM, 1993

Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía.
Escuela de Estomatología. Ciudad Universitaria.
Madrid, 1993.
Ricoh 3700
Depósito Legal: M-27.241-1994



La Tesis Doctoral de D.
.....ALBERTO LOARTE PRIETO.....
Titulada "ESTUDIO DE FLUJOS DE ENERGIA Y PARTICULAS
EN EL BORDE DEL PLASMA DE TOKAMAK JET".....
Director Dr. D. Mario Soler Lopez/ Peter Harbour.....
fue leida en la Facultad de ..CC.. FISICAS.....
de la UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID, el día 18....
de ...SEPTIEMBRE..... de 19 92..., ante el tribunal
constituido por los siguientes Profesores:
PRESIDENTE ..FRANCISCO SANCHEZ QUESADA.....
VOCAL JULIO GUJERREZ MUÑOZ.....
VOCAL JOSE ANTONIO TAGLE GONZALEZ.....
VOCAL BERNARDO ZURRO HERNANDEZ.....
SECRETARIO ..LUIS GARCIA GONZALO.....

.....
habiendo recibido la calificación de *APTO*.....
CUM LAUDE POR UNANIMIDAD
.....

Madrid, a 18 de septiembre de 1992.

EL SECRETARIO DEL TRIBUNAL.

Luis Garcia

Universidad Complutense de Madrid

Facultad de Ciencias Físicas

**ESTUDIO DE LOS FLUJOS DE
ENERGÍA Y PARTÍCULAS EN EL
BORDE DEL PLASMA
DEL TOKAMAK JET**

Alberto Loarte Prieto

Tesis Doctoral

1992

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

ESTUDIO DE LOS FLUJOS DE ENERGÍA Y PARTÍCULAS EN EL BORDE DEL PLASMA DEL TOKAMAK JET

Memoria que presenta

Alberto Loarte Prieto

Para optar al grado de Doctor en
Ciencias Físicas

Directores :

Peter John Harbour
Investigador del Joint European Torus

y

Mario Soler López
Profesor Titular de la Facultad de Ciencias Físicas

Madrid 1992

A mi familia

"I myself have not learned big things in my own research. I am not a Watson or a Crick or a Weinberg, for that matter. I have learned small things. But to learn something one day that nobody ever knew before is something that, I think, everyone should have a chance to do."

Maxine Singer
Carnegie Institution President.

Índice

Agradecimientos	1
Resumen	3
PARTE I. INTRODUCCIÓN	7
1. Conceptos de Fusión Termonuclear Controlada	9
1.1 Criterio de Lawson, Break-even y Condición de Ignición	9
1.2 El Tokamak	12
1.3 El Problema de la Interacción Plasma-Pared	14
1.4 El Joint European Torus	18
2. Física del Plasma del Borde	21
2.1 Teoría del Plasma Sheath	21
2.2 Modelos del Plasma del Presheath	27
2.3 Hidrógeno Neutro : Reciclado	35
2.4 Producción de Impurezas y su Comportamiento	40
PARTE II. ESTUDIOS DEL PLASMA DEL BORDE EN DESCARGAS DEL JET	49
3. La Configuración Magnética del Borde del Plasma	51
3.1 Descargas con Limitador en JET	55
3.2 Descargas con Divertor Poloidal en JET	58
3.2.1 Modelo Cilíndrico del Divertor Poloidal	59
3.2.2 Geometría de las Superficies de Flujo Magnético	61
3.2.3 Longitud de Conexión en la SOL del Divertor Poloidal	62
4. Estudios del Plasma del Borde en Descargas con Limitador en JET	75
4.1 Medidas Experimentales	75
4.1.1 Efectos de la Geometría Magnética	79
4.2 Balance de Partículas	85
4.3 Modelos Simples del Comportamiento de las Impurezas	90
4.4 Balance de Energía	96
5. Estudios del Plasma del Borde en Descargas con Divertor en JET	103
5.1 Interpretación de las Medidas Experimentales	103
5.1.1 Efectos de la Geometría Magnética	107
5.1.2 Efectos de la Longitud de Conexión	123
5.1.3 Efectos de la Difusión en la Región Privada de Flujo del Divertor	127
5.1.4 Relación entre el Plasma en el Divertor y en la SOL principal	137
5.2 Características del Plasma del Divertor en JET	144
5.2.1 Leyes de Escala del Plasma del Divertor en JET	144
5.2.1.1 Descargas Óhnicas	144
5.2.1.2 Descargas con Calentamiento Adicional	148
5.2.2 Balance de Energía	155
6. Conclusiones	159

7. Publicaciones	161
Referencias	163
Apéndice A. Diagnósticos para el Borde del Plasma en JET	169
A.1 Sondas de Langmuir	169
A.2 Medidas Espectroscópicas de Influjos de Partículas	170
A.3 Referencias	172

Agradecimientos

En los años que han transcurrido desde que empecé mis estudios para obtener el doctorado en ciencias físicas he recibido el consejo y ánimo de muchas personas, demasiadas para citarlas una a una, a las cuales me encuentro profundamente agradecido. Dentro de ellas se cuentan mis compañeros y profesores del Departamento de Física Atómica y los investigadores del Joint European Torus, en particular el Dr. L. de Kock y los demás miembros del Plasma Boundary Group. *En ambos lugares he disfrutado de un acogedor ambiente de colaboración y compañerismo que ha influido positivamente en el resultado de mi trabajo.*

De todas estas personas me encuentro especialmente agradecido a mis compañeros José Ramón Martín Solís y Froilán César Martínez Dopico con quienes he compartido muchos momentos durante estos años y mantenido numerosas discusiones científicas, muchas de ellas acaloradas, que me han sido muy provechosas. Deseo también expresar mi agradecimiento al Dr. José Antonio Tagle González que ha facilitado mi estancia en el laboratorio JET, siendo un constante y acertado consejero durante esta estancia, durante la cual me ha ilustrado con su profundo conocimiento de los procesos físicos que gobiernan la interacción plasma-pared en dispositivos de fusión termonuclear controlada:

Por último, y no por menos, me encuentro agradecido a mis directores de tesis el Dr. Peter Harbour y el Dr. Mario Soifer López con quienes he mantenido numerosas, largas y enriquecedoras discusiones y de los cuales he aprendido, entre otras muchas cosas, que uno de los elementos más importantes para comprender los procesos físicos no son las ecuaciones que los describen sino el sentido común, que se refleja en las leyes básicas de comportamiento de la naturaleza.

Así mismo estoy agradecido al Ministerio de Educación y Ciencia y a la Comisión de las Comunidades Europeas por el soporte económico que de ellos he recibido durante la realización de los trabajos incluidos en esta tesis.

Resumen

La energía de fusión termonuclear controlada se presenta como una de las alternativas a largo plazo para el suministro de energía a escala mundial. Aunque la posibilidad de obtener esta energía se encuentra en fase de investigación, en la línea de fusión nuclear por confinamiento magnético se han obtenido resultados cercanos a los necesarios en un reactor de fusión nuclear. Uno de los problemas que aún no se ha resuelto es el de mantener un plasma termonuclear libre de impurezas (átomos pesados originados en las paredes del dispositivo que contiene el plasma), cuya presencia en el plasma dificulta las reacciones de fusión. Por ello el principal objetivo de varios experimentos de fusión actuales es el estudio de los fenómenos físicos que ocurren cuando un plasma termonuclear interactúa con los elementos materiales que lo rodean y de la configuración magnética que permite obtener los plasmas más limpios (el divertor poloidal). En el presente trabajo se describe un estudio de los resultados obtenidos en experimentos realizados en el Joint European Torus (JET), que se encuentra a la cabeza en la investigación de la fusión nuclear por confinamiento magnético a nivel mundial.

Este trabajo se centra en la aplicación de modelos físicos simples, parte de los cuales el autor ha desarrollado, en la interpretación de los resultados experimentales obtenidos. La importancia que la geometría del campo magnético en las cercanías de las superficies materiales, tiene a la hora de interpretar los flujos de energía y partículas, depositados por el plasma sobre dichas superficies, ha sido estudiada en detalle, especialmente para la configuración magnética de divertor poloidal. Como resultado de este estudio se ha desarrollado un modelo que permite discriminar los efectos puramente geométricos en las medidas experimentales. Utilizando dicho modelo se ha desarrollado una técnica para relacionar las medidas de los flujos de partículas cargadas, perdidas por el plasma, con las de los inlfujos de partículas neutras, que entran en el plasma, provenientes de los elementos materiales en contacto con él, y de esta relación determinar las características de dicho plasma mediante dos medidas independientes, lo que refuerza la validez de los resultados obtenidos.

A continuación se detalla el esquema de esta tesis y se resumen los resultados de los estudios realizados en sus diferentes secciones.

Esta tesis consta de dos partes principales y un apéndice :

La primera parte es introductoria y se divide en dos capítulos. En el primer capítulo se presenta una introducción general al problema de la fusión termonuclear controlada y al problema de la interacción plasma-pared en dispositivos de fusión nuclear por confinamiento magnético. En el segundo capítulo se detallan conceptos básicos en el estudio de la interacción plasma-superficie tanto para la descripción del plasma en contacto con la superficie (plasma del borde) como para los fenómenos que ocurren en la superficie debido a su contacto con el plasma.

La segunda parte se centra en el estudio de los resultados obtenidos en los experimentos desarrollados en el JET, y consta de tres capítulos. En el primero de ellos se describe en detalle la geometría del campo magnético en los alrededores de las superficies materiales; que, como se demuestra en esta Tesis, es crucial para la interpretación de las medidas realizadas; para las configuraciones con limitador y divertor poloidal. Para la configuración con divertor se presenta un modelo analítico en geometría cilíndrica, desarrollado por el autor, que contiene las características magnéticas esenciales de un divertor poloidal, como son la expansión cuadrática del flujo magnético con la distancia al punto de campo poloidal nulo del divertor y la divergencia logarítmica de la longitud de las líneas de campo magnético en las proximidades de dicho punto. Estos resultados se comparan con cálculos numéricos en geometría toroidal que permiten ajustar el modelo para su uso en el análisis de datos experimentales. En el segundo de estos capítulos se describe el estudio realizado sobre las medidas obtenidas en descargas óhmicas con limitador en JET, con especial detalle en el problema del balance de energía. Se presenta un modelo difusivo simple del comportamiento de las impurezas en la vecindad del limitador y se determinan las pérdidas de energía asociadas con dichas impurezas y con el reciclado del hidrógeno y se resalta la dificultad de su determinación experimental en el JET. En el tercero de estos capítulos se describen las medidas experimentales para descargas con divertor en JET. Los efectos que en ellas producen las peculiares características geométricas de un divertor poloidal son descritos utilizando el modelo desarrollado, que permite separar los efectos geométricos contenidos en las medidas experimentales de los debidos a cambios físicos que ocurren en el plasma del borde. Así, es posible estudiar las características del plasma del borde en los distintos regímenes de confinamiento y su dependencia con los parámetros del plasma central utilizando medidas de sondas de Langmuir y de intensidad de emisión de líneas espectrales. Las leyes de escala obtenidas son examinadas, encontrándose una fuerte dependencia de las propiedades del plasma con el campo magnético toroidal, en el modo de alto confinamiento (modo H), que indica como régimen favorable para operar un tokamak el obtenido a alto campo toroidal.

En último lugar se extraen las conclusiones del estudio desarrollado en esta tesis, las publicaciones que sobre él se han realizado y se detallan las referencias. En el apéndice se puede encontrar una breve descripción de los métodos de diagnóstico del plasma del borde en JET : sondas de Langmuir y medidas espectroscópicas de influjos atómicos.

En la presente memoria se ha tratado de mantener la terminología castellana, si bien esto no ha sido siempre posible y se han utilizado términos anglosajones cuando su traducción al castellano no se ha considerado satisfactoria.

Principalmente se han utilizado unidades S.I. excepto para la temperatura, la cual, siguiendo el convenio habitual en fusión nuclear, se ha expresado en unidades de energía, utilizando implícitamente la constante de Boltzmann; así, $T = 1 \text{ eV} = 1.16 \cdot 10^4 \text{ K}$.

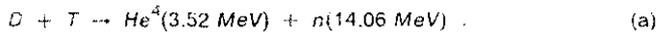
PARTE I. INTRODUCCIÓN

De acuerdo con los estudios de evolución de la población mundial y de los recursos energéticos del planeta [1.1,1.2,1.3,1.4], una estrategia energética basada únicamente en el petróleo y gas natural haría que estos productos se agotasen en pocos decenios. El carbón, sin embargo, tendría una vida de varios siglos, pero presenta graves inconvenientes de deterioro ambiental en su uso a gran escala; solamente se podría utilizar alrededor de un 30% de las reservas de carbón existente, sin crear un perjuicio grave en las condiciones climatológicas globales del planeta. Por otro lado, las energías renovables como la energía solar y otros tipos de energía (hidroeléctrica, eólica...) desempeñarán un papel importante, pero es difícil que puedan suministrar toda la energía requerida en el próximo siglo. Finalmente, la energía nuclear de fisión basada en reactores regeneradores utilizando el uranio extraído del agua del mar, ofrece recursos para varios miles de años. Inevitablemente esta fuente de energía conlleva el transporte y almacenamiento de grandes cantidades de material altamente radioactivo, con los consiguientes riesgos de su posible aplicación para fines militares, lo cual hace que su uso a gran escala sea muy problemático.

De lo expuesto anteriormente se comprende el beneficio que reportaría a la humanidad el control de una fuente de energía muy abundante y relativamente no contaminante como es la fusión nuclear, cuyo desarrollo ha sido considerado como uno de los problemas más difíciles que jamás haya afrontado el hombre.

1. Conceptos de Fusión Termonuclear Controlada

La base para la producción de energía de fusión nuclear es el hecho de que la energía de enlace por nucleón sea distinta para cada núcleo y particularmente alta para núcleos relativamente ligeros (por ejemplo He^4), lo que permite obtener energía de la fusión de núcleos ligeros en núcleos más pesados. Para que ocurran reacciones de fusión a ritmo apreciable, los núcleos deben ser acelerados a suficiente velocidad para vencer la repulsión Coulombiana entre ellos. Esto hace que, de las múltiples reacciones de fusión posibles, sólo las que ocurren entre los isótopos del hidrógeno sean de interés práctico para generar energía neta. De ellas la más accesible es [1.1],



Esta reacción presenta una apreciable sección eficaz a baja energía ($\sigma_{max}(E \approx 100 \text{ KeV}) \approx 5 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$) y es la que se considera viable en una primera generación de reactores de fusión nuclear. Cuando se toma una distribución Maxwelliana de núcleos, debido a la existencia de iones supratérmicos en ella, se encuentra que ocurren de reacciones de fusión a ritmo razonable ($\langle \sigma v \rangle \approx 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) para temperaturas de 10 KeV (a esta energía $\sigma \approx 0.07\%$ de σ_{max}); por ello el camino hacia la fusión nuclear se ha encauzado por esta vía y se denomina así fusión termonuclear. A estas temperaturas los átomos de los isótopos hidrogenicos se encuentran completamente ionizados formando un gas cuasi-neutro de núcleos y electrones que se conoce como plasma.

1.1 Criterio de Lawson, Break-even y Condición de Ignición

Todo plasma termonuclear está sometido a pérdidas de energía tanto por emisión de radiación como por conducción y convección de energía al medio que lo rodea. Por tanto se pueden determinar varios criterios que estiman la producción de energía por reacciones de fusión, relativas a las pérdidas de energía del plasma en que se llevan a cabo.

Por simplicidad suponemos un plasma homogéneo de iones de isótopos de hidrógeno y electrones de densidad n y temperatura T [1.2]. En este plasma

habrá una pérdidas por radiación debidas a las colisiones entre electrones e iones (radiación de Bremsstrahlung),

$$P_B = 1.5 \cdot 10^{-38} Z^2 n^2 \sqrt{T/e} \text{ W/m}^3 = \beta Z^2 n^2 \sqrt{T} \quad (1.1)$$

donde Z es la carga iónica de los iones en el plasma (para hidrógeno Z=1) y β es una constante. Las pérdidas por conducción y convección vienen dadas por

$$P_L = \frac{3 n T}{\tau_E} \quad (1.2)$$

donde τ_E es el tiempo de confinamiento de la energía. Si en dicho plasma suponemos una mezcla al 50% de Deuterio y Tritio, la energía producida por reacciones de fusión es

$$P_F = P_\alpha + P_n = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_F \quad (1.3)$$

donde $E_F = E_\alpha(3.52 \text{ MeV}) + E_n(14.06 \text{ MeV})$ es la energía liberada por cada reacción de fusión.

La primera formulación del balance energético de un reactor de fusión se debe a Lawson [1.3]. Si se considera una eficiencia η de conversión a energía eléctrica de la energía liberada por el plasma (un valor razonable es $\eta \approx 30\%$) se tiene que para la producción neta de energía debe cumplirse

$$P_B + P_L \leq \eta (P_B + P_L + P_F) \quad (1.4)$$

y usando las definiciones anteriores se puede reescribir como

$$n \tau_E \geq \frac{3 T}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{E_F}{4} \langle \sigma v \rangle - \beta \sqrt{T}} \quad (1.5)$$

que se conoce como el criterio de Lawson. Para $\eta = 1/3$, valor usado por Lawson, el miembro de la derecha presenta un mínimo para $T \approx 25 \text{ KeV}$,

$$n \tau_E \geq 6.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s} \quad (1.6)$$

Un criterio que produce valores similares y que se utiliza ampliamente en experimentos de fusión actuales es el criterio de break-even. Se considera la obtención de plasmas en condiciones estacionarias de break-even como la demostración de la realizabilidad científica de la fusión nuclear. Si se define P_H , como la potencia necesaria para calentar el plasma y V_p es el volumen del plasma, el criterio de break-even se formula,

$$Q_{DT} = \frac{P_F V_P}{P_H} \geq 1 \quad (1.7)$$

Si el plasma alcanza densidad y temperatura suficientemente altas, la energía con que son producidos los núcleos de He^4 en las reacciones de fusión puede ser suficiente para compensar las pérdidas que sufre dicho plasma. Cuando esto ocurre no se necesita ningún calentamiento externo del plasma, que se encuentra en régimen de ignición. El criterio que expresa esta condición es similar al de Lawson,

$$P_B + P_L \leq P_\alpha \quad (1.8)$$

o bien en su forma habitual,

$$n \tau_E \geq \frac{3 T}{\frac{E_\alpha}{4} \langle \sigma v \rangle - \beta \sqrt{T}} \quad (1.9)$$

Esta expresión presenta un mínimo para $T \simeq 30 \text{ KeV}$, obteniéndose

$$n \tau_E \geq 1.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s} \quad (1.10)$$

condición más restrictiva que el criterio de Lawson.

Como conclusión, de todos estos criterios se deduce, que para obtener un balance de energía positivo utilizando reacciones de fusión, se debe producir un plasma suficientemente caliente, suficientemente denso y mantenerlo así durante un tiempo suficientemente largo. Para obtener este objetivo se han seguido principalmente dos líneas:

- Confinamiento inercial: Mediante la irradiación con láseres o haces de partículas de blancos de hidrógeno sólido. Con ello se deben conseguir densidades muy altas ($\simeq 10^{28} \text{ m}^{-3}$), durante tiempos muy cortos ($\simeq 10^{-8} \text{ s}$).
- Confinamiento magnético: Basado en las fuerzas a que se encuentran sometidas las partículas cargadas en campos magnéticos. Con este sistema se utilizan plasmas poco densos ($\simeq 10^{20} \text{ m}^{-3}$), confinados durante tiempos largos ($\simeq 1 \text{ s}$).

Los estudios desarrollados en esta Tesis se centran en la línea de confinamiento magnético y en concreto en la configuración magnética que ha producido los mejores resultados hasta el presente: El Tokamak.

1.2 El Tokamak

El nombre "Tokamak" se aplica a sistemas toroidales axisimétricos en los cuales un plasma caliente es confinado por el campo magnético que crea la corriente que circula por él, y en los que un intenso campo magnético longitudinal paralelo a la corriente es utilizado para suprimir las principales inestabilidades magnetohidrodinámicas [1.4] . El esquema de un tokamak y del sistema de coordenadas que se utiliza en su estudio se representan en la Fig.1.1.

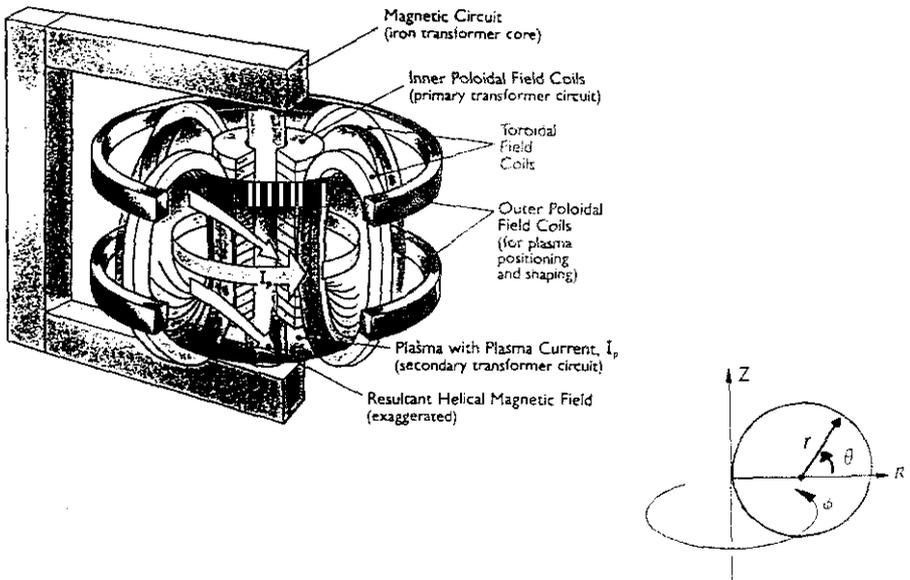


Fig.1.1. Esquema de un tokamak y sistema de coordenadas.

Aunque el equilibrio magnetohidrodinámico de un tokamak es un tema muy extenso, vamos a describir sus características principales. Dicho equilibrio, y de los plasmas en campos magnéticos en general, se describe en buena aproximación por las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD) ideal, que suponen un plasma no resistivo,

$$\vec{J} \times \vec{B} = \nabla p \quad (1.11.a)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} , \quad (1.11.b)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 . \quad (1.11.c)$$

Como se deduce de la definición del tokamak, la fuerza de expansión debida al gradiente de presión en el plasma, según el radio menor del toro (r), se compensa principalmente con la fuerza que la corriente que circula por el plasma (en dirección toroidal) ejerce sobre sí misma. La fuerza de expansión magnética, según el radio mayor (R), propia de todo sistema con geometría toroidal, se compensa con la que se produce mediante la interacción de la corriente del plasma y un campo externo vertical. Los efectos debidos a corrientes poloidales en el plasma suelen ser pequeños debido a las bajas presiones cinéticas (en relación a las presiones magnéticas) que se obtienen de modo estable en los tokamaks [1.5].

Aunque las bobinas que crean el campo toroidal son obviamente discretas, siempre que su número sea suficiente, se puede tomar el equilibrio del tokamak como un equilibrio perfectamente toroidal, para consideraciones generales. Ello garantiza la existencia de superficies de flujo cerradas en las cuales la presión es constante y a las que son tangentes la densidad de corriente \vec{J} y el campo \vec{B} (cuyas componentes toroidal y poloidal son B_θ y B_ϕ , respectivamente). Para estos equilibrios dichas magnitudes físicas se pueden expresar en función de el flujo magnético poloidal ψ ,

$$\psi(r) = \int_0^r 2 \pi R(u) B_\theta(u) du , \quad (1.12)$$

cuya dependencia de las coordenadas espaciales se obtiene resolviendo la ecuación de Grad-Shafranov de cada configuración [1.5].

La configuración magnética del plasma en el tokamak esta sujeta a distintas inestabilidades tanto ideales (plasma no resistivo) como resistivas, que dependen del régimen en que opera el tokamak [1.6]. Una cantidad que es de uso frecuente en estos estudios es el factor de seguridad q , que para un tokamak de gran razón de aspecto ($R/a \gg 1$) es

$$q(r) = \frac{r B_\phi}{R B_\theta} , \quad (1.13)$$

que se visualiza como el número de vueltas toroidales que una línea de campo recorre según da una vuelta poloidal. Un plasma en un tokamak no es estable si $q(a) < 1$ (criterio de Kruskal-Shafranov), donde a es el radio menor del plasma, lo

cual limita el campo poloidal y por tanto la máxima corriente que dicho plasma puede conducir de modo estable.

El límite anterior junto con la ineficiencia del calentamiento óhmico, por la corriente que circula en el plasma, a altas temperaturas (la resistividad de un plasma $\propto T^{-3/2}$), hace que no se puedan alcanzar temperaturas termonucleares utilizando este método de calentamiento y sean necesarios otros métodos de calentamiento adicional, como la inyección de haces de átomos neutros muy energéticos o de ondas de radiofrecuencia en el plasma. Desgraciadamente cuando el plasma es calentado con estos métodos el tiempo de confinamiento de la energía se reduce generalmente (modo-L) y las temperaturas alcanzadas no son tan altas como se desearía [1.7]. Desviaciones de este comportamiento aparecen en descargas en las que se utiliza una configuración magnética, que describiremos posteriormente, denominada de divertor poloidal. En dichas descargas se produce una transición, por encima de un cierto nivel de potencia adicional inyectada, a un régimen de alto confinamiento conocido como modo-H [1.8], en el cual se pueden obtener altas temperaturas y densidades en el plasma.

1.3 El Problema de la Interacción Plasma-Pared

Un problema común a todos los sistemas de confinamiento magnético es que este confinamiento no es perfecto, como hemos visto. Por ello, el plasma pierde iones energéticos que bombardean las paredes de la cámara que lo contiene. Dichos iones erosionan las superficies sobre las que inciden lo cual limita la vida de la cámara del dispositivo que contiene el plasma. Los átomos que se producen por el contacto del plasma con las paredes de la cámara se denominan impurezas y el control de su producción y comportamiento es el punto fundamental de la investigación de fusión nuclear actualmente. Al plasma cercano a las superficies materiales se le denomina plasma del borde.

El problema de las impurezas no se sólo se reduce a la limitación de la vida media de los materiales que componen el dispositivo, de por sí un problema bastante serio [1.9], sino que además dichas impurezas penetran en el plasma causando los efectos negativos siguientes :

- Dilución del combustible.

Debido a la cuasi-neutralidad del plasma la densidad de cargas positivas y negativas debe ser igual. Esto hace que si en el plasma se encuentran impurezas en distintos estados de ionización Z_i , con densidades n_i , la densidad electrónica n_e y de iones hidrogénicos n_H , estén en la siguiente relación

$$n_e = n_i + \sum_k n_k Z_k \approx \bar{Z} n_i, \quad (1.14)$$

donde \bar{Z} se define como la carga iónica media del plasma. Como la partículas que reaccionan en las reacciones de fusión son los iones hidrogenicos, la presencia de átomos de impurezas reduce la densidad de iones reactivos para una misma densidad de electrones. Existen ciertos límites para la densidad electrónica que un tokamak puede confinar establemente, como son el límite de Troyon [1.10], que determina la máxima presión cinética que puede ser contenida por los campos magnéticos en un tokamak, y el asociado con la inestabilidad térmica del plasma del borde de un tokamak que da lugar a disrupciones [1.11] y MARFES [1.12]. Ambos límites se alcanzan para ciertas densidades electrónicas y por tanto la presencia de impurezas disminuye la producción máxima de energía que se puede obtener de modo estable, respecto a la de un plasma hidrogenico puro.

- Pérdidas por radiación.

La presencia de impurezas en el plasma aumenta las pérdidas radiativas que se producen en él. Este aumento se debe tanto al aumento de la radiación de bremsstrahlung (Eq.1.1) que conlleva el aumento de la carga iónica media del plasma como a la fuerte emisión de líneas espectrales que se produce cuando un átomo o ión parcialmente ionizado se ve sometido a bombardeo electrónico [1.13]. Estas pérdidas son especialmente importantes para átomos de alta Z cuyos electrones internos están fuertemente ligados y por tanto pueden encontrarse parcialmente ionizados incluso a altas temperaturas del plasma (≈ 10 KeV). Algunos de estos materiales, como son el Molibdeno y el Wolframio, tienen muy buenas propiedades desde el punto de vista de la cantidad de potencia que se puede depositar en ellos sin dañarlos, y por tanto, su uso en un reactor de fusión no es descartable.

Estos efectos y otros, como la reducción de la eficiencia de los métodos de calentamiento con la concentración de impurezas, hacen imprescindible que su nivel deba ser mantenido a un nivel muy bajo en un reactor de fusión. De hecho la presencia de impurezas en el plasma puede llegar a impedir que se alcance la ignición de este, debido a los efectos previamente descritos. En la Fig.1.2 se muestran los resultados de un cálculo de la máxima concentración de impurezas que se puede tolerar en un reactor en el que se tenga un plasma en ignición, para distintas especies atómicas en función de la temperatura del plasma [1.14].

Como se puede comprobar las concentraciones de impurezas que impiden alcanzar la ignición son extremadamente pequeñas para impurezas pesadas (≈ 0.1 %), como Molibdeno y Wolframio, mientras que para materiales más

ligeros como Carbono y Berilio dichas concentraciones son mayores ($\approx 5 - 10 \%$)

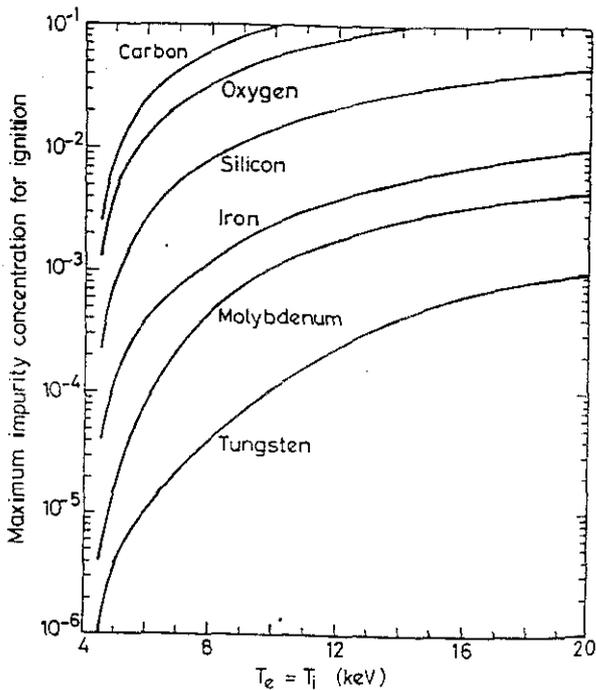


Fig.1.2. Máxima concentración de impurezas en un reactor de fusión [1.14].

Un problema relacionado con lo anterior y que se debe solventar en un reactor de fusión, es el mantener una adecuada concentración de He^+ en el plasma. Aunque el Helio no es una impureza generada por la interacción del plasma con los elementos materiales, sino por las reacciones de fusión, produce los mismos efectos de dilución del combustible y aumento de pérdidas radiativas y su concentración debe mantenerse alrededor de un 5% en un reactor. Esto conlleva un bombeo eficaz del Helio que llega al borde del plasma, lo cual se encuentra en fase de estudio teórico y experimental [1.15].

De lo expuesto anteriormente se comprende el gran esfuerzo realizado en el control de la interacción del plasma con las paredes de la cámara que lo contiene. La medida más inmediata que se puede tomar para controlar esta interacción es

la selección de ciertas partes de la cámara para que dicha interacción se lleve a cabo en ellas con mayor intensidad. Esto es posible debido a la gran diferencia entre los coeficientes de transporte de calor y partículas en un plasma según las líneas de campo magnético y a su través, que hace que la interacción se localice fuertemente sobre los elementos materiales más próximos al plasma confinado (esto se explicará con más detalle en el siguiente capítulo). De este modo se pueden diseñar estos elementos protectores de forma óptima y con los materiales adecuados (de alta Z como Wolframio o de baja Z como Berilio) para soportar los intensos flujos de energía y partículas que el plasma deposita sobre ellos. El diseño de dichos elementos depende de la configuración magnética del tokamak, que se puede clasificar en dos grandes grupos según el tokamak se configure para operar con limitador o divertor magnético, y su nombre correspondiente es el de limitador o placa del divertor. En la Fig.1.3 se muestran los distintos tipos de limitadores y divertores de similar topología que se utilizan en tokamaks.

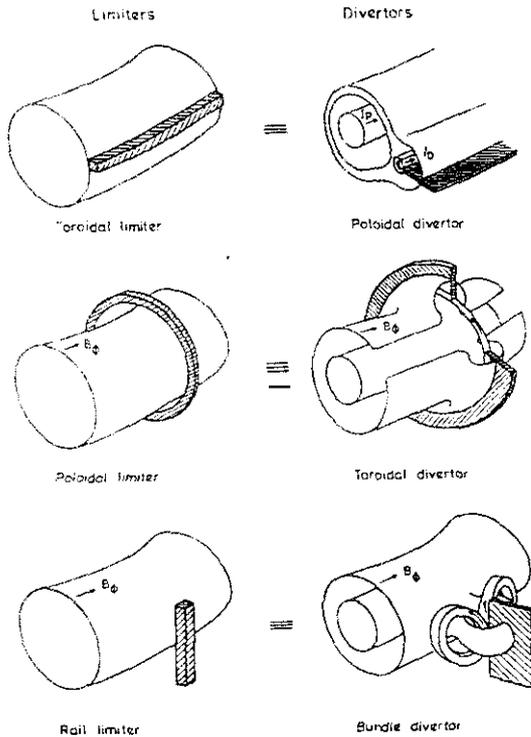


Fig.1.3. Distintas configuraciones con limitador y divertor [1.16].

En tokamaks de configuración con limitador, es este elemento el que determina la primera superficie de flujo del plasma en contacto con una superficie material y así el plasma confinado se encuentra en interacción directa con dicho elemento material. En tokamaks de configuración con divertor el campo magnético en el borde del plasma es distorsionado, por corrientes externas, de modo que la interacción con los elementos materiales se produce en una zona alejada del plasma confinado. Es inmediato observar que la configuración con divertor presenta, a priori, mejores propiedades para aminorar el problema de la contaminación por impurezas del plasma central, ya que estas se producen en una zona que no está en contacto directo con él. Debido a las inestabilidades MHD, que induce la distorsión del campo magnético, y los problemas de ingeniería que plantea su diseño, el único divertor viable en un reactor de fusión es el **divertor poloidal**.

1.4 El Joint European Torus

El Joint European Torus (JET) es el mayor tokamak en operación actualmente, y es el dispositivo de fusión nuclear por confinamiento magnético en que se han obtenido plasmas en condiciones más próximas a las necesarias en un reactor de fusión. De hecho se han obtenido las condiciones necesarias para superar el criterio de *break-even*, si bien sólo de modo transitorio [1.17]. En la tabla 1.1 se resumen los valores de los parámetros de este experimento (de sección no circular).

Parámetros del JET	
Radio menor del plasma : Horizontal	1.25 m
Radio menor del plasma : Vertical	2.10 m
Radio mayor del plasma	2.96 m
Duración de la descarga	20 s
Campo magnético en centro del plasma	3.45 T
Corriente del plasma	7 MA
Potencia Adicional	35 MW

Tabla 1.1. Parámetros del JET.

Debido a la flexibilidad de su diseño, este tokamak puede ser operado en tres configuraciones magnéticas distintas : con limitadores (toroidales), con un

divertor poloidal (SN) o con dos divertores poloidales (DN). Ejemplos de equilibrios MHD para estas configuraciones se muestran en la Fig.1.4.

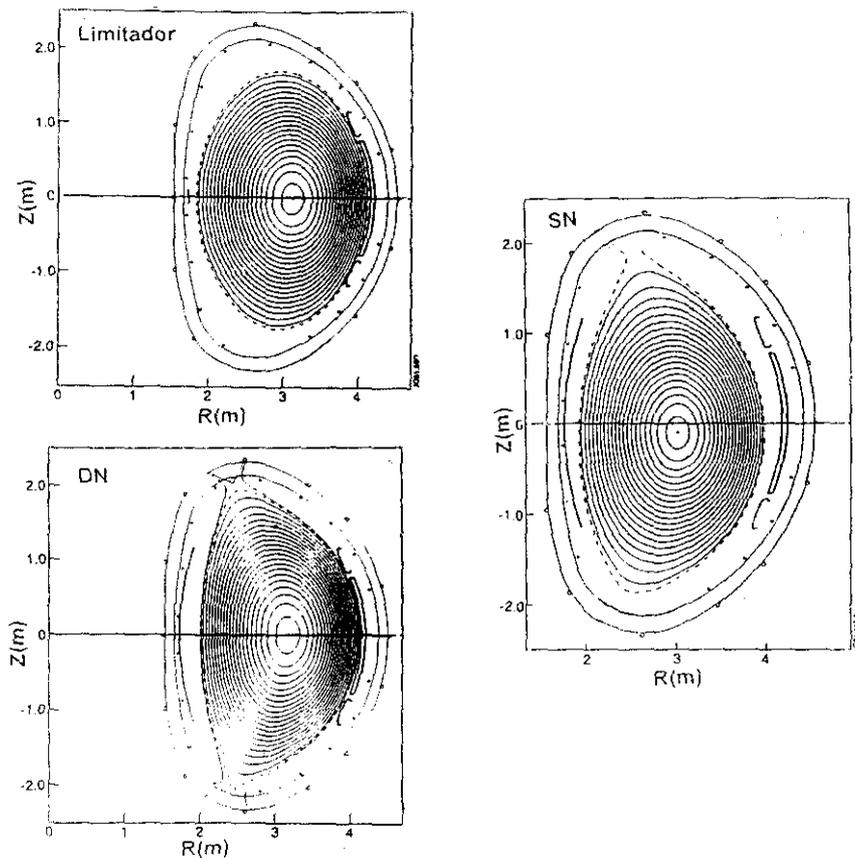


Fig.1.4. Distintas configuraciones magnéticas en JET.

Como conclusión de este capítulo introductorio es interesante destacar el progreso realizado en los últimos dos decenios hacia la obtención de un plasma en condiciones de ignición mediante los resultados obtenidos en experimentos tokamak. Dichos resultados se muestran en la Fig.1.5 junto con los nombres de los dispositivos en que han sido obtenidos.

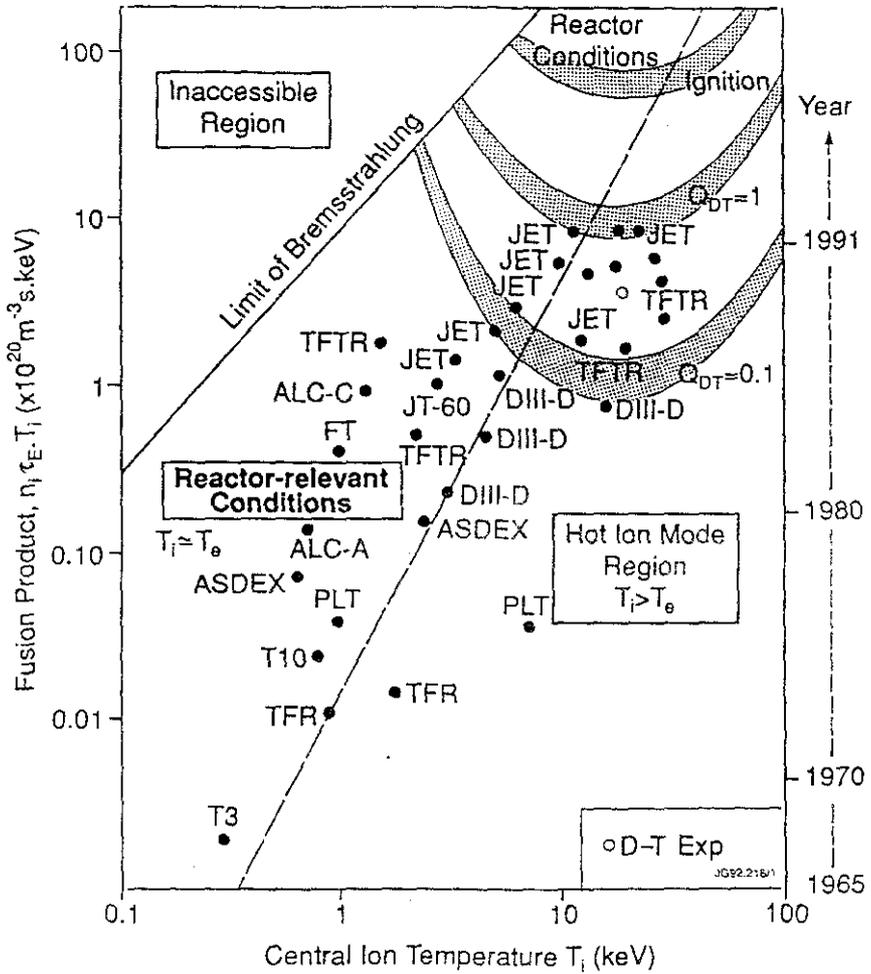


Fig.1.5. Valores del producto de fusión, $n_e \tau_E T_i$, respecto a la temperatura iónica T_i , obtenidos en experimentos tokamak.

2. Física del Plasma del Borde

2.1 Teoría del Plasma Sheath

Debido a la diferencia de masas entre electrones e iones que componen el plasma, los electrones poseen una mayor velocidad en su movimiento térmico (a menos que $T_i \gg T_e$, situación infrecuente en plasmas termonucleares). Por esto, cuando un plasma entra en contacto con un medio material se produce una pérdida rápida de electrones por parte de éste. Ello da lugar a una diferencia de potencial entre el plasma y el medio material que se autoregula de modo que el número de electrones e iones que el plasma pierde, subsiguientemente, sea el mismo. La zona en que esta diferencia de potencial ocurre primordialmente, en la cual el plasma no es cuasineutro, se denomina el plasma sheath y a la diferencia de potencial entre el plasma y el medio material se le denomina el potencial del sheath.

Aunque la existencia de un campo magnético altera la estructura del sheath, estudiamos inicialmente el caso de un plasma que no se encuentra en un campo magnético, al objeto de introducir los conceptos básicos. Consideramos el problema unidimensional del plasma en contacto con una superficie perfectamente absorbente (Fig.2.1), en la cual todo par electrón-ión que llega a ella es reemitido como partículas neutras (átomos o moléculas). En la frontera entre el plasma y el sheath los electrones se pueden describir en buena aproximación con una función de distribución Maxwelliana y en el propio sheath obedecerán la relación de Boltzmann

$$n_e(x) = n_0 \exp\left[\frac{e\phi(x)}{T_e}\right], \quad (2.1)$$

donde el origen de potencial ($\phi = 0$) se toma en el punto de simetría entre las superficies materiales que limitan el plasma. En una primera aproximación se pueden considerar iones fríos ($T_i \approx 0$) y en reposo en el punto de simetría.

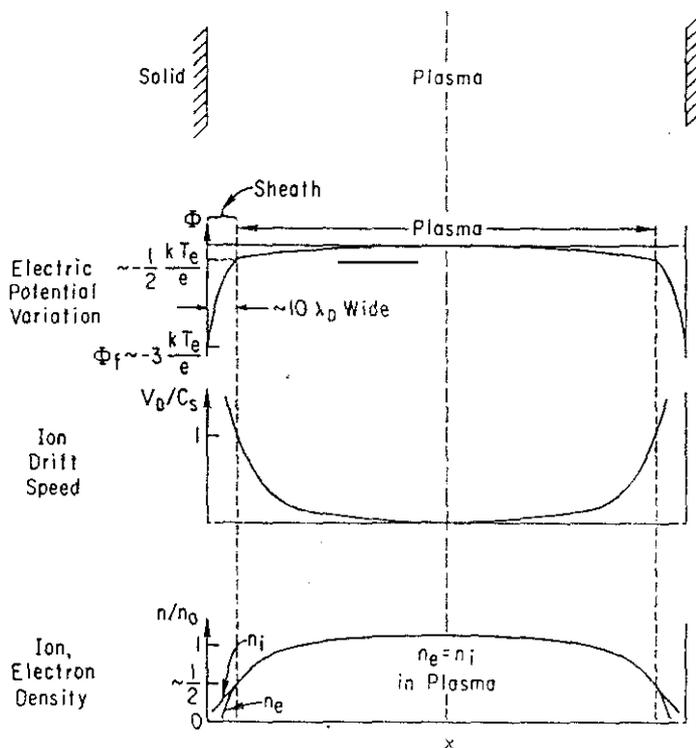


Fig.2.1. Esquema de la variación del potencial eléctrico, velocidad de deriva iónica y densidad para un plasma en contacto con una superficie [2.1].

Debido a las dimensiones del sheath se puede suponer que en él no hay ionización de partículas neutras, por tanto no hay fuentes de electrones e iones, y el flujo de iones y electrones es no-colisional. Así, utilizando la ecuación de conservación de la energía para los iones en el sheath, se puede resolver la ecuación de Poisson

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = \frac{e(n_e(x) - n_i(x))}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

De dicha solución se concluye que para que exista un sheath se deben cumplir las siguientes condiciones en la frontera entre el plasma y el sheath (x_s)

$$\phi(x_s) \leq -\frac{T_e}{2e} \quad (2.3)$$

$$v_i(x_s) \geq \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} = c_s \quad (2.4)$$

donde v_i es la velocidad de deriva de los iones.

La condición de la Eq.2.3 revela que la perturbación que el contacto con una superficie material introduce en el plasma no queda confinada al sheath, sino que se extiende hasta el punto de simetría entre las paredes que limitan el plasma, si bien la magnitud del campo eléctrico que se induce no es suficiente para perturbar la cuasineutralidad del plasma salvo en el sheath, cuyo espesor es

$$d_s \simeq 10 \lambda_D \quad (2.5)$$

donde λ_D es la longitud de Debye, que es del orden de decenas de micras para condiciones típicas del plasma del borde. Al plasma cuasineutro en contacto con el sheath se le conoce como plasma del presheath, el cual es el objeto de la siguiente sección.

La condición de la Eq.2.4 es conocida como condición de Bohm [2.2] y restringe el valor mínimo que la velocidad de deriva de los iones debe tener cuando estos entran en el sheath; dicha velocidad se origina por la aceleración de los iones en el campo eléctrico existente en el presheath. Esta mínima velocidad es la velocidad de las ondas de presión en el plasma o velocidad del sonido y por tanto la condición de Bohm se puede entender como que el flujo de iones hacia la superficie material debe ser supersónico en la frontera con el sheath.

Se pueden elaborar modelos más refinados del plasma en el sheath utilizando ecuaciones cinéticas, derivándose la que se denomina condición de Bohm generalizada [2.3]

$$\int_0^{\infty} \frac{f_i(v_x) dv_x}{v_x^2} \leq \frac{m_i}{T_e} \quad (2.6)$$

donde f_i es la función de distribución de los iones en la frontera con el sheath.

Cuando se considera el plasma del presheath, se encuentra que las ecuaciones que lo gobiernan divergen para las igualdades contenidas en las desigualdades anteriores. Así, en la práctica, éstas se toman como condiciones de contorno para el plasma del presheath; el cual se suele estudiar con un modelo de fluidos debido a su colisionalidad. Por ello, la formulación de la condición de Bohm que se impone a la velocidad de deriva de los iones en la frontera con el sheath es

$$v_i(x_s) = c_s(T_i, T_e) = \sqrt{\frac{(T_e + \gamma_s T_i)}{m_i}}, \quad (2.7)$$

donde c_s es la velocidad del sonido y γ_s es el índice de politropía del fluido iónico en el preseath ($\gamma_s = 1$ si es isotérmico, $\gamma_s = 5/3$ si es adiabático), que habitualmente se supone isotérmico.

Estas condiciones determinan el potencial del sheath, que viene dado por

$$\phi_I = \frac{T_e}{2e} \ln \left[\left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \right) \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (1 - \delta_e)^{-2} \right], \quad (2.8)$$

donde δ_e es el coeficiente de emisión de electrones secundarios. Dichos electrones son emitidos por los materiales sometidos a un flujo incidente de electrones y su energía típica es de pocos eV [2.4].

De lo considerado anteriormente se puede estimar la energía que el plasma pierde a través del sheath por cada ión que llega a la superficie material. Esta energía viene dada por

$$E_s \simeq 2 T_i + \frac{2 T_e}{1 - \delta_e} - e \phi_I = \gamma(T_e, T_i) T_e, \quad (2.9)$$

donde $\gamma(T_e, T_i)$ se conoce como el coeficiente de transmisión del sheath [2.5]. En la deducción de la anterior expresión se supone que la función de distribución iónica es aproximadamente un distribución Maxwelliana, sólo con velocidades positivas y los electrones se encuentran en una distribución Maxwelliana. Aunque la suposición para la distribución iónica no es válida pues viola la condición de Bohm generalizada (Eq.2.6), el valor que se obtiene en estudios más detallados [2.6] difiere en menos de un 15% del valor que se deduce de la distribución semiMaxwelliana. Existen más términos que se pueden añadir a este factor como son los asociados con la recombinación de iones y electrones en el material etc., si bien suelen ser de mucha menor magnitud que los reflejados en la Eq.2.9 y serán considerados en más detalle en su aplicación al estudio del balance de potencia en descargas del JET, que se describe en el capítulo 4.

Cuando se considera un plasma que se encuentra en un campo magnético externo la estructura del sheath cambia. Ello se debe a que la fuerza de Lorentz que sufren las partículas cargadas en un campo magnético sólo actúa en la dirección perpendicular a este, forzándolas a describir trayectorias circulares a su alrededor mientras se mueven libremente a lo largo de él. Esto da lugar a la aparición de dos sheaths : el sheath magnético y el sheath electrostático, cuyo esquema se presenta en la Fig.2.2.

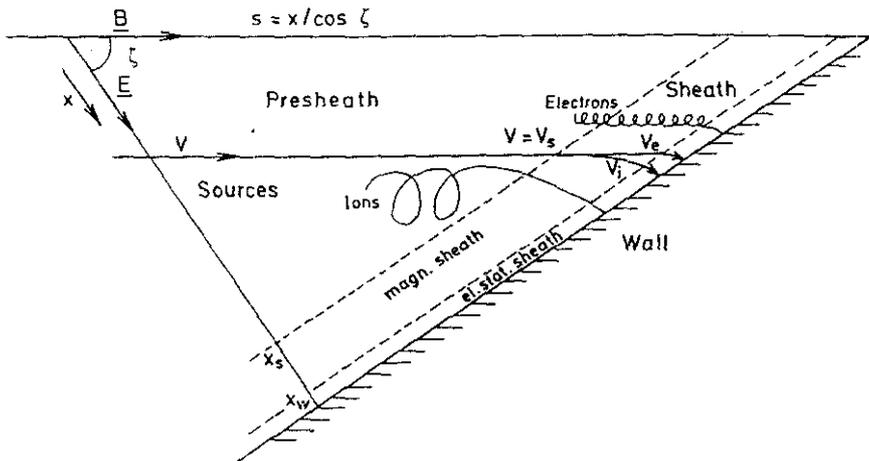


Fig.2.2. Estructura del sheath para un ángulo ζ entre el campo magnético \vec{B} y la normal a la superficie [2.7].

Debido a la diferencia de masas entre electrones e iones, estos últimos giran alrededor del campo magnético siguiendo circunferencias de mucho mayor radio que las de los electrones y por ello su trayectoria se desvía más fuertemente que la de estos bajo la influencia del campo del preseath. Por esto, en una distancia del orden del radio de giro, la dirección del flujo de los iones se separa de la de los electrones cuando fluyen hacia la superficie material. A esta zona en que el cambio de dirección ocurre se le denomina el sheath magnético y tiene una extensión del orden del radio de giro de los iones en el campo magnético, típicamente del orden de décimas de milímetros para el plasma del borde. En dicha zona la cuasineutralidad del plasma se mantiene, pues el campo eléctrico no es lo suficientemente intenso para producir una separación de cargas apreciable.

En la zona más próxima a la superficie el campo eléctrico es mucho más intenso y predomina sobre la fuerza de Lorentz magnética forzando a electrones e iones a incidir perpendicularmente a la superficie. Este es el sheath electrostático, que es análogo al caso sin campo magnético estudiado previamente.

La existencia de este doble sheath introduce una dependencia en el ángulo ζ entre el campo magnético y la normal a la superficie, para las magnitudes previamente calculadas. Por ejemplo la dependencia del potencial del sheath con dicho ángulo se muestra en la Fig.2.3, en la cual se observa que siempre que la emisión de electrones secundarios no sea muy intensa, las diferencias respecto al caso sin campo magnético (equivalente a $\zeta = 0$) no son considerables. La influencia en el criterio de Bohm del ángulo entre el campo y la superficie es ligeramente más importante, si bien la diferencia entre las velocidades que se obtienen para distintos ángulos comparadas con la Eq.2.7 no difieren en más de un 30% [2.7].

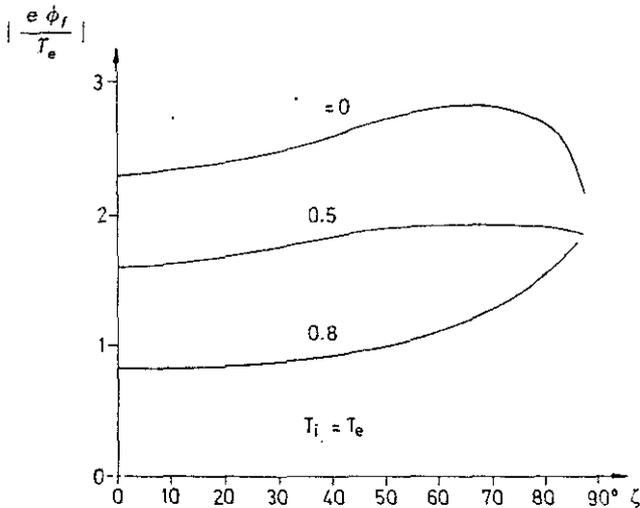


Fig.2.3. Potencial del sheath para diferentes ángulos ζ , entre el campo magnético y la normal a la superficie, y coeficientes de emisión de electrones secundarios ($T_i = T_e$) [2.7].

De lo anterior se deduce que, salvo en el caso en que exista una intensa emisión de electrones secundarios, los resultados que se obtienen para las condiciones de contorno que la existencia de un sheath impone en el presheath no se ven modificados en gran medida por la presencia de un campo magnético (excepto la dimensión del propio sheath, que para muchos estudios no es relevante). Por ello utilizaremos para el estudio de plasmas en campos magnéticos los resultados que se deducen para el caso de un plasma sin campos magnéticos pues son simples y el error que introducen respecto a las expresiones exactas no es significativo.

2.2 Modelos del Plasma del Presheath

La situación típica del plasma del presheath se representa en la Fig.2.4, para una configuración con limitadores (para una configuración con divertor es similar).

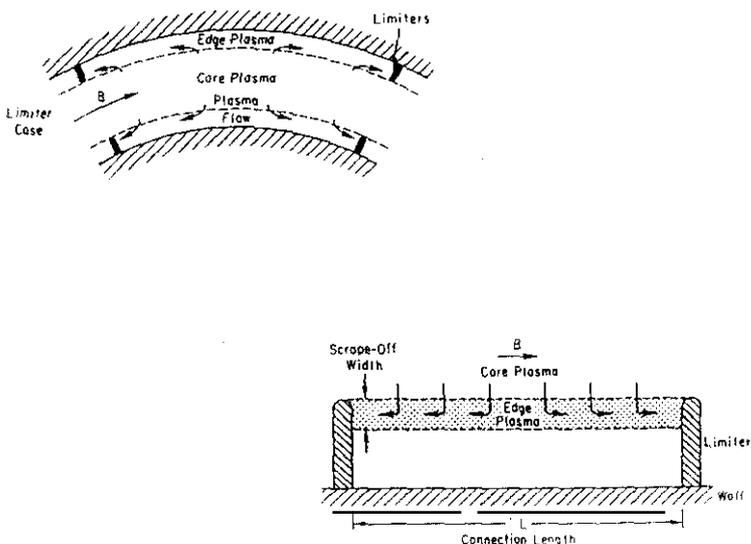


Fig 2.4. Esquema del plasma en el borde de un tokamak con limitadores [2.1].

El plasma en el presheath (también denominado scrape-off layer, SOL, en dispositivos magnéticos de fusión nuclear), proviene de las partículas que son perdidas por el plasma central hacia las superficies materiales de la cámara que lo contiene. Una vez que dichas partículas cruzan la última superficie magnética cerrada o separatriz (que no se encuentra en contacto con ninguna superficie material), éstas fluyen a lo largo de las líneas de campo, hacia los elementos materiales que se encuentran en contacto directo con ellas. En dichos elementos materiales se producen distintos procesos que se describen en las siguientes secciones y cuyo principal resultado es la neutralización de los iones que llegan a dicha superficie y su reemisión hacia el plasma principal. Por ello es claro que en el presheath o SOL ocurren procesos complejos, cuyo estudio involucra cálculos detallados de física atómica, como son la ionización, recombinación y reacciones de intercambio de carga para el hidrógeno y las distintas impurezas que puedan considerarse.

Las ecuación básica para el estudio del plasma es la ecuación de Boltzmann con los términos colisionales de Fokker-Planck (asociados a las colisiones Coulombianas) y de colisiones inelásticas entre electrones e iones con otras especies presentes en el plasma (por ejemplo impurezas neutras o parcialmente ionizadas, átomos de hidrógeno neutro etc.). De dicha ecuación se pueden obtener las ecuaciones que describen el plasma en una aproximación de fluidos, que para sistemas con simetría toroidal son ecuaciones bidimensionales [2.8]. Para el estudio del plasma del presheath se suelen utilizar simplificaciones obtenidas a partir de dichas ecuaciones, pues el tratamiento cinético del problema es extremadamente complejo y en muchos casos las diferencias entre los resultados obtenidos para ciertos parámetros físicos se encuentran dentro de los errores de las medidas experimentales de éstos. Estas ecuaciones son las ecuaciones de conservación de partículas, momento y energía para un plasma en estado estacionario

$$\nabla(n_{i,e} \vec{v}_{i,e}) = S_{i,e} \quad (2.10.a)$$

$$\nabla(m_{i,e} \vec{v}_{i,e} \vec{v}_{i,e}) + \nabla(n_{i,e} T_{i,e}) \mp e n_{i,e} (\vec{E} + \vec{v}_{i,e} \times \vec{B}) + \nabla \tilde{\Pi}_{i,e} = \vec{F}_{i,e}^{Coul} + \vec{X}_{i,e}^{No-Coul} \quad (2.10.b)$$

$$\nabla \left(\frac{m v_{i,e}^2}{2} \vec{v}_{i,e} + \frac{5 n_{i,e} T_{i,e}}{2} \vec{v}_{i,e} + \vec{v}_{i,e} \tilde{\Pi}_{i,e} + \vec{q}_{i,e} \right) \mp e n_{i,e} \vec{v}_{i,e} \vec{E} = Q_{i,e}^{Coul} + \vec{v}_{i,e} \vec{F}_{i,e}^{Coul} + Y_{i,e}^{No-Coul} \quad (2.10.c)$$

En estas ecuaciones los subíndices i, e se aplican a los iones de hidrógeno y electrones respectivamente. La denominación Coul, No-Coul se refiere a los términos procedentes de las interacciones Coulombianas entre los iones y electrones y las interacciones con otras especies como son átomos de hidrógeno y de impurezas (cuya consideración se hará en las siguientes secciones), respectivamente. El resto de la notación es standard, siendo $\vec{\Gamma}$ el tensor de viscosidad de electrones e iones en el plasma y \vec{q} el flujo de energía conductivo debido a gradientes de temperatura en el plasma. Estas ecuaciones son bidimensionales, utilizándose \perp para la coordenada perpendicular al campo magnético y \parallel para la coordenada a lo largo de él.

Es bien conocido que el transporte de calor y partículas a través de las líneas del campo magnético que se observa en tokamaks no se encuentra bien descrito por las expresiones derivadas de la teoría clásica para los coeficientes de difusión que se utilizan en las ecuaciones anteriores, incluso cuando se tienen en cuenta correcciones debidas a efectos toroidales, obteniéndose coeficientes de difusión experimentales típicamente uno o dos órdenes de magnitud mayores que los determinados por ésta teoría, indicación de la naturaleza turbulenta de dicho transporte. Sin embargo, el desacuerdo no es tan importante para el transporte a lo largo de la línea de campo, obteniéndose valores experimentales del mismo orden de magnitud que los predichos teóricamente, si bien la medida de dichos coeficientes es extremadamente complicada [2.9].

Por tanto para el estudio del plasma en el presheath se utilizan los valores obtenidos de la teoría del transporte según las líneas de campo, mientras que se utilizan coeficientes de transporte efectivos, deducidos de los resultados experimentales, para el transporte a través de las líneas de campo. De este modo los flujos de energía y partículas a través del campo magnético vienen dados por

$$\vec{\Gamma}_{\perp,i,e} = n_{i,e} \vec{v}_{\perp,i,e} = -D_{\perp,i,e} \frac{dn_{i,e}}{dx_{\perp}} \quad (2.11.a)$$

$$\vec{q}_{\perp,i,e} = -\chi_{\perp,i,e} n_{i,e} \frac{dT_{i,e}}{dx_{\perp}} \quad (2.11.b)$$

donde D_{\perp}, χ_{\perp} son los coeficientes de difusión de partículas y energía respectivamente. Así, en adelante la componente $v_{\perp,i,e}$ será referida simplemente como $v_{i,e}$.

Estas ecuaciones se deben resolver con las expresiones adecuadas para las fuentes y sumideros de partículas, momento, energía y las condiciones de contorno que se derivan de la existencia de un sheath. Debido a la complejidad de lo anterior los estudios detallados del plasma del presheath se realizan numéricamente. Sin embargo, se pueden obtener descripciones cualitativas muy

útiles para la interpretación de resultados experimentales a partir de soluciones analíticas de las ecuaciones anteriores obtenidas para situaciones simples. Por ejemplo se suele suponer que no existen importantes sumideros de momento en el presheath, que la viscosidad del plasma es pequeña, que las pérdidas del plasma principal son ambipolares y no hay corrientes eléctricas en el presheath ($\vec{v}_e = \vec{v}_i = \vec{v}$), y la densidad de impurezas es pequeña ($n_e = n_i = n$). Así, se pueden reducir las ecuaciones bidimensionales a dos conjuntos de ecuaciones unidimensionales para el transporte a lo largo y a través del campo magnético en la cual los términos asociados con la coordenada eliminada, junto con las condiciones de contorno del sheath, se reducen a términos fuente de la ecuación o condiciones de contorno de las ecuaciones unidimensionales.

Con las simplificaciones anteriores se pueden resolver las ecuaciones para la coordenada a lo largo de la línea de campo tomando los términos a través del campo como constantes. El resultado más útil se obtiene de la integración de las ecuaciones de continuidad y de conservación del momento

$$n(T_e + T_i)(1 + M^2) = \text{cte} \quad , \quad (2.12)$$

donde $M = v/c_s$ es el número de Mach del flujo de los iones. Así, se observa, que si no existen fuertes gradientes de temperatura en el presheath, la densidad en el presheath lejos de las superficies materiales (donde $M \approx 0$) es el doble que en la frontera con el sheath (donde $M \approx 1$). De las ecuaciones de continuidad y de conservación del momento se puede obtener también la ecuación de variación del número de Mach del flujo de plasma en el presheath [2.10]

$$\frac{dM}{dx_{\parallel}} = \frac{M}{(1 - M^2)} \left[\frac{(1 + M^2)S}{nv} + \frac{1 + M^2}{2(T_e + T_i)} \frac{d(T_e + T_i)}{dx_{\parallel}} - \frac{1}{A(x_{\parallel})} \frac{dA}{dx_{\parallel}} \right] \quad , (2.13)$$

donde $A(x)$ es el área normal al campo del tubo de flujo que consideramos. Dicho área viene determinado por el campo magnético y las características de la difusión de partículas a través del campo magnético y será discutido en más detalle posteriormente. Esta ecuación muestra el comportamiento anticipado en la sección anterior : el flujo de plasma en el presheath es subsónico lejos de las superficies materiales y se acelera hasta $M = 1$ cuando el plasma alcanza la frontera con el sheath en la cual $\frac{dM}{dx_{\parallel}} \rightarrow \infty$.

De la consideración de los distintos términos en la ecuación de conservación de la energía se encuentra que los términos que predominan son la conducción y convección de energía para los electrones, la convección para los iones y la equipartición de energía entre ellos por interacciones Coulombianas. Por ello se suelen sumar las ecuaciones de balance de energía para ambas especies obteniéndose

$$\frac{d}{dx_{\parallel}} \left(\frac{m_i v^2}{2} v + \frac{5n(T_i + T_e)}{2} v + q_{\parallel,e} \right) \approx Y_i^{No-Coul} + Y_e^{No-Coul} \quad (2.14)$$

Esta ecuación se puede resolver para casos simples y su aplicación a la interpretación de datos experimentales se desarrolla en los capítulos siguientes.

La justificación de la validez de la aproximación de fluidos para el plasma del presheath se basa en la colisionalidad de dicho plasma. Así los parámetros críticos a comparar son la longitud característica de variación de los parámetros del plasma del presheath según las líneas de campo, con el recorrido libre medio entre colisiones coulombianas de los componentes del plasma. La longitud característica del presheath a lo largo del campo se denomina longitud de conexión y viene determinada por la longitud de la línea de campo que une las superficies materiales en contacto con el plasma. Para el caso de un limitador toroidal o un divertor poloidal en un tokamak de gran razón de aspecto (R/a) $\gg 1$, la longitud de conexión viene dada por

$$L = 2\pi Rq(a) \quad (2.15)$$

El camino libre medio para colisiones Coulombianas entre partículas de la misma especie viene dado por [2.11]

$$\lambda_{aa} = \frac{g}{8\pi} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{\sigma^2} \right)^2 \frac{T_a^2}{n_a \ln \Lambda_{aa}} = 1.7270 \times 10^{17} \frac{(T_a(\text{eV}))^2}{n_a(m^{-3}) \ln \Lambda_{aa}} \quad (\text{m}) \quad (2.16)$$

donde a es i o e según se consideren electrones o iones y $\ln \Lambda$ es el logaritmo de Coulomb cuyo valor típico para las condiciones del plasma del borde es $10 - 15$.

La aproximación de fluidos será válida si λ_{aa} es mucho menor que las longitudes típicas de variación de los parámetros del plasma a lo largo de la línea de campo. El valor exacto de estas longitudes se debe calcular resolviendo las ecuaciones del fluido para este plasma y verificando a posteriori que las condiciones de validez se cumplen para los perfiles de densidad y temperatura obtenidos. En la práctica, la longitud que se suele comparar con el camino libre medio entre colisiones es la longitud de conexión. La razón de ello es que, si el modelo de fluidos es válido, esta es la longitud típica de variación de la presión del plasma según la línea de campo, que de acuerdo con la Eq.2.12 debe ser un factor 2 menor en la cercanía de la superficie material que lejos de ella. De este modo se suele considerar que ecuaciones del fluido son aplicables al plasma del presheath cuando se cumple que $\lambda_{aa}/L \ll 1$, esto es, el plasma del presheath debe ser suficientemente colisional. Si dicha condición no se cumple se debe proceder a la resolución del problema utilizando las ecuaciones de Boltzmann de electrones e iones lo cual es extremadamente complejo; afortunadamente alguno

de los resultados que producen las ecuaciones de fluidos del plasma son de mayor precisión de lo que cabría esperar para casos en que el plasma es marginalmente colisional, cuando se comparan con los resultados obtenidos de estudios cinéticos. De hecho, esta circunstancia es cierta para los resultados de las ecuaciones del fluido asociados con los momentos de menor orden de la función de distribución, que vienen dominados por las partículas de energía similar a la energía térmica media, para las cuales el camino libre medio viene determinado por λ_{ee} . Sin embargo, pueden aparecer diferencias significativas para cantidades, como el flujo conductivo de energía, que vengan determinadas por momentos de mayor orden de la función de distribución (de tercer orden para el flujo de energía). Esto se debe a que dichas cantidades vienen dominadas por las partículas supratérmicas de la función de distribución, que presentan un mucho mayor camino libre medio entre colisiones que λ_{ee} (del orden de $500 \times \lambda_{ee}$ para el flujo de energía) y por tanto tienden a comportarse de modo no-colisional en muchas circunstancias, dando lugar a situaciones de transporte de energía no local. En ellas el flujo de energía no es proporcional al gradiente local de temperatura existente en cada punto del plasma del presheath, como correspondería a una situación colisional pura, sino que presenta una dependencia compleja del perfil de temperatura según las líneas de campo [2.12].

La colisionalidad típica de los plasmas de la SOL de los grandes tokamaks en operación actualmente se puede obtener de las medidas mediante sondas de Langmuir en dichos experimentos. Así, por ejemplo, condiciones típicas en descargas con divertor poloidal en el JET, de densidad media y calentamiento adicional moderado son [2.13] : $n_e \approx 10^{19} m^{-3}$, $T_e \approx 30 eV$, $L \approx 60 m$ lo cual da como resultado $\lambda_{ee}/L \approx 2 \cdot 10^{-2}$. De este modo en estas condiciones el plasma de la SOL es muy colisional y debería ser bien descrito por un modelo de fluidos. En condiciones de menor densidad y calentamiento adicional intenso se pueden alcanzar valores $\lambda_{ee}/L \lesssim 1$, por lo que para estos casos sólo se obtienen resultados precisos mediante el estudio cinético del presheath.

Análogamente se pueden resolver las ecuaciones para el transporte de calor y partículas través del campo magnético. En este caso para obtener una solución simple se suele suponer que la fuente de partículas proveniente de la ionización de neutros en el plasma del presheath es despreciable frente a las que provienen del plasma principal, que las pérdidas de energía en el presheath son pequeñas, y que no existen fuertes gradientes de temperatura a lo largo del campo en el presheath. Bajo estas restricciones la ecuación de difusión de partículas queda

$$\frac{d}{dx_{\perp}} \left(-D_{\perp} \frac{dn}{dx_{\perp}} \right) = -\frac{n(x_{\perp})}{\tau_{\parallel}(x_{\perp})} \quad (2.17)$$

donde D_{\perp} es el coeficiente efectivo de difusión ambipolar de electrones e iones y τ_e es el tiempo efectivo de confinamiento de las partículas en el presheath. Este tiempo viene determinado por las condiciones de contorno que el sheath establece

$$\tau_{\parallel} \approx \frac{L}{c_s(T_e, T_i)} \quad (2.18)$$

Si suponemos $c_s = \text{cte}$, se obtiene que el perfil de densidad del plasma en la dirección perpendicular al campo viene dado por

$$n(x_{\perp}) = n(a) e^{-\frac{(x_{\perp} - a)}{\lambda_n}} \quad (2.19)$$

donde a es el radio de la última superficie cerrada y λ_n viene dado por

$$\lambda_n = \sqrt{D_{\perp} \tau_{\parallel}} = \sqrt{\frac{D_{\perp} L}{c_s}} \quad (2.20)$$

Si tomamos los valores típicos para el JET referidos antes y suponemos $T_e \approx T_i$ tomando para $D_{\perp} \approx 1 \text{ m}^2/\text{s}$, valor razonable para el plasma periférico en tokamaks, obtenemos $\lambda_n \approx 3 \text{ cm}$. Por tanto el plasma en la SOL sólo se extiende unos pocos centímetros fuera de la última superficie cerrada en la dirección perpendicular al campo. Esto simplemente refleja el predominio del transporte de las partículas a lo largo del campo frente a la dirección perpendicular a él, lo cual conlleva que la interacción del plasma con los elementos materiales se localiza fuertemente en las zonas que se encuentran más cercanas a dicho plasma. Esto provoca serios problemas puesto que da lugar a deposiciones de altos flujos de energía muy localizados, sobre dichos materiales.

Con similares simplificaciones se formula la ecuación de transporte de energía a través del campo

$$\frac{d}{dx_{\perp}} \left(-D_{\perp} \frac{dn}{dx_{\perp}} - \frac{5(T_e + T_i)}{2} n x_{\perp, e} \frac{dT_e}{dx_{\perp}} - n x_{\perp, i} \frac{dT_i}{dx_{\perp}} \right) = -\frac{n(x_{\perp}) \gamma(T_e, T_i) T_e(x_{\perp})}{\tau_{\parallel}(x_{\perp})} \quad (2.21)$$

donde $\gamma(T_e, T_i)$ es el factor de transmisión del sheath.

La aplicación de la ecuación anterior a resultados experimentales sólo se puede hacer mediante su simplificación; ello se debe principalmente a la dificultad en la medida de la temperatura iónica en la SOL de los dispositivos de fusión. De este modo se suele proceder suponiendo que las temperaturas electrónicas e

iónicas son similares y siguen una ley exponencial similar a la Eq.2.19 con longitud de caída típica λ_T , utilizándose la ecuación anterior para obtener ésta

$$\frac{\lambda_T}{\lambda_n} = \frac{1 + 5D_{\perp}/\chi_{\perp}}{2(\gamma - 5)D_{\perp}/\chi_{\perp}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4(\gamma - 5)D_{\perp}/\chi_{\perp}}{(1 + 5D_{\perp}/\chi_{\perp})^2}} \right], \quad (2.22)$$

donde χ_{\perp} es el coeficiente efectivo de transporte de calor que engloba las contribuciones de electrones e iones. Así para resultados típicos en JET [2.14], $\chi_{\perp}/D_{\perp} \simeq 7$, se encuentra $\lambda_T/\lambda_n \simeq 4.5$, en acuerdo cualitativo con las observaciones habituales en tokamaks que suelen mostrar perfiles de temperatura más planos que los de densidad, y justifica las aproximaciones hechas para resolver la Eq.2.17.

En la práctica son las medidas de las características del plasma de la scrape-off layer las que se utilizan para determinar los coeficientes de transporte de calor y partículas. Para ello se emplean los perfiles de temperatura y densidad y los de flujos de iones y energía sobre las superficies materiales, que se relacionan entre sí por las condiciones que impone el sheath, y vienen dados por

$$\Gamma(x_{\perp}) = \frac{n(a)c_s(a)}{2} e^{-\frac{(x_{\perp}-a)}{\lambda_{\Gamma}}}, \quad (2.23)$$

$$P(x_{\perp}) = \frac{\gamma n(a)c_s(a)T_e(a)}{2} e^{-\frac{(x_{\perp}-a)}{\lambda_p}}, \quad (2.24)$$

siendo Γ el flujo de partículas y P el flujo de energía cuyas longitudes de caída típicas λ_{Γ} y λ_p son

$$\lambda_{\Gamma}^{-1} = \lambda_n^{-1} + (2\lambda_T)^{-1}, \quad (2.25)$$

$$\lambda_p^{-1} = \lambda_n^{-1} + \left(\frac{2\lambda_T}{3} \right)^{-1}. \quad (2.26)$$

Así, por ejemplo, se puede obtener una fórmula más precisa para el valor de D_{\perp} que tiene en cuenta la variación de la temperatura del plasma en la dirección perpendicular al campo

$$D_{\perp} = \frac{\lambda_n \lambda_{\Gamma} c_s(a)}{L}, \quad (2.27)$$

que produce resultados más exactos que los obtenidos de la Eq.2.20. De modo similar se pueden obtener fórmulas más complejas para el cálculo de coeficientes de transporte a partir de las longitudes de caída de los perfiles del plasma de la SOL, según se consideran situaciones más próximas a la realidad, si bien la imprecisión en las medidas experimentales hace que la calidad de los resultados no mejore sustancialmente respecto a la obtenida con fórmulas simples.

2.3 Hidrógeno Neutro : Reciclado

Cuando los iones de hidrógeno perdidos por el plasma llegan a las superficies en contacto con él, se ven sometidos a ciertos procesos que tienen como resultado la reemisión de hidrógeno neutro hacia el plasma. A estos procesos, determinantes en el balance de partículas en el tokamak, junto con las interacciones del hidrógeno neutro con el plasma hasta su ionización e incorporación a él, se les denomina genéricamente como reciclado.

El primer aspecto a considerar son las características del hidrógeno que es reemitido por dichas superficies. En el rango de energías propias de los iones en el plasma del borde de los dispositivos de fusión, los iones de hidrógeno se neutralizan en el material antes de ser reemitidos por éste [2.15]. Dichos iones pueden sufrir distintos tipos de interacción con el material, que llevan a su rápida reflexión en forma de átomos neutros, que conservan una parte significativa de la energía del ión incidente, o bien se difunden en el material termalizándose y se acaban reemitiendo en forma de hidrógeno molecular. El estudio detallado de estos procesos es complejo y sólo daremos un resumen de los resultados que se obtienen y que son de interés para el presente trabajo.

El proceso de reflexión de los iones de hidrógeno como átomos neutros se suele caracterizar con dos coeficientes R_N y R_E que describen el porcentaje de iones reflejados como átomos neutros energéticos y el porcentaje de la energía de dichos átomos respecto a la del ión incidente, respectivamente. Dichos coeficientes dependen de varios factores como son la energía del ión incidente, el material y los ángulos de incidencia y reflexión considerados. En la práctica se suelen considerar como representativos los valores de estos coeficientes para iones que inciden normalmente a la superficie, pues la aceleración de los iones en el sheath los lleva a incidir en esta dirección. R_N y R_E se suelen representar en función de la energía reducida del ión incidente, de la cual son una función universal, para el caso de iones ligeros incidentes sobre materiales pesados

$$\epsilon_L = 32.55 \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{1}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} E_1 (\text{KeV}) , \quad (2.28)$$

donde 1 se refiere al ión incidente , 2 al material.

La energía de los iones incidentes en los dispositivos de fusión viene determinada por la presencia del sheath en el cual los iones se ven acelerados antes de llegar al material, así la energía media de los iones de hidrógeno incidentes es

$$E_i \simeq 2 T_i - e \phi_f . \quad (2.29)$$

En la Fig.2.5 se muestran medidas del coeficiente de reflexión R_N para varias combinaciones de ión incidente y material [2.15]. El coeficiente de reflexión de la energía es alrededor de un factor 2 más pequeño.

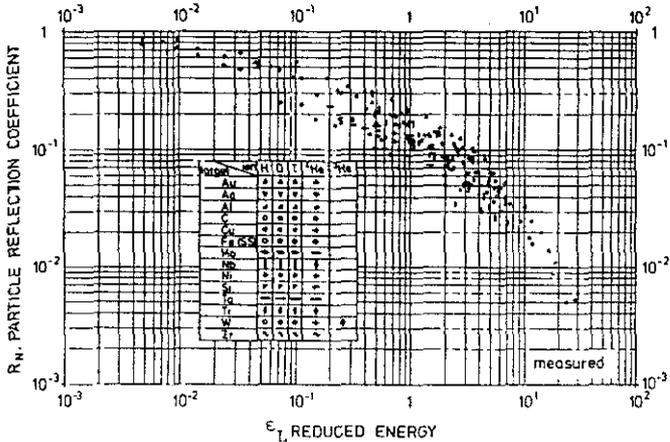


Fig.2.5. Medidas del coeficiente de reflexión de partículas para distintas combinaciones de ión incidente y material [2.15].

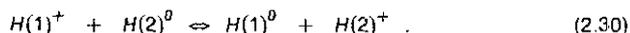
Para condiciones típicas en el borde del plasma del JET se pueden considerar temperaturas electrónicas en el rango 10-100 eV, y así por ejemplo para iones de deuterio, de temperatura iónica similar a la electrónica, incidiendo sobre berilio se tiene $0.17 \leq \epsilon_L \leq 1.7$. De este modo el número de iones reflejados como átomos energéticos es menor del 30%, alcanzándose valores de este orden sólo en situaciones de baja temperatura iónica.

Por tanto, la situación que predomina en tokamaks es la reemisión de hidrógeno en forma de moléculas. Dichas moléculas se forman por la difusión hacia la superficie de los iones de hidrógeno que se termalizan por colisiones inelásticas con los átomos del material. Los detalles de ésta emisión son complejos y conllevan el estudio de la difusión del hidrógeno en el material con la inclusión de efectos de atrapamiento en los defectos del material etc. [2.16], que escapan a la finalidad de este trabajo. Así, para el objeto de este estudio, basta con suponer que en situaciones estacionarias el número de iones perdidos

por el plasma es aproximadamente igual al hidrógeno neutro reemitido por las superficies materiales. Dicho hidrógeno neutro se encuentra principalmente en forma molecular cuando es reemitido por la superficie.

La distribución espacial de los neutros reemitidos por las superficies se puede describir, en primera aproximación, como proporcional al coseno del ángulo con la normal a la superficie, para iones incidentes normalmente a ella. Para iones en incidencia no normal la distribución está muy concentrada alrededor de la dirección de reflexión especular de los iones, si bien esta concentración disminuye al aumentar la rugosidad de la superficie. Para la emisión en forma de moléculas la distribución coseno se suele considerar adecuada.

Una vez emitidas las moléculas o átomos de hidrógeno se ven sometidos a la interacción con el plasma, cuyo resultado final es la ionización de las especies neutras y su incorporación a dicho plasma. Los procesos de mayor sección eficaz, en el rango de parámetros típico en el plasma del borde, que afectan a la molécula de hidrógeno son su disociación por impacto de los electrones del plasma, que suele venir precedida por la ionización de la molécula. Debido a la estructura de niveles energéticos de la molécula, la disociación de esta por impacto electrónico produce átomos de hidrógeno con una energía típica de varios eV, denominados habitualmente neutros de Frank-Condon, pues su existencia se debe a la restricción que el criterio de Frank-Condon impone en las transiciones entre distintos niveles electrónicos moleculares. Los procesos predominantes para los átomos de hidrógeno neutro, bien producidos por reflexión o disociación de la molécula de hidrógeno, son la ionización por impacto electrónico (la recombinación de electrones y protones para dar átomos neutros tiene muy baja sección eficaz para las energías típicas del plasma) y la reacción de intercambio de carga. Esta última consiste en el intercambio de un electrón entre un ión de hidrógeno y un átomo neutro, y tiene una gran sección eficaz por ser simétrica en especies y resonante en energía



Cuando se consideran los valores de las reactividades ($\langle \sigma v \rangle$) para las reacciones de ionización e intercambio de carga en condiciones típicas del plasma del borde, se encuentra que en media un átomo neutro de hidrógeno sufre varios intercambios de carga antes de ser ionizado. Debido a ello la longitud de ionización de un átomo de hidrógeno en un plasma viene dada por

$$\lambda_{ion}(CX) = \frac{\langle \sigma v \rangle_{CX}}{3 \langle \sigma v \rangle_i} \lambda_{CX} \quad (2.31)$$

donde $\langle \sigma v \rangle_{CX}$ y $\langle \sigma v \rangle_i$ son las reactividades para las reacciones de intercambio de carga e ionización por impacto electrónico, respectivamente y

$$\lambda_{CX} = \frac{\bar{v}_0}{n \langle \sigma v \rangle_{CX}} \quad (2.32)$$

es el camino libre medio entre intercambios de carga para un átomo con velocidad media \bar{v}_0 en un plasma de densidad n . Para un átomo de Frank-Condon con energía típica de 2.5 eV, valor representativo para las condiciones del plasma en el borde de JET [2.17], y para las descargas en divertor previamente referidas en las que la densidad es $n_e \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y la temperatura electrónica $T_e \approx 30 \text{ eV}$ [2.13], se tiene $\lambda_{CX} \approx 5.5 \text{ cm}$ y $\lambda_{ion}(CX) \approx 4.2 \text{ cm}$. Cuando se considera que la primera generación de átomos nacidos por intercambio de carga tiene una temperatura de 30 eV (suponemos $T_e \approx T_i$) se concluye que los valores reales de dichas longitudes son mayores, si bien no lo suficiente como para que la mayoría de los átomos neutros penetren hasta el plasma principal, y así una gran parte es ionizada en la SOL. Para descargas en divertor de menor densidad o en limitador se tienen valores mayores para dichas longitudes de ionización, por lo que los átomos no son ionizados en la SOL y pueden penetrar hasta el plasma principal.

Esta característica que posee la configuración en divertor, para ionizar los átomos de hidrógeno (y las impurezas) sin que estos penetren al plasma principal, se presenta como la base para acceder al régimen más favorable para operar un reactor termonuclear. A un divertor en dichas condiciones se le denomina divertor de alto reciclado y su principal ventaja consiste en el hecho de que, debido a la fuerte ionización del hidrógeno en las inmediaciones de la placa del divertor, el flujo que incide sobre el divertor es mucho mayor que el flujo de partículas perdido por el plasma principal. Esto produce la reducción de la energía media de las partículas que inciden sobre dichas placas y por tanto minimiza el daño que el contacto con el plasma les causa.

Los procesos sufridos por los átomos de hidrógeno conllevan una pérdida de energía por parte del plasma, no sólo invertida en la ionización del hidrógeno sino también en la emitida por dichos átomos en forma de radiación electromagnética, debida a la desexcitación radiativa de los átomos excitados por colisiones electrónicas. Los cálculos de dichas pérdidas para plasmas de distinta temperatura y densidad se muestran en la Fig 2.6 [2.18].

También los procesos de intercambio de carga conllevan una pérdida directa de energía por parte del plasma, puesto que en el primer intercambio entre un átomo neutro proveniente del reciclado, el plasma pierde un ión de alta energía cinética que se ve reemplazado por uno de baja energía (pocos eV para neutros de Frank-Condon). Estos átomos más energéticos pueden escapar del plasma e incidir sobre las paredes del dispositivo lo que supone una pérdida de energía por parte del plasma y provoca la erosión de dichas paredes [2.19]. Obviamente estos procesos sólo son importantes donde la densidad de átomos neutros es

alta, esto es en las cercanías de los limitadores o las placas divertoras, y en las entradas para el gas de hidrógeno en la cámara vacío del dispositivo. Dichas pérdidas vienen determinadas por la probabilidad de que estos átomos neutros energéticos escapen del plasma, la cual depende de la temperatura y densidad del propio plasma.

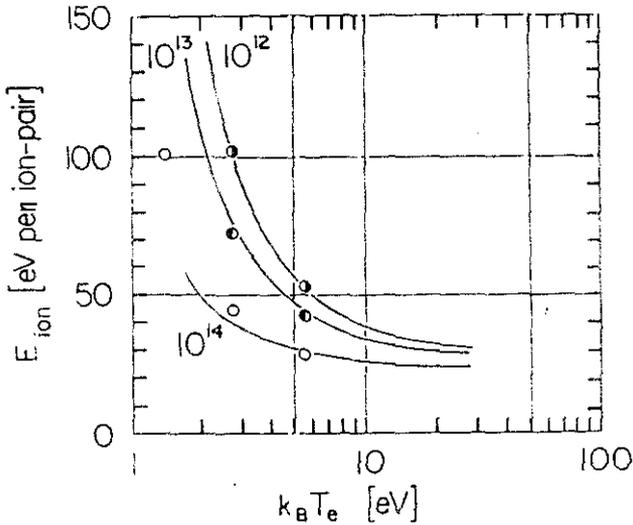


Fig.2.6. Energía necesaria para la creación de un par electrón-ión a partir de un átomo neutro para plasmas de distinta densidad respecto a la temperatura electrónica del plasma. Las líneas y los círculos son valores calculados por diferentes autores [2.18].

Los estudios detallados del comportamiento del hidrógeno neutro en el plasma son obviamente complicados viéndose influidos en gran medida por la geometría particular de cada experimento de fusión, por ser la longitud de ionización de los neutros del orden de varios centímetros en el plasma del borde. esto es, del mismo orden que la separación entre los distintos elementos materiales que componen la cámara del dispositivo. Por ello dichos estudios se realizan numéricamente mediante simulaciones utilizando métodos de Monte-Carlo [2.20].

2.4 Producción de Impurezas y su Comportamiento

La deposición por parte del plasma de energía y partículas sobre las superficies materiales provoca el deterioro de dichos elementos. Los átomos que son erosionados de dichos materiales se denominan impurezas. Estos átomos entran en contacto con el plasma y pueden llegar a penetrar en el plasma principal con los consiguientes efectos perjudiciales descritos en la sección 1.3.

Los mecanismos de producción de impurezas en un dispositivo de fusión son muy variados, dependiendo tanto de la temperatura y densidad del plasma como de las características del material y la temperatura a que se encuentra. Para el objeto de este trabajo nos centraremos en el estudio de los procesos que ocurren durante las fases estacionarias de las descargas, puesto que en fases no estacionarias o inestables además de los mecanismos estudiados hay que considerar muchos otros como son la formación de arcos unipolares etc. Los distintos mecanismos de producción de impurezas conllevan procesos físicos y químicos, encontrándose profundamente interrelacionados, con lo que es difícil separar la contribución de cada uno de ellos. Como ejemplo se muestran en la Fig.2.7 los distintos mecanismos de erosión que se consideran relevantes para un plasma de hidrógeno y una superficie de carbono [2.21].

Dentro de dichos mecanismos vamos a concentrarnos en los más relevantes para los materiales actualmente en uso en los dispositivos de fusión como son el carbono y el berilio. Estos procesos son : pulverización (sputtering) física, pulverización química, fusión del material, sublimación y los derivados de efectos sinérgicos entre ellos. De entre ellos el proceso de pulverización física (incluyendo autopulverización) es el que parece dominar la producción de impurezas para un amplio rango de energías siendo sólo importante la pulverización química del carbono para plasmas de baja temperatura y la fusión/sublimación cuando el material alcanza altas temperaturas.

El proceso de pulverización física se produce por las colisiones inelásticas que los iones incidentes sufren en el interior del material. Mediante dichas colisiones el ión transfiere su energía a los átomos de la red del sólido que pueden ser expulsados de él, si la energía transferida es suficiente para romper su ligadura a la red. Por ello, este proceso presenta un límite inferior en la energía del ión incidente por debajo del cual no se produce, apareciendo dicho límite a energías más altas según la diferencia de masa entre los iones y los átomos del material considerado aumenta. Existen distintos estudios teóricos [2.22] que proporcionan expresiones para dicho límite en energía y para el coeficiente de pulverización, que se define como el número de átomos emitidos por el material por ión incidente

$$Y(E_i) = \frac{\Gamma_z}{\Gamma_i(E_i)} \quad (2.33)$$

donde Γ_z es el flujo de átomos emitidos, Γ_i es el flujo de iones incidente y E_i es la energía de los iones incidentes. En la realidad dicho coeficiente de erosión depende de la dirección de incidencia de los iones, aumentando significativamente cuando los iones inciden casi tangentes a la superficie. Sin embargo, debido a la aceleración de los iones en el sheath, estos tienden a incidir normalmente a la superficie y se suelen tomar los valores para incidencia normal como representativos para dispositivos de fusión. Estudios más detallados para particulares combinaciones de ión-material se llevan a cabo numéricamente. Debido a las incertidumbres en los modelos de los procesos físicos y los errores en las medidas experimentales, en la práctica se suelen utilizar ajustes semiempíricos, guiados por resultados teóricos analíticos, para los datos experimentales. Dichos resultados son actualizados periódicamente según mejora la calidad y el rango de energía en que se llevan a cabo las medidas experimentales.

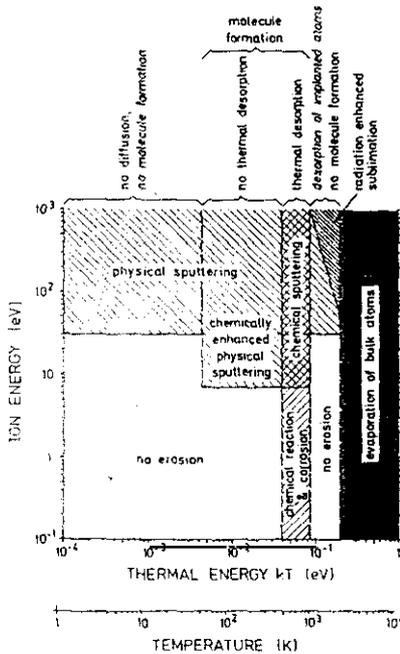


Fig.2.7. Procesos de erosión de una superficie de carbono bombardeada por hidrógeno en función de la energía del ion y la temperatura del material [2.21].

Dos aspectos muy importantes de los átomos pulverizados son la energía y la dirección con la que son emitidos. Dichos factores desempeñan un papel determinante en que los iones de impurezas puedan penetrar o no en el plasma principal, puesto que condicionan la región del plasma en que las impurezas son ionizadas. La distribución angular de los átomos pulverizados es proporcional al coseno del ángulo entre la dirección de emisión y la normal a la superficie de acuerdo a la teoría simple. Esta distribución angular se encuentra bien justificada si los iones inciden normalmente o isotrópicamente sobre la superficie, habiendo fuertes desviaciones de dicha ley para el caso de incidencia no normal [2.23]. La distribución de energía de los átomos producidos por iones incidentes de alta energía, según la teoría [2.24], viene dada por

$$\frac{dY}{dE} = f(\epsilon_L) \frac{E}{(E + U_0)^3} \quad (2.34)$$

donde U_0 es la energía de ligadura del átomo en la red del material. La tendencia como $\propto E^{-2}$ de la distribución de átomos pulverizados de alta energía se verifica experimentalmente, siempre que la energía de los iones incidentes sea suficientemente alta. A baja energías de los iones incidentes o mayor diferencia de masas entre iones incidentes y los átomos del material, las diferencias entre teoría y experimento aumentan, si bien la ausencia de medidas experimentales para muchas combinaciones de ión incidente y material hace que la Eq.2.34 se tome como una aproximación razonable de la distribución real.

Dentro de las distintas combinaciones entre iones y materiales existe una combinación que presenta características peculiares, que ocurre cuando el ión incidente es el mismo que los átomos del material. En este caso el proceso se denomina autopulverización y, debido a la igualdad de masa entre ión incidente y los átomos del material, la energía transferida por el ión a la red es máxima lo que provoca que los valores de el coeficiente de pulverización sean muy altos. Por ejemplo, en la Fig.2.8 se muestra el coeficiente de pulverización para diversas especies iónicas incidentes sobre carbono [2.23] y se comprueba que el coeficiente de autopulverización es casi dos órdenes de magnitud mayor que el de la pulverización producida por iones de hidrógeno.

La existencia de la autopulverización es inevitable en dispositivos de fusión dado que parte del material erosionado por el plasma es ionizado en él y vuelve a incidir sobre las superficies materiales. Así, se puede definir un coeficiente de pulverización efectiva que tiene en cuenta la autopulverización, dado por

$$Y_{eff}(E_i, E_Z) = \frac{Y_i(E_i)}{1 - \eta Y_Z(E_Z)} \quad (2.35)$$

donde i se refiere al ión mayoritario en el plasma y Z se refiere al material de la superficie. η es la proporción de átomos de impurezas que son ionizados y vuelven a incidir sobre las superficies en que fueron originados. Hay que destacar que, debido a la posibilidad que tienen de sufrir múltiples ionizaciones, los átomos de impurezas suelen llegar al sheath en un alto estado de ionización y por tanto sufren una fuerte aceleración en el propio sheath, incidiendo sobre la superficie material con una energía media mucho más alta que los iones de hidrógeno del plasma, lo cual aumenta aún más la contribución de la autopulverización. Es también importante considerar que debido a que los coeficientes de autopulverización pueden alcanzar valores iguales o mayores que la unidad, se pueden dar lugar a procesos de producción masiva de impurezas si dichos regimenes se obtienen en el tokamak. La contribución tan importante de la autopulverización a la pulverización total es la causa del abandono de los materiales refractarios en la construcción de limitadores y placas divertoras. Al ser estos materiales de alto número atómico, aunque la pulverización por los iones de hidrógeno es muy pequeña, los coeficientes de autopulverización son muy altos, puesto que las impurezas altamente ionizadas adquieren mucha energía por su aceleración en el potencial del sheath. Por ello a menos que el potencial del sheath sea tan bajo que los iones de hidrógeno no puedan erosionar dichos materiales (muy baja temperatura del plasma cerca del material), la cantidad de impurezas producidas es inaceptable para un reactor de fusión.

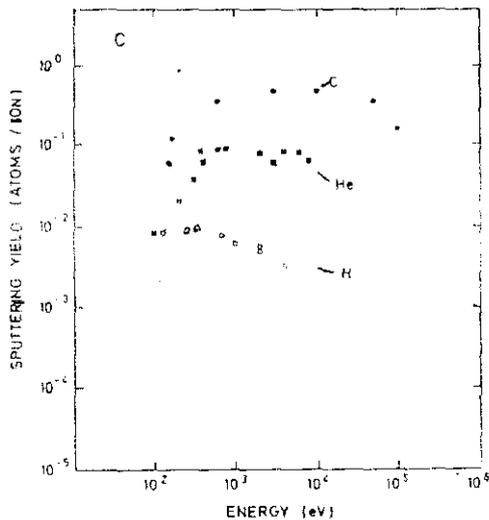


Fig.2.8. Coeficiente de pulverización del carbono bajo bombardeo por distintos iones como función de la energía del ión incidente [2.23].

El resto de los mecanismos de producción de impurezas originan átomos de baja energía, típicamente de la energía correspondiente a la temperatura del material donde son producidos, siendo esta su principal característica diferenciatoria respecto a la pulverización física. Dentro de estos mecanismos se encuentra la pulverización química, debida a la formación de compuestos químicos entre el ión incidente (hidrógeno) y el material que se encuentran poco ligados a la red y son fácilmente desorbidos. La importancia de este mecanismo depende de las reacciones químicas posibles entre el hidrógeno y el material y por ello se ve influido fuertemente por factores que afectan dichos procesos químicos como es la temperatura del material. Por ejemplo, para el caso del carbono el proceso de formación de metano puede aumentar en gran medida la producción de impurezas mientras que para berilio este efecto no existe. En general, se puede concluir de los resultados experimentales que la erosión física domina sobre la erosión química en el caso del carbono y berilio, siendo importante esta última para el carbono cuando la temperatura del plasma es muy baja y la erosión física desaparece. Otro mecanismo de producción de impurezas viene asociado con el cambio de fase del material debido a la temperatura que alcanza por su contacto con el plasma. Así, por ejemplo, se pueden observar en los experimentos fenómenos asociados con la sublimación de carbono o berilio y la fusión de berilio, en descargas de intenso calentamiento adicional. Estos procesos se ven influidos por el simultáneo bombardeo de iones que sufre la superficie y por ello pueden tener lugar a temperaturas más bajas que el proceso de sublimación correspondiente. En todo caso, dichos procesos sólo son importantes cuando la temperatura del material es suficientemente alta (≥ 1000 °C para Be y ≥ 2000 °C para C), lo que suele ocurrir en descargas de alto calentamiento adicional y densidad media/baja en JET y TFTR [2.25].

Una vez que el átomo de impureza entra en el plasma se ve sometido a la interacción con los electrones, iones y átomos neutros del plasma. Dentro de todos los procesos posibles, en el rango de energías del plasma del borde, los más importantes son la excitación/ionización por bombardeo electrónico y el intercambio de carga con los átomos de hidrógeno neutro. La recombinación de iones y electrones tiene sección eficaz baja, en este rango de energías, para impurezas ligeras poco ionizadas, aumentando considerablemente cuando la temperatura del plasma es del orden del potencial de ionización del ión. Debido a la existencia de varios electrones en el átomo, el estudio de estos procesos es mucho más complicado que para el hidrógeno, especialmente para situaciones transitorias. Típicamente, se tiene que los átomos de impurezas son ionizados en la zona periférica del plasma y se difunden hacia la zona central aumentando su estado de ionización según entran en las zonas más densas y calientes del plasma. Con ello, se encuentran distribuciones concéntricas de los distintos estados de ionización de las impurezas, estando las impurezas ligeras

completamente ionizadas en la zona central del plasma. Los detalles de dicha *distribución dependen de la difusión de dichas impurezas en el plasma.*

Debido al bombardeo por electrones, los distintos iones de impurezas se ven excitados por encima de su nivel fundamental desexcitándose con la emisión de radiación electromagnética, que escapa del plasma. Esto es posible porque el plasma es transparente a la radiación electromagnética para longitudes de onda más cortas que el infrarrojo lejano, debido a su baja densidad. Es importante destacar que dicha emisión de radiación es más intensa para los estados más bajos de ionización, puesto que al tener un número más alto de electrones el número de transiciones de excitación/desexcitación es mayor. El efecto de esta radiación es negativo en la zona central pues constituye una pérdida de energía y reduce la temperatura del plasma. Sin embargo, este efecto es beneficioso en la zona periférica pues constituye una pérdida de energía isotrópica que reparte uniformemente sobre toda la pared del dispositivo la energía perdida por el plasma, que en caso contrario se deposita de modo localizado en limitadores y placas divertoras dañándolas seriamente. En las zonas en que la densidad de hidrógeno neutro es alta las impurezas pueden capturar el electrón del hidrógeno neutro. Esto conlleva una reducción del estado de ionización de las impurezas y por tanto aumenta las pérdidas radiativas. Los detalles de este proceso dependen no sólo de la densidad y extensión de la nube de neutros sino también del tiempo que los iones de impurezas se encuentran en ella, esto es, del transporte de las impurezas. La aplicación práctica a datos experimentales del JET se lleva a cabo en el capítulo 4, para descargas óhmicas con limitador.

De especial interés es el transporte de impurezas a lo largo de la línea de campo en la SOL de los dispositivos de fusión. Si la densidad del plasma en el presheath es suficientemente alta, siempre que la temperatura no sea muy baja, es posible que los átomos de impurezas se ionicen en la SOL. Así, por ejemplo, para las condiciones consideradas previamente en descargas con divertor del JET, un átomo de berilio producido por pulverización física tiene una longitud de ionización de $\lambda_{Be} \approx 1.5 \text{ cm}$, y por tanto la mayoría de los átomos de berilio son ionizados antes de que puedan penetrar en el plasma principal. A este fenómeno de ionización de impurezas en la scrape-off layer de los dispositivos de fusión se le denomina apantallado de impurezas y es más importante en descargas con divertor que con limitador, especialmente en las de alta densidad. Las impurezas ionizadas en la SOL se ven sometidas a ciertas fuerzas por su interacción con el plasma de hidrógeno que fluye hacia el limitador/placa del divertor. Los términos más importantes en la ecuación de balance de momento son [2.26]

$$n_Z m_Z v_Z \frac{dv_Z}{dx_{\parallel}} = -\frac{d(n_Z T_Z)}{dx_{\parallel}} + Z e n_Z E + n_Z m_Z \frac{v - v_Z}{\tau_Z} + \alpha_Z n_Z \frac{dT_e}{dx_{\parallel}} + \beta_Z n_Z \frac{dT_i}{dx_{\parallel}} + S_{Z-1} n_{Z-1} m_{Z-1} v_{Z-1} - (S_{Z-1} n_{Z-1} m_{Z-1} + R_{Z+1} n_{Z+1} m_{Z+1}) v_Z + R_{Z+1} n_{Z+1} m_{Z+1} v_{Z+1} - m_Z v_Z d_Z, \quad (2.36)$$

donde Z se refiere al estado de ionización Z de la impureza y i, e a los iones y electrones del plasma, respectivamente. S_Z/n_e , R_Z/n_e son las reactividades para la ionización y recombinación del ión de carga Z y d_Z es una fuente externa del ión con carga Z. El tiempo de colisión característico para interacciones Coulombianas entre impurezas e iones del plasma viene dado por

$$\tau_Z = \frac{3 (4\pi\epsilon_0)^2 T_i^{3/2} m_Z^2}{4\sqrt{2}\pi m_i e^4 Z^2 n_i (m_i + m_Z) \ln \Lambda}, \quad (2.37)$$

y los otros coeficientes, también asociados con las colisiones Coulombianas, son

$$\alpha_Z = 0.71 Z^2, \quad (2.38)$$

$$\beta_Z = -3 \frac{1 - \frac{m_Z}{m_Z + m_i} - 5\sqrt{2} Z^2 \left[1.1 \left(\frac{m_Z}{m_Z + m_i} \right)^{5/2} - 0.35 \left(\frac{m_Z}{m_Z + m_i} \right)^{3/2} \right]}{2.6 - 2 \left(\frac{m_Z}{m_Z + m_i} \right) + 5.4 \left(\frac{m_Z}{m_Z + m_i} \right)^2} \quad (2.39)$$

Aunque el problema del balance de estas fuerzas es complicado e incluso el sentido de las distintas fuerzas puede cambiar según las características del plasma, se puede decir que en general la fuerza eléctrica es favorable para la contención de las impurezas en la SOL puesto que el campo eléctrico del presheath las acelera hacia el elemento material, la fuerza de fricción con el plasma es también beneficiosa, puesto que el plasma en su fluir hacia el elemento material arrastra a los iones de impurezas con él. Las fuerzas desfavorables que alejan a la impureza del elemento material y permiten que penetre en el plasma principal son la fuerza de presión de las impurezas y las fuerzas térmicas, que aparecen como consecuencia de que las interacciones Coulombianas entre electrones e iones del plasma y las impurezas ocurren en un plasma en el que existe un gradiente de temperaturas. Un criterio simple que determina si la fuerza de fricción predomina sobre las térmicas, para impurezas de cualquier número atómico, en un tokamak con divertor, viene dado por [2.26]

$$M \gtrsim \frac{\lambda_{ij}}{L_T}, \quad (2.40)$$

donde M es el número de Mach del fluido iónico a la entrada del divertor, λ_{ii} es el camino libre medio entre colisiones de los iones de hidrógeno y L_T es la escala típica del gradiente de temperatura a lo largo de la línea de campo. Así, por ejemplo, en el divertor bombeado que se proyecta para el JET se espera conseguir que la fuerza de fricción sea capaz de mantener las impurezas confinadas cerca de las placas del divertor [2.27]. Esto tiene dos efectos beneficiosos pues no sólo libra al plasma principal de la presencia de impurezas sino que, debido a la radiación por parte de estas, la potencia depositada sobre las placas del divertor disminuye y por tanto el daño causado en dichos elementos por el contacto con el plasma se reduce.

Para determinar si las predicciones de los modelos para el comportamiento de las impurezas son fiables, se necesita comparar los resultados de dichos modelos con los obtenidos en el experimento. Por esto es muy importante la determinación de los valores medidos de temperatura y densidad del plasma en la scrape-off layer de los dispositivos de fusión. El resto de esta tesis se concentra en la interpretación de las medidas obtenidas para el plasma del borde del JET, lo cual requiere el incorporar las características peculiares de este dispositivo, que influyen en las medidas realizadas.

**PARTE II. ESTUDIOS DEL PLASMA DEL BORDE EN
DESCARGAS DEL JET**

3. La Configuración Magnética del Borde del Plasma

Como hemos visto en el capítulo anterior, el problema del estudio del plasma de la scrape-off layer de un tokamak es intrínsecamente bidimensional, si se ignoran efectos como el rizado del campo magnético toroidal, debido al número discreto de bobinas toroidales. De este modo, para facilitar su estudio, es conveniente transformar las dimensiones espaciales cartesianas a dimensiones a lo largo y perpendiculares al campo magnético. Esto conlleva la definición precisa de los conceptos que han sido previamente introducidos como son la longitud de conexión y la superficie normal al campo del tubo de flujo. En lo que sigue se presentan estos conceptos para un tokamak, estudiándose las peculiaridades que la geometría toroidal del tokamak introduce en ellos. La aplicación práctica al caso del JET tanto en su configuración con limitador como con divertor, y en especial las características que introduce la existencia del punto de campo poloidal nulo del divertor poloidal son discutidos en las secciones siguientes. El esquema de un tubo de flujo magnético se presenta en la Fig.3.1, junto con las coordenadas utilizadas.

Las magnitudes características de un tubo de flujo magnético son :

- Longitud de conexión entre dos puntos P_1 y P_2 en la misma superficie de flujo. Esta longitud es la de la línea de campo magnético que une dichos puntos y se puede expresar como

$$L_{1-2} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\sqrt{B_R^2 + B_Z^2 + B_\phi^2}}{|B_Z|} dz \quad , \quad (3.1)$$

donde B_R , B_ϕ y B_Z son las componentes del campo magnético según dichos ejes de coordenadas.

- Área del tubo de flujo. Este es el área perpendicular al campo magnético del tubo de flujo contenido entre dos superficies magnéticas, separadas por una diferencia en flujo poloidal $d\psi$. Se puede expresar como

$$dA_{\perp}(r, \theta) = 2\pi R(r, \theta) \frac{B_\theta(r, \theta)}{B_\phi(r, \theta)} dr(r, \theta) = \frac{d\psi}{B_\phi(r, \theta)} \quad , \quad (3.2)$$

siendo la diferencia de flujo, $d\psi$, entre las superficies consideradas, de acuerdo con la Eq.1.12

$$d\psi = 2\pi R(r, \theta) B_{\theta}(r, \theta) dr(r, \theta) . \quad (3.3)$$

Si se considera un toro de gran razón de aspecto ($R/a \gg 1$), se tiene que $R(r, \theta) \simeq R_0$, donde R_0 es el radio mayor del toro. En casos de baja razón de aspecto $R(r, \theta)$ debe ser utilizado.

Este tubo de flujo ejecuta una revolución completa en la dirección poloidal según realiza q revoluciones toroidales. Con ello, en una sola revolución poloidal, el tubo de flujo recubre completamente la superficie de flujo ψ sobre la que se encuentra arrollado. En la Fig.3.1 sólo se muestra parte de esta revolución poloidal por claridad de la figura, ya que la revolución poloidal completa recubriría la superficie exterior del toro.

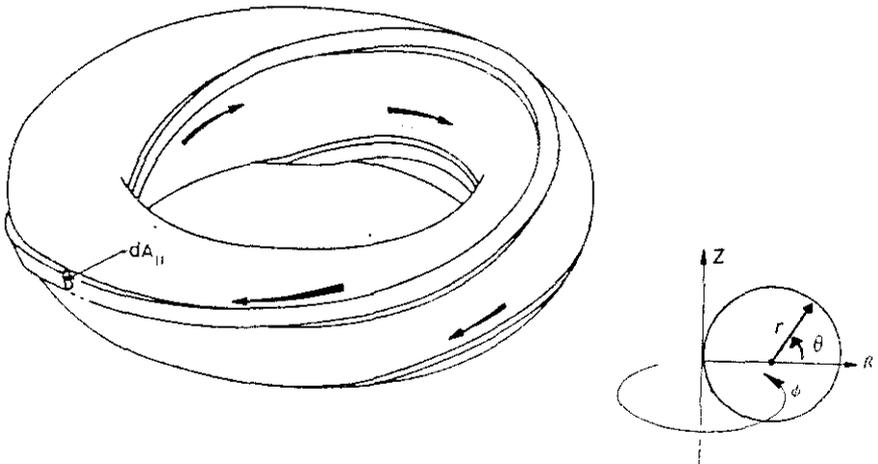


Fig.3.1. Esquema de un tubo de flujo magnético en un tokamak [3.1].

Aunque los valores exactos para las cantidades anteriores se deben obtener utilizando los resultados de los cálculos de equilibrios MHD para cada caso, se pueden hacer consideraciones de carácter general sobre ellas. Así, se puede comprobar que el área paralela del tubo de flujo se ve muy afectada por efectos toroidales en un tokamak del tamaño del JET [3.2]. Por ejemplo, si consideramos el plano medio del plasma en el tokamak; para líneas próximas a la separatriz en su zona interna y externa el área del tubo de flujo será distinta. Si la separación entre las superficies de flujo es $d\psi$, la relación entre dichas áreas vendrá dada por

$$\frac{dA_{\parallel}(\theta = \pi)}{dA_{\parallel}(\theta = 0)} = \frac{B_{\phi}(R_{out}^{sep})}{B_{\phi}(R_{in}^{sep})} \quad (3.4)$$

donde R_{out}^{sep} , R_{in}^{sep} son el radio mayor de la separatriz, en el plano medio del tokamak, en su zona externa e interna, respectivamente. Para evaluar esta razón de áreas basta con utilizar la solución de la ecuación de Grad-Shafranov para el equilibrio MHD de un tokamak, según la cual

$$R B_{\phi} = C(\psi) \quad (3.5)$$

es una cantidad de flujo, y por tanto constante sobre cada superficie de flujo. Así, se encuentra que para un tokamak del tamaño del JET

$$\frac{dA_{\parallel}(\theta = \pi)}{dA_{\parallel}(\theta = 0)} = \frac{R_{in}^{sep}}{R_{out}^{sep}} \simeq 0.5 \quad (3.6)$$

esto es, el área del tubo de flujo depende fuertemente del punto considerado. Por tanto, es claro que a la hora de evaluar los flujos de energía y partículas lo largo de la línea de campo en el plasma de la SOL, es necesario considerar el lugar en que dicha línea termina, pues el área del tubo de flujo varía apreciablemente en las distintas zonas de la scrape-off layer. El resultado anterior contrasta con la visión intuitiva que del área del tubo de flujo proporciona una sección poloidal de las superficies magnéticas. Si se considera la separación radial, en el plano medio del tokamak, entre la separatriz y una superficie de flujo concéntrica a ella y separada por una diferencia de flujo $d\psi$, se tiene

$$\frac{dr^{sep}(\theta = \pi)}{dr^{sep}(\theta = 0)} = \frac{R_{out}^{sep} B_{\theta, out}^{sep}}{R_{in}^{sep} B_{\theta, in}^{sep}} \simeq 1.6 \quad (3.7)$$

Así, se tiene que las superficies de flujo se encuentran más separadas radialmente en el plano medio interno del tokamak como, por ejemplo, se puede ver en la Fig.3.2 para una descarga con limitador. Este hecho induce a pensar que el área del tubo de flujo es mayor en la parte interna del tokamak que en su parte externa, en contradicción con el resultado expresado en la Eq.3.6. Obviamente esta contradicción es inexistente y simplemente aparece por una interpretación incorrecta de la información que proporciona la sección poloidal de las superficies de flujo de un tokamak. Dicha sección poloidal permite obtener información directa del campo poloidal en el tokamak pero no del campo toroidal que, como se demuestra en la Eq.3.4, es el que determina el área del tubo de flujo. Este punto también revela la importancia, para el estudio del plasma de la SOL, que tiene el utilizar las coordenadas según y a través del campo magnético ($\vec{B} = \vec{B}_{\phi} + \vec{B}_{\theta}$) y no de la componente poloidal de este, ignorando la componente toroidal, error que se ha cometido frecuentemente en el pasado.

Otro efecto de carácter general es el comportamiento de la longitud de conexión en descargas con divertor poloidal, que se hace infinita para las líneas de campo que llegan al punto de campo poloidal nulo. En tokamaks el campo predominante es el campo toroidal, como se deduce del criterio de estabilidad de Kruskal-Shafranov (en la práctica existen otras inestabilidades que limitan aún más el valor del campo poloidal). Incluso si se pudiera alcanzar dicho límite se tendría, utilizando la aproximación cilíndrica del factor q (los resultados en geometría toroidal proporcionan valores mayores, pudiendo haber hasta un factor 2 de diferencia para el JET)

$$\frac{B_\theta}{B_\phi} \approx \frac{\langle a \rangle}{R_0} \quad (3.8)$$

donde $\langle a \rangle$ es el radio promedio de la separatriz (del orden de 1.4 m en JET) y R_0 es el radio mayor del eje del toro (2.96 m en JET). Por ello, en el cálculo de la longitud de conexión, una buena aproximación es

$$\sqrt{B_R^2 + B_z^2 + B_\phi^2} = \sqrt{B_\theta^2 + B_\phi^2} = \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\langle a \rangle}{R_0}\right)^2\right) |B_\phi| \approx |B_\phi| \quad (3.9)$$

y así el comportamiento de la longitud de conexión (Eq.3.1) viene dominado por el de $dZ/|B_z|$, puesto que el campo toroidal nunca es nulo en un tokamak. De este modo, si al calcular la longitud de conexión de la línea de campo que une dos puntos se encuentra una zona en que el campo vertical (B_z) se anula y en ella la línea de campo no es horizontal ($dZ \neq 0$), se tendrá que la longitud de la línea de campo entre estos puntos se vuelve infinita. Esto es la consecuencia, en lenguaje matemático, de que según seguimos la línea de campo, al llegar al punto de campo vertical nulo, esta sólo avanza toroidalmente en su recorrido pasando siempre por el mismo punto de la sección poloidal del plasma. Esta situación aparece naturalmente en las descargas con divertor poloidal y da lugar a una divergencia de tipo logarítmico para la longitud de conexión de las líneas que pasan por el punto de campo poloidal nulo [3.3]. El estudio detallado de la geometría magnética del divertor poloidal se desarrolla en este capítulo y su influencia en las características del plasma de la scrape-off layer se estudia en el capítulo 5.

Otro factor importante para el estudio de los flujos de partículas y energía que el plasma deposita sobre las superficies es el ángulo con que las líneas de campo inciden sobre dichas superficies. En primera aproximación, se puede suponer que las partículas en la SOL de los dispositivos de fusión no derivan substancialmente de las superficies de flujo magnético ya que su energía cinética es relativamente baja. Por tanto se tiene que el ángulo de la línea de campo sobre el material condiciona el lugar en que inciden las partículas perdidas por el plasma, salvo

desviaciones del orden del radio de giro de los iones en el campo magnético, que es menor de un milímetro para condiciones del plasma del borde en JET. Este ángulo no sólo depende del campo magnético sino también de la forma del elemento material sobre el que inciden las partículas y por ello lo consideraremos en detalle para los casos que se estudian a continuación.

3.1 Descargas con Limitador en JET

La configuración magnética del borde del plasma para descargas con limitador es relativamente simple. Un ejemplo de las superficies de flujo para una descarga de este tipo se muestra en la Fig.3.2. Se aprecia la distinta separación espacial entre superficies de flujo concéntricas que se ha descrito previamente. Dicha separación depende de la posición espacial y el valor local del campo magnético poloidal, que no se anula en el borde del plasma de las descargas con limitador. Por ello, la relación entre la separación en flujo magnético y la separación espacial de las superficies de flujo (Eq.3.3) es una relación lineal en el borde del plasma de descargas en limitador y, en este caso, tiene sentido calcular la separación relativa de las superficies de flujo respecto a, por ejemplo, su valor en el plano medio externo de tokamak. A esta razón se le denomina factor de expansión del flujo. Los resultados de este cálculo para una descarga de 3MA se muestran en la Fig.3.3 y como se puede observar esta razón puede llegar a alcanzar valores de hasta 3, por lo que es muy importante tener en cuenta la separación relativa de las superficies de flujo al relacionar las medidas experimentales realizadas en distintas zonas del plasma del borde [3.4].

Como se ha comentado, el ángulo que forma la línea de campo con las superficies materiales es importante a la hora de evaluar los flujos depositados por el plasma sobre dichas superficies. Los valores exactos de este ángulo sobre la superficie del limitador se deben calcular utilizando los resultados de los cálculos de equilibrio magnético de la descarga y la forma del limitador. De hecho, la forma del limitador se suele diseñar teniendo en cuenta estos ángulos y suponiendo ciertos valores de la longitud de caída típica del flujo de potencia en la SOL, de modo que la deposición de potencia sobre el limitador sea lo más uniforme posible [3.5]. Para hacer una estimación simple, aunque no exacta, del orden de magnitud y comportamiento típico de dichos ángulos se puede utilizar un modelo muy sencillo para el plasma y el limitador. Se puede tomar una aproximación cilíndrica para el plasma y suponer que el campo magnético toroidal es uniforme y el campo magnético poloidal en el borde del plasma es igual al creado por un conductor situado en el centro del plasma y por el que fluye la misma corriente que por el plasma. Esta aproximación desprecia los efectos de la distribución de corriente en el interior del plasma, si bien es mejor de lo que se pudiera concluir en primera instancia puesto que la corriente que fluye por el

plasma está muy concentrada en su zona central. Ello se debe a que la resistividad del plasma depende como $\propto T_e^{-3/2}$ de la temperatura del plasma y por ello la corriente se concentra en las zonas en que este es menos resistivo, esto es la zona central. Como forma del limitador se puede tomar un limitador plano; los limitadores reales en JET no son planos sino que tienen un radio de curvatura de aproximadamente 1m en la zona de contacto con el plasma, por lo que se deben comparar los resultados obtenidos con los de los cálculos exactos. Se pueden utilizar modelos similares al anterior incorporando los radios de curvatura locales del plasma y el limitador para obtener resultados más exactos [3.6]. Para el propósito de esta sección basta con mostrar cualitativamente como se comporta éste ángulo y su orden de magnitud; cuando se desee conocer su valor exacto se utilizará el obtenido de la geometría real. Para el modelo simple, el ángulo entre la línea de campo y la superficie del limitador viene dado por

$$\text{sen } \alpha = \frac{\mu_0 I}{2 \pi \langle a \rangle B_\phi} \frac{\ell}{\sqrt{\langle a \rangle^2 + \ell^2}}, \quad (3.10)$$

donde ℓ es la distancia, sobre la superficie del limitador, medida desde el punto de tangencia de la línea de campo y el limitador.

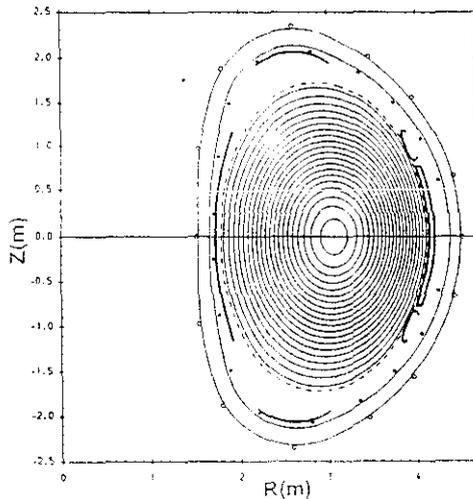


Fig.3.2. Superficies de flujo para una descarga óhmica del JET ($I = 3MA$, $B_\phi = 2.5T$).

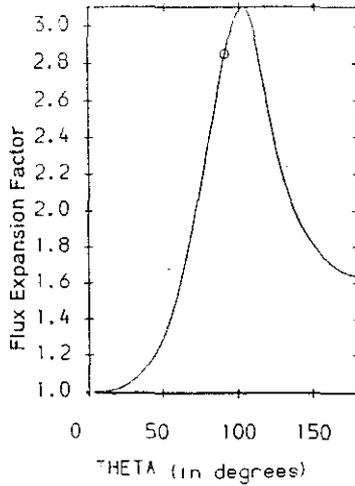


Fig.3.3. Factor de expansión del flujo respecto al ángulo poloidal para la separatriz de la misma descarga.

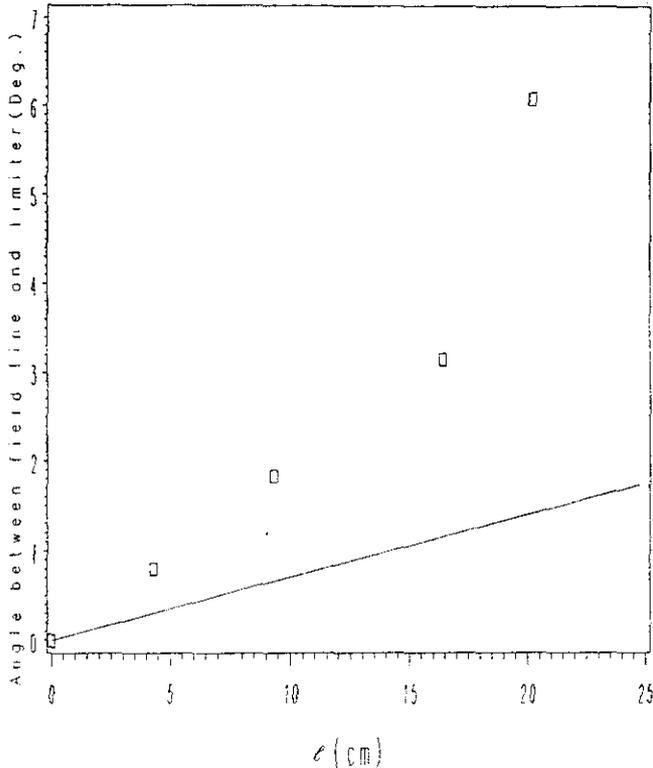
En la Fig.3.4 se muestra la comparación entre los valores calculados con la Eq.3.10 y los obtenidos utilizando los resultados de códigos MHD [3.7] y la geometría real del limitador.

Se observa que los valores obtenidos para este ángulo son muy pequeños (típicamente del orden de 1°) en la zona de alta deposición de potencia, y que aumenta linealmente con la distancia al punto de tangencia entre la línea de campo y el limitador. La rapidez con que este aumento ocurre depende de la forma del plasma y el limitador, razón por la que los resultados del modelo simple difieren de los valores reales. Este comportamiento del aumento lineal del ángulo con la distancia desde el punto de tangencia influye en los flujos de energía y partículas que el plasma deposita sobre el limitador [3.8].

Aunque la influencia de este ángulo en los flujos de partículas y energía depositados sobre el limitador se considera en detalle en el siguiente capítulo, la razón por la que en los dispositivos de fusión se utilizan ángulos, entre las líneas de campo y el limitador, tan pequeños es simple. Como hemos visto, el área del tubo de flujo viene determinado por las características magnéticas del plasma del borde y el transporte de calor y partículas en dicho plasma (que determinan la extensión radial del tubo de flujo). Sin embargo, el área efectiva del limitador sobre la que dichos flujos se depositan viene dada por

$$A_{lim} = \frac{A_{fl}}{\langle \sin^2 \alpha \rangle} \quad (3.11)$$

donde $\langle \sin \alpha \rangle$ es el ángulo medio entre la línea de campo y el limitador. De este modo, es conveniente obtener una incidencia de las líneas de campo lo más tangente posible al limitador, para utilizar al máximo su superficie y minimizar el flujo de energía sobre ella y consiguientemente el daño que el contacto con el plasma produce.



3.2 Descargas con Divertor Poloidal en JET

La configuración magnética con divertor poloidal es más difícil de estudiar que con limitador debido a la existencia de un punto en que el campo poloidal se anula. Una dificultad básica en los experimentos es, por ejemplo, la determinación de la posición espacial en que el campo poloidal se anula. Así, los cálculos de equilibrios MHD para el plasma pueden producir resultados que, respecto a la configuración global del plasma, son aceptables y cometer errores apreciables en la zona del punto X (denominaremos así al punto de campo poloidal nulo). Esto

se debe a que en esta zona el campo poloidal es muy pequeño y tiene poco peso en los criterios que juzgan la bondad del equilibrio comparándolo con las medidas experimentales.

El método para aumentar la precisión en la determinación de la posición del punto X en JET, ha sido mejorar las medidas del campo magnético poloidal en las cercanías del punto X, mediante bobinas instaladas en la placa del divertor. Esto no sólo ha permitido la mejora de los resultados de los códigos de equilibrio MHD, sino que también ha conllevado el desarrollo de códigos que determinan con alta precisión el campo magnético en las cercanías del punto X [3.9]. Por esta razón, en este trabajo, para obtener las características fundamentales de las descargas con divertor se han utilizado los resultados de los códigos de equilibrio MHD [3.7], mientras que a la hora de emplear la configuración magnética para interpretar las medidas experimentales, es necesario recurrir a las reconstrucciones locales del campo magnético que determinan la posición del punto X con una precisión de alrededor de un centímetro [3.10].

El estudio de los efectos que la configuración del divertor poloidal tiene en las características del plasma en la SOL del tokamak, y en la interpretación de las medidas de dichas características, es una de las principales contribuciones que se incluyen esta tesis y por ello se presentan en detalle los estudios realizados sobre ella. Para deducir las características básicas de esta configuración se ha utilizado un modelo cilíndrico, substituyendo el plasma por un conductor por el que fluye una corriente igual a la del plasma. Las otras corrientes, que se utilizan para producir el campo poloidal que se opone al creado por el plasma, se han concentrado en un único conductor, tomando como eje de simetría el que pasa por el centro de dichas corrientes. Como veremos la situación real es mucho más complicada en JET y por ello las fórmulas obtenidas con el modelo analítico simple son comparadas con los resultados de los cálculos de los equilibrios MHD, lo que permite "calibrar" dichas expresiones para su aplicación a la interpretación de las medidas experimentales.

3.2.1 Modelo Cilíndrico del Divertor Poloidal

La disposición más simple de corrientes que presenta las características de un divertor poloidal (un punto de campo poloidal nulo) es la creada por dos conductores paralelos, separados por una distancia $2b$, por los que fluyen corrientes iguales y en el mismo sentido, y un campo magnético uniforme B_0 paralelo a las corrientes. Se considera una placa del divertor plana a una distancia \hat{Z}_i sobre el punto X. Este modelo de un divertor poloidal ha sido utilizado previamente por varios autores para evaluar características generales de un divertor poloidal, como la sensibilidad de la SOL a perturbaciones magnéticas

[3.11] y para el estudio de la teoría clásica del transporte en una configuración de este tipo [3.12].

El nivel de simplificación involucrado al utilizar este modelo se refleja en la Fig.3.5 en la cual se representa una sección de la superficies de flujo en una descarga real en JET y el esquema del modelo simple. Las magnitudes que se utilizan para caracterizar el modelo simple se toman de los cálculos del equilibrio MHD de la descarga y son la distancia entre el centro del plasma y el punto X, y la distancia vertical entre el punto X y la placa del divertor. Para hacer una correspondencia exacta entre el modelo y el plasma real se debería tomar la distancia entre el punto X y la placa del divertor según el eje que pasa por el punto X y el centro del plasma (suele formar un ángulo de $\approx 30^\circ$ con la vertical), sin embargo, por razones prácticas, en JET se toma como característica la distancia vertical del punto X a la placa divertora y aquí se ha mantenido este convenio.

Como consecuencia de lo anterior y de otras diferencias geométricas entre el modelo y la descarga real (por ejemplo la placa del divertor no es plana en su sección poloidal), en las expresiones deducidas con el modelo simple se encontrarán las correctas dependencias funcionales de las características magnéticas de la descarga, pero los coeficientes que aparecen en dichas expresiones deben ser determinados utilizando los resultados de los equilibrios MHD de dichas descargas, si se desea utilizar estos resultados en la interpretación de las medidas obtenidas en ellas.

Por simplicidad en las expresiones calculadas, se toman dos sistemas de referencia distintos al considerar los equilibrios MHD y el modelo. En los equilibrios MHD se conserva el sistema de coordenadas habitual (R, Z, ϕ) mientras que en el modelo se utiliza un sistema similar en el plano poloidal, pero con origen en el punto X, que denotaremos por (\hat{R}, \hat{Z}) . La transformación de coordenadas es una simple translación: $\hat{R} = R - R_x$, $\hat{Z} = Z - Z_x$, donde (R_x, Z_x) son las coordenadas del punto X en el sistema de coordenadas habitual.

Debido a la configuración magnética del JET (localización y corrientes que pueden soportar las bobinas) las descargas en divertor poloidal presentan dos puntos de campo poloidal nulo. Esto permite obtener dos configuraciones magnéticas distintas desde el punto de vista de su interacción con las placas divertoras, mediante el ajuste de la posición en que dichos puntos X se producen. De este modo, si se consigue una configuración en la que uno de los puntos X se encuentra en una superficie de flujo más interna que la que presenta el otro, y esta separación es suficientemente grande, el plasma de la SOL se ve dominado por el punto X más interno; a esta configuración se le denomina de single null (SN). Si los dos puntos X se encuentran en superficies de flujo cercanas, ambos

influyen en el plasma de la SOL y a esta configuración se le denomina de double-null (DN).

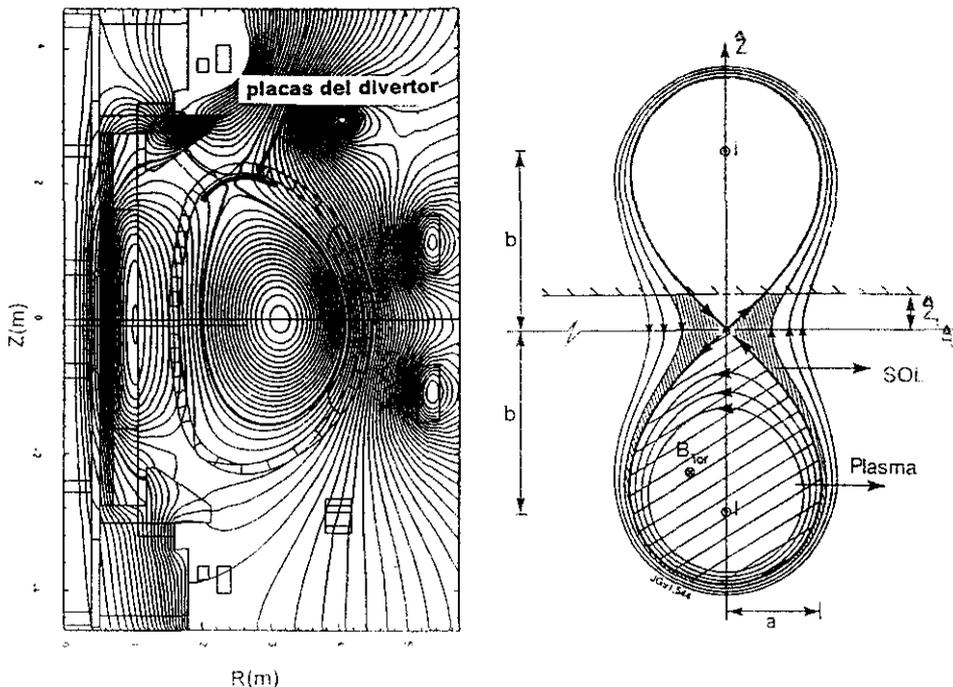


Fig.3.5. Superficies de flujo de una descarga con divertor poloidal en JET (incluye la posición de las bobinas utilizadas y el núcleo de hierro del transformador) y en el modelo simple utilizado.

3.2.2 Geometría de las Superficies de Flujo Magnético

El potencial vector del campo magnético creado por un conductor lineal tiene una sola componente no nula, paralela y de sentido contrario a la corriente que circula por él, dada por

$$A(r) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln(r) \quad (3.12)$$

donde r es la distancia al conductor.

La relación entre el flujo magnético poloidal por unidad de longitud (según la dirección del conductor) y el potencial vector, en geometría cilíndrica es

$$\psi(r) = -A(r) + cte \quad , \quad (3.13)$$

donde la constante depende del origen de coordenadas elegido para la integración del flujo.

De este modo, si se tienen dos conductores paralelos por los que circulan corrientes I_1 e I_2 el potencial vector del campo magnético generado por ellas es

$$A^{1+2}(r, \theta) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \ln[r_1^{I_1} r_2^{I_2}] \quad , \quad (3.14)$$

donde r_1 y r_2 son las distancias a los conductores 1 y 2 respectivamente. Por tanto, las superficies de flujo poloidal para este sistema son

$$r_1^{I_1} r_2^{I_2} = K(\psi) \quad , \quad (3.15)$$

donde $K(\psi)$ es constante para cada superficie de flujo ψ . Para más conductores la generalización es obvia.

Utilizando lo anterior, es simple obtener la expresión analítica que describe las superficies de flujo para nuestro modelo del divertor poloidal

$$(\hat{R}^2 + \hat{Z}^2)^2 + 2b^2 (\hat{R}^2 - \hat{Z}^2) = K(\psi) \quad , \quad (3.16)$$

que son las curvas conocidas como óvalos de Cassini [3.13]. Como estamos interesados en lo que ocurre con el plasma de la scrape-off layer, se obtienen expresiones más simples si se toma como origen del flujo poloidal la separatriz, que viene así determinada por $K(\psi) = 0$.

A partir del potencial vector se puede calcular el campo magnético en este modelo

$$B_{\hat{R}}(\hat{R}, \hat{Z}) = \frac{-\mu_0 I}{\pi} \frac{\hat{Z} (\hat{R}^2 + \hat{Z}^2 - b^2)}{((\hat{Z} + b)^2 + \hat{R}^2) ((\hat{Z} - b)^2 + \hat{R}^2)} \quad , \quad (3.17.a)$$

$$B_{\hat{Z}}(\hat{R}, \hat{Z}) = \frac{\mu_0 I}{\pi} \frac{\hat{R} (\hat{R}^2 + \hat{Z}^2 + b^2)}{((\hat{Z} + b)^2 + \hat{R}^2) ((\hat{Z} - b)^2 + \hat{R}^2)} \quad , \quad (3.17.b)$$

$$B_{\phi}(\hat{R}, \hat{Z}) = B_{\phi} \quad . \quad (3.17.c)$$

La simplicidad del modelo cilíndrico del divertor permite obtener relaciones que como veremos son imprescindibles en la interpretación de los resultados experimentales. El primer y principal resultado que se puede obtener es la relación entre la separación espacial de las superficies de flujo en zonas alejadas del punto X y en las cercanías del punto X. Mientras que esta relación se puede expresar simplemente mediante el factor de expansión del flujo en descargas con limitador, esto no es posible en descargas con divertor, pues la naturaleza de la relación cambia debido a la existencia del punto X de campo poloidal nulo y así para descargas con divertor poloidal el resultado es más complejo.

De las Eq.3.17.a y Eq.3.17.b se observa que en la vecindad del punto X ($\hat{R} \simeq 0, \hat{Z} \simeq 0$), el campo magnético poloidal aumenta linealmente con la distancia al punto X, de lo cual se deduce que el flujo poloidal aumenta cuadráticamente con la distancia a dicho punto. Sin embargo, en puntos lejanos al punto X, en las proximidades de la separatriz, se puede tomar el campo magnético poloidal como aproximadamente constante y consiguientemente el flujo poloidal aumentará linealmente con la distancia desde la superficie de flujo a la separatriz. Por tanto, se tiene una relación lineal a cuadrática para la separación espacial de las superficies de flujo que debe ser tenida en cuenta cuando se comparan medidas realizadas en la SOL cerca y lejos del punto X.

Utilizando la expresión analítica de las superficies de flujo se pueden relacionar los puntos en distintas zonas de la SOL. Por ejemplo, podemos considerar la relación entre el "plano medio" de la descarga ($\hat{Z} = -b$) y la placa divertora ($\hat{Z} = \hat{Z}_i$). Consideramos puntos en el plano medio cercanos a la separatriz y que la placa divertora se encuentra cercana al punto X. Ambas simplificaciones son válidas en JET pues la longitud típica de caída de los parámetros del plasma en la SOL, en el plano medio, es del orden del centímetro y la distancia entre la placa divertora y el punto X es del orden de 10 cm, comparada con el radio vertical del plasma de aproximadamente 2 m. En estas condiciones se puede desarrollar en serie de Taylor $K(\psi)$ en las dos zonas y se obtiene la relación buscada

$$\hat{R}_{mp}(K(\psi), -b) - a = \frac{\hat{R}_i^2(K(\psi), \hat{Z}_i) - \hat{Z}_i^2}{2a(2 + (a/b)^2)}, \quad (3.18)$$

donde

$\hat{R}_{mp}(K(\psi), -b)$ es el radio de la superficie de flujo ψ en el plano medio,

$\hat{R}_i(K(\psi), \hat{Z}_i)$ es el radio de la superficie de flujo ψ en la placa del divertor, y

a es el radio de la separatriz en el plano medio ($a = b(\sqrt{5} - 2)^{1/2}$).

Esto nos proporciona la forma de la relación lineal a cuadrática para la separación espacial entre superficies de flujo en las distintas zonas de la SOL de un divertor poloidal. Dicha relación es válida siempre que el campo magnético en las cercanías del punto X se vea dominado por la corriente eléctrica que circula por la zona central del plasma. Si existen corrientes locales en las cercanías del punto X, como por ejemplo las debidas a efectos termoeléctricos en la SOL [3.14], la situación se vería modificada y habría que incluir dichas corrientes en un análisis similar al anterior. En el estudio de equilibrios MHD para el plasma, las corrientes que pueden existir en el borde del tokamak son muy difíciles de tratar y suelen ser consideradas de efecto despreciable. Aunque ello no es siempre justificable su influencia se considerará pequeña, en este trabajo.

Una configuración magnética simple más similar a la configuración del JET, que como hemos visto presenta dos puntos X, es la creada por tres corrientes paralelas en vez de dos como habíamos considerado hasta ahora. Para este caso los cálculos son más complicados, pero los resultados cualitativos son similares siendo la relación entre el plano medio y la placa del divertor

$$\hat{R}_{mp}(K(\psi), -b) - a = \frac{\hat{R}_f^2(K(\psi), Z_l) - Z_l^2}{2a} \quad (3.19)$$

que proporciona un coeficiente menor para la expansión de las superficies de flujo alrededor del punto X.

El disponer de esta descripción aproximada es muy ventajoso para la interpretación de los flujos depositados por el plasma sobre las placas del divertor, pues permite abstraer de estas medidas los efectos debidos a la geometría de las líneas de campo, con lo cual se pueden comparar las medidas realizadas en distintas configuraciones geométricas (distintas separaciones entre el punto X y la placa del divertor). Esto se había llevado a cabo rutinariamente en JET para las descargas en limitador, que como hemos visto son más simples desde el punto de vista de la configuración magnética, pero la implementación de un esquema similar para descargas en divertor presentaba problemas en muchos casos [3.15]. En este esquema, también utilizado en otros tokamaks, se suponía que el punto X da lugar a una simple expansión lineal del flujo y se utiliza para tenerla en cuenta un factor de expansión del flujo de modo análogo a las descargas con limitador. Como veremos esto plantea problemas cuando el punto X se encuentra cercano a la placa divertora y sin embargo es una descripción satisfactoria cuando el punto X se encuentra suficientemente lejos. Estos problemas son solucionados automáticamente cuando la correcta relación lineal-cuadrática para la expansión del flujo es tenida en cuenta.

Para utilizar la expresión anterior en la interpretación de los resultados en descargas del JET es necesario obtener los valores del factor a, que en el modelo

simple corresponde al radio menor de la separatriz en el plano medio, utilizando para ello los resultados de los códigos de equilibrio MHD para dichas descargas. Hay un gran número de razones por las que los valores numéricos de este coeficiente pueden ser diferentes de los calculados en el modelo simple. Por ejemplo, cuando se consideran distintas distancias del punto X a la placa del divertor en el modelo, se mantiene la configuración magnética constante y simplemente se toma una distinta posición de dicha placa, mientras que en la realidad la placa del divertor ocupa una posición fija en el espacio, y si se desea variar la distancia entre el punto X y la placa divertora lo que se modifica es la distribución de corrientes en las bobinas que rodean al plasma. Como hemos visto, debido a las posiciones relativas de dichas bobinas en JET, el punto X no se desplaza verticalmente en su movimiento sino que lo hace a un ángulo aproximado de 30° respecto a la vertical, lo cual es otra diferencia respecto al modelo. Por último, las placas divertoras en JET no son planas, como se supone en el modelo, sino que tienen una curvatura que sigue la de la cámara de vacío en su sección poloidal.

Para obtener los valores de estos coeficientes se han utilizado series de descargas con la misma corriente del plasma, campo toroidal en el rango 2.2-3.4 T y varias separaciones entre el punto X y la placa divertora. El procedimiento utilizado consiste en tomar una serie de superficies de flujo equidistantes en ambos planos medios de la descarga (zona interna y externa) y calcular su intersección con la placa divertora. Estos resultados son ajustados mediante mínimos cuadrados utilizando la expresión correspondiente a la Eq.3.19, que en las coordenadas habituales es

$$\Delta R_{mp}(\psi) = \frac{(R_t(\psi) - R_x)^2 - (R_t^{sep} - R_x)^2}{2f}, \quad (3.20)$$

donde

$\Delta R_{mp}(\psi)$ es la separación entre la superficie de flujo ψ y la separatriz en el plano medio de la descarga,

$R_t(\psi)$ es el radio correspondiente de la superficie de flujo ψ en la placa del divertor,

R_t^{sep} es el radio correspondiente de la separatriz en la placa del divertor,

R_x es la posición radial del punto X, y

f es el parámetro de ajuste (que se corresponde con a en el modelo simple) que denominaremos coeficiente de expansión del flujo.

Este ajuste se debe realizar para la zona interna y externa de las descargas independientemente, obteniéndose una excelente correlación entre los puntos obtenidos de los cálculos MHD y la fórmula de ajuste. Los resultados de la aplicación de este ajuste a descargas en SN, de corriente del plasma 3MA, se

muestran en la Fig.3.6 (esta configuración magnética es particularmente interesante para este trabajo puesto que los experimentos de física del divertor en la campaña experimental 1991/92 del JET se han llevado a cabo en esta configuración).

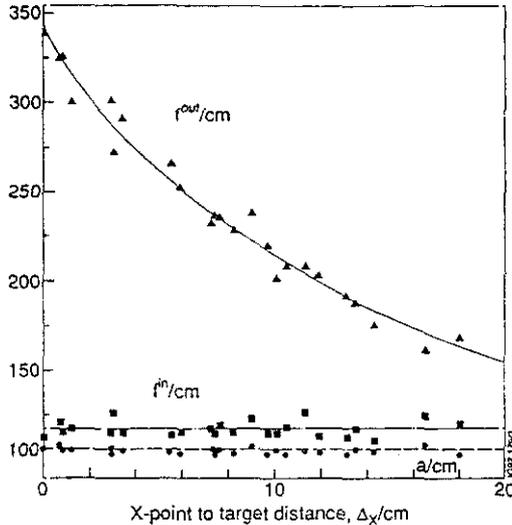


Fig.3.6. Coeficientes f , de expansión del flujo, para la zona externa e interna de descargas en single-null (JET, 3MA), respecto a la distancia vertical entre el punto X y la placa divertora (Δ_x). Los puntos son los resultados de los cálculos MHD previamente explicados (Eq.3.20) y las líneas son ajustes por mínimos cuadrados de estos resultados (Eq.3.21.a y b). El radio de la separatriz, a , en el plano medio de estas descargas se muestra para comparación.

Se observa que mientras el coeficiente de expansión del flujo en la zona interna del tokamak se ajusta a la predicción del modelo simple, el coeficiente para la zona externa depende de la distancia entre el punto X y la placa divertora. Para su utilización en el estudio de resultados experimentales se procede a ajustar dichos valores mediante una función simple de la distancia entre el punto X y la placa del divertor, (Δ_x). De este modo, los valores que se utilizan en dichos estudios vienen dados por

$$f^{in} = 117 \text{ cm} , \quad (3.21.a)$$

$$f^{out} = \frac{5643}{16.5 + \Delta_x(\text{cm})} \text{ cm} , \quad (3.21.b)$$

que reproducen los resultados de los cálculos con suficiente aproximación.

El comportamiento diferente de la zona exterior e interior del divertor se debe a los efectos combinados de la geometría magnética del punto X en JET y de la placa divertora. La Fig.3.7 muestra la estructura de las superficies de flujo y la de la placa divertora para descargas en que el punto X se encuentra cercano y lejano a ella. Cuando el punto X está lejos de la placa divertora las dos zonas presentan características similares mientras que cuando el punto X se encuentra cerca, la zona externa se ve expansionada, en la dirección del radio mayor, por la inclinación del punto X respecto a la vertical y la forma de la placa divertora.

El modelo simple también permite calcular el ángulo de incidencia de las líneas de campo sobre la placa del divertor, que tiene importancia a la hora de estimar los flujos que deposita el plasma sobre dichas superficies. Este ángulo viene dado por

$$\text{sen } \alpha (\hat{R}_t, \hat{Z}_t) \simeq \frac{-\mu_0 I}{\pi |B_\phi| b^2} \hat{R}_t \quad (3.22)$$

Se comprueba que este ángulo aumenta linealmente sobre la placa divertora según la distancia en radio mayor al punto X ($\hat{R}_t = R_t - R_x$). Este comportamiento es similar al obtenido en descargas con limitador, solo que, mientras que en descargas con limitador el ángulo aumenta linealmente respecto al punto de tangencia entre la superficie de flujo y el limitador (punto en que la proyección del campo poloidal sobre el limitador es nula), en descargas con puntos X el ángulo aumenta linealmente desde el propio punto X, en el cual el campo poloidal es nulo y que, en general, no está en contacto con la placa divertora. Por tanto, la situación geométrica en descargas con puntos X es mucho más complicada que en descargas con limitador y por efecto de ello los flujos depositados por el plasma sobre las placas divertoras presentan comportamientos peculiares que sólo se pueden entender cuando esta geometría compleja es considerada con propiedad.

Como en JET el punto X se encuentra muy cercano a la placa divertora los valores de este ángulo son pequeños. En la Fig.3.8 se comparan los valores del ángulo obtenidos mediante la Eq.3.22 con los obtenidos mediante la reconstrucción local de las superficies de flujo, a partir de medidas del campo magnético en las cercanías de la placa del divertor (código XLOC [3.9]), y teniendo en cuenta la geometría de dicha placa.

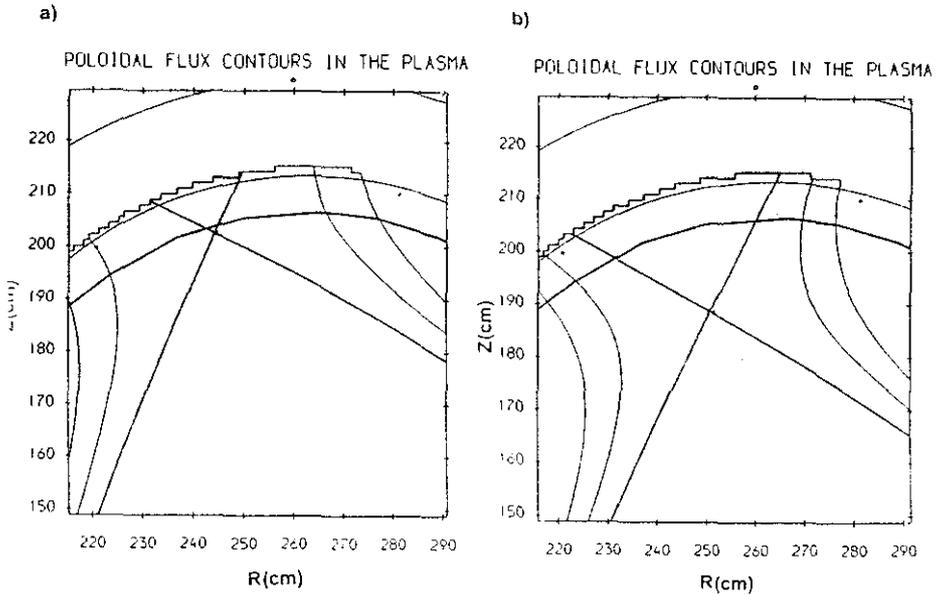


Fig.3.7. Geometría de las superficies de flujo y la placa divertora para dos descargas del JET con punto X : a) cercano a la placa del divertor ($\Delta_x = 1.0 \text{ cm}$), b) lejos de la placa del divertor ($\Delta_x = 17 \text{ cm}$).

3.2.3 Longitud de Conexión en la SOL del Divertor Poloidal

Como se ha visto, la característica del divertor poloidal es la existencia de una superficie de flujo en que el campo poloidal se anula. Por ello, la longitud de la línea de campo que une puntos en la separatriz tales que para ir de uno de ellos al otro se debe pasar por el punto X, tiene una longitud infinita. Esta divergencia de la longitud de conexión cerca de la separatriz conlleva que el tiempo característico, para la difusión según el campo, de las partículas en la scrape-off layer se hace también infinito en esta zona. Ello producirá modificaciones en la forma de los perfiles de densidad del plasma en la SOL, que se desviarán de la forma exponencial simple deducida en Eq.2.19. Para estudiar la influencia de esta zona de gran longitud de conexión en la difusión de partículas en la SOL de tokamaks con divertores poloidales es necesario utilizar valores realistas de esta

longitud de conexión, incluyendo su naturaleza divergente en la separatriz. Esta sección se centra en este objetivo mientras que su aplicación al problema difusivo se desarrolla en el capítulo 5. En este capítulo también se estudiará el efecto de la difusión de partículas en la región privada de flujo del divertor. Dicha región se encuentra comprendida entre la placa divertora y la separatriz y únicamente recibe flujo directo desde el plasma principal a través del punto X.

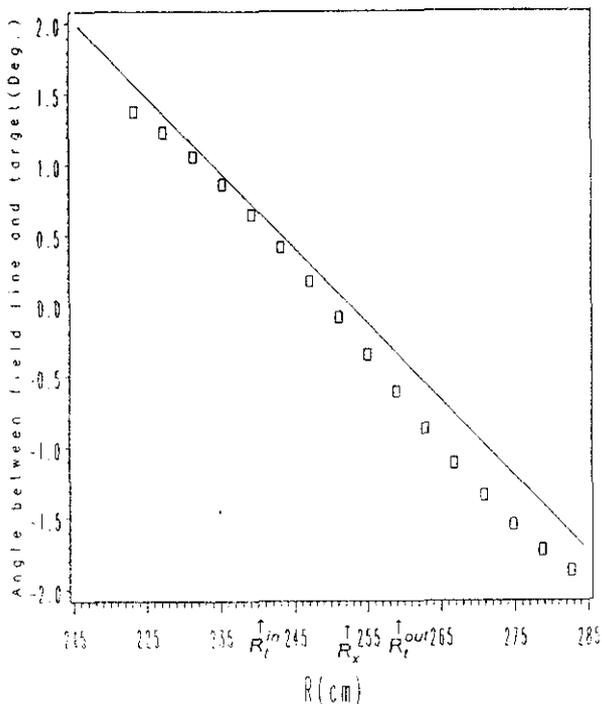


Fig.3.8. Ángulo de la línea de campo sobre la placa del divertor para una descarga del JET con punto X ($I = 3 \text{ MA}$, $B_0 = 3.2 \text{ T}$, $\Delta_x = 11 \text{ cm}$). Se indican los radios de intersección de la separatriz con la placa (R_i^{in} , R_i^{out}) y del punto X (R_x).

Debido a que, como hemos visto, el campo poloidal aumenta linealmente con la distancia al punto X, la divergencia de la longitud de conexión es de tipo logarítmico. El disponer del modelo cilíndrico del divertor poloidal nos permite obtener una expresión analítica para dicha longitud de conexión que por supuesto presenta la divergencia logarítmica bien conocida [3.16].

Por ejemplo, para caracterizar los valores de la longitud de conexión que determinan la difusión de partículas en la SOL del tokamak, se puede tomar la longitud de conexión de las líneas que van de la zona interna a la externa de la placa divertora ($2 L_{w \rightarrow i}$). Para caracterizar la difusión en la región privada de flujo se toma como longitud de conexión la de líneas que parten de las cercanías del punto X y van a la placa divertora ($L_{xp \rightarrow i}$). Debido a la existencia de dos puntos de campo nulo en las descargas del JET, se encuentra que la longitud de conexión entre el punto w y el punto X es aproximadamente el doble que desde el plano medio al punto X ($L_{w \rightarrow xp} \simeq 2 L_{mp \rightarrow xp}$). Como en el modelo de dos corrientes este segundo punto X no existe, compararemos los resultados del modelo simple con los del equilibrio toroidal utilizando líneas que parten del plano medio y tendremos en cuenta el factor 2 cuando estudiemos el transporte de partículas. Estas longitudes de conexión se representan esquemáticamente en la Fig.3.9.

Utilizando el modelo cilíndrico del divertor poloidal se tienen las expresiones de las distintas componentes del campo magnético (Eq.3.17). De la expresión de las superficies de flujo (Eq.3.16) se tiene la relación entre \hat{R} y \hat{Z} para cada superficie de flujo ψ . Ello permite expresar la longitud de conexión entre dos puntos (\hat{R}_1, \hat{Z}_1) , (\hat{R}_2, \hat{Z}_2) de la SOL, que pertenecen a la misma superficie de flujo ψ , como

$$L_{1 \rightarrow 2}(\psi) = \frac{\pi(b^4 + K(\psi))}{\mu_0 I} \int_{\hat{Z}_1}^{\hat{Z}_2} \frac{B_z d\hat{Z}}{\sqrt{b^4 + 4b^2 \hat{Z}^2 + K(\psi)} \sqrt{\sqrt{b^4 + 4b^2 \hat{Z}^2 + K(\psi)} - b^2 - \hat{Z}^2}} \quad (3.23)$$

Esta integral es expresable en término de integrales elípticas de primera especie que se reducen a logaritmos para los casos que nos interesan en JET, es decir, líneas próximas a la separatriz y la placa divertora próxima al punto X.

De este modo, se tienen las siguientes expresiones para las dos longitudes consideradas

$$L_{mp \rightarrow i}(\psi) = \frac{\pi b^2 B_\phi}{2\mu_0 I} \ln \left[\frac{8(5 - \sqrt{5})}{3\sqrt{5} - 5} \frac{b^4 \left(\sqrt{2} b \hat{Z}_i + \sqrt{K(\psi) + 2b^2 \hat{Z}_i^2} \right)^2}{K(\psi)^2} \right] \quad (3.24)$$

para la línea que parte del plano medio y

$$L_{xp \rightarrow t}(\psi) = \frac{\pi b^2 B_0}{2\mu_0 I} \ln \left[\frac{\left(\sqrt{2} b \hat{z}_t + \sqrt{K(\psi) + 2b^2 \hat{z}_t^2} \right)^2}{K(\psi)} \right] \quad (3.25)$$

para la que parte de las cercanías del punto X.

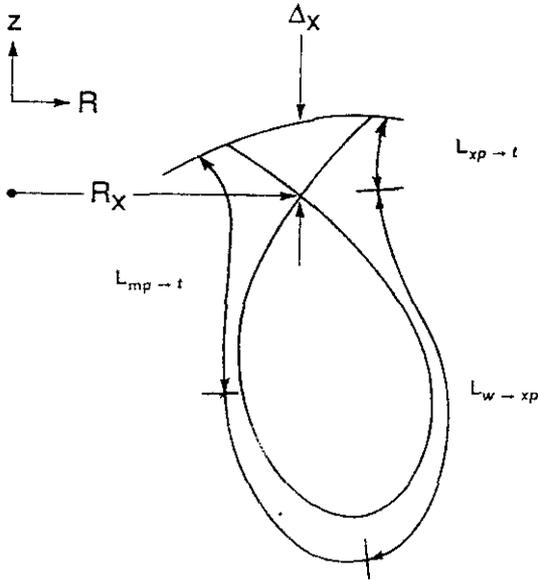


Fig.3.9. Longitudes de conexión relevantes en los procesos difusivos en la SOL de un tokamak con divertor poloidal.

Estas integrales son divergentes logarítmicamente para la separatriz (que se define en nuestro caso con $K(\psi) = 0$), como habíamos anticipado.

En la práctica, no se suelen considerar las separaciones entre superficies de flujo en término del flujo magnético, sino que se suelen utilizar distancias espaciales en un punto determinado de la descarga, habitualmente su plano medio. Por esto, se suelen expresar las cantidades anteriores en función de la distancia desde la separatriz de la línea de campo considerada. La relación entre $K(\psi)$ y dicha separación espacial se obtiene de la Eq.3.16

$$K(\psi) = 4 a \sqrt{5} b^2 \Delta R(\psi) \quad (3.26)$$

donde $\Delta R(\psi)$ es la separación considerada.

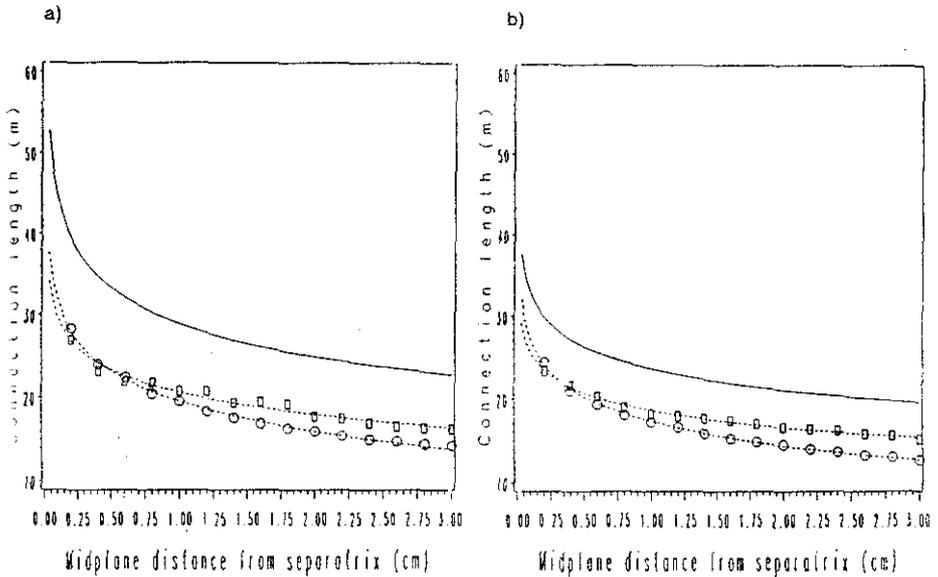


Fig.3.10. Longitudes de conexión desde el plano medio (interior y exterior) a la placa divertora para dos descargas del JET ($I = 3 \text{ MA}$, $B_p = 2.3 \text{ T}$) : a) $\Delta_x = 17 \text{ cm}$, b) $\Delta_x = 1.0 \text{ cm}$. Los puntos son los obtenidos de equilibrios MHD (rectángulos zona interna , círculos zona externa). La línea continua se calcula usando Eq.3.24 y las líneas punteadas son los ajustes usando Eq.3.27.

Los resultados calculados con estas fórmulas se comparan satisfactoriamente con los obtenidos mediante códigos de equilibrio MHD. En la Fig.3.10 se muestran los resultados de dicha comparación para dos descargas del JET, una con el punto X muy próximo a la placa divertora ($\Delta_x \approx 1.0 \text{ cm}$) y otra en que el punto X se encuentra bastante separado de dicha placa ($\Delta_x \approx 17 \text{ cm}$). La fórmula simple reproduce con bastante exactitud la dependencia de la longitud de conexión respecto a la distancia a la separatriz de la línea de campo. Los valores que se obtienen con el modelo simple son alrededor de 30-40% mayores que los reales, lo cual es satisfactorio cuando se tiene en cuenta la simplicidad del

modelo. Este buen acuerdo indica que la dependencia funcional obtenida en el modelo simple es correcta y por ello tiene sentido ajustar los resultados de los códigos MHD con una expresión del tipo

$$L_{mp \rightarrow r}(\Delta R) = A - B \ln(\Delta R) , \quad (3.27)$$

con valores típicos de $A \simeq 20 m$ y $B \simeq 5 m$, para descargas con $I = 3MA$ y campo toroidal $B_\phi = 2.3 T$, estando ΔR en centímetros.

Otra cantidad de interés a la hora de evaluar la difusión en la región privada de flujo del divertor es el cociente $L_{xp \rightarrow i} / L_{mp \rightarrow xp}$, pues como veremos determina la distorsión que la difusión de partículas en la zona privada de flujo causa en los perfiles medidos en la placa del divertor, respecto a aquellos que se evalúan si dicha difusión no existe. Este cociente se ha comparado con los resultados obtenidos de los códigos MHD para descargas con distintas separaciones entre el punto X y la placa del divertor. Los resultados se muestran en la Fig.3.11, tomándose como representativos los correspondientes a la línea que pasa a un centímetro de la separatriz en el plano medio del tokamak. El acuerdo obtenido es razonable, si bien aparece una apreciable diferencia cuando el punto X se encuentra muy cercano a la placa del divertor. Esto se debe a los efectos geométricos asociados con la forma exacta de la placa divertora y el movimiento del punto X a lo largo de una línea no vertical, que hemos comentado previamente.

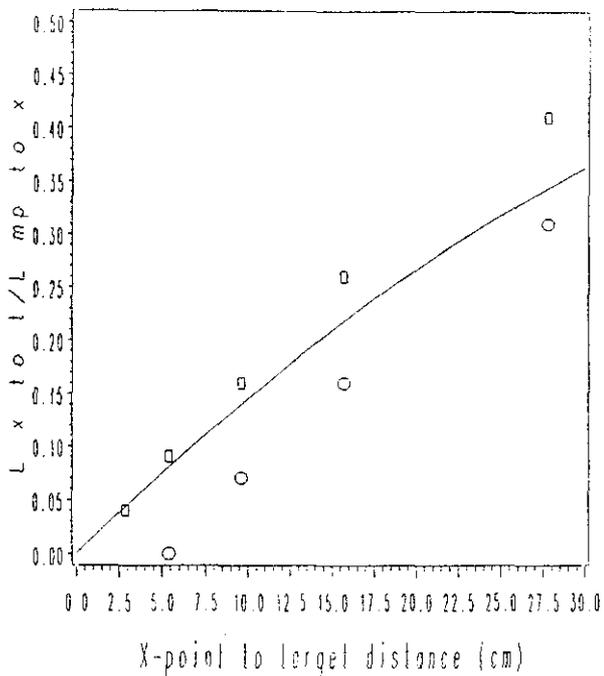


Fig.3.11. Cociente de longitudes de conexión $L_{xp \rightarrow l} / L_{mp \rightarrow xp}$ en descargas del JET, $I = 3$ MA, (zona interior y exterior) respecto a la distancia entre el punto X y la placa divertora. Los puntos son obtenidos de equilibrios MHD (rectángulos zona interna, círculos zona externa). La línea continua se calcula usando Eq.3.24 y Eq.3.25.

4. Estudios del Plasma del Borde en Descargas con Limitador en JET

4.1 Medidas Experimentales

Las características del plasma del borde en descargas con limitador se determinan en JET mediante sondas de Langmuir instaladas en dichos limitadores y en las antenas de radiofrecuencia, así como mediante una sonda de Langmuir móvil que penetra verticalmente en el plasma desde el cuadrante superior derecho del tokamak. Por otro lado, los influjos de partículas provenientes del limitador se pueden evaluar mediante la observación de los correspondientes fotones radiados por estas especies mediante espectroscopios y cámaras CCD con filtros.

Como se describe en el apéndice A, de las medidas de las sondas de Langmuir se puede deducir la temperatura electrónica del plasma y el flujo de partículas perdido por este hacia las superficies materiales. De ellos, asumiendo un valor para la relación entre temperatura electrónica e iónica, es posible determinar la densidad del plasma en contacto con las superficies materiales. Como las sondas instaladas en los limitadores y antenas se encuentran a dos distancias diferentes de la separatriz, es posible determinar la longitud de caída de las características del plasma en la SOL y sus valores extrapolados a la separatriz, a partir de las medidas que con ellas se obtienen. Los perfiles de los parámetros del plasma que se determinan de las medidas en limitadores y antenas, se obtienen a partir de medidas en sólo dos puntos espaciales, y coinciden con los determinados mediante la sonda de Langmuir móvil, dentro de los errores experimentales. El perfil obtenido mediante la sonda móvil tiene una alta resolución espacial, equivalente a 3 mm en el plano medio del tokamak, y para compararlo con el medido en los limitadores los factores de expansión del flujo magnético correspondientes deben ser tenidos en cuenta.

Los influjos de partículas se determinan a partir de los flujos de fotones emitidos por estas especies. Mediante cálculos de física atómica es posible evaluar el número de fotones, en la longitud de onda considerada, que cada

átomo/ión de dicha especie emite antes de ser ionizado y , a partir de los flujos de fotones, obtener los influjos de partículas.

Utilizando las medidas anteriores es posible determinar localmente las características del plasma de la scrape-off layer y de los flujos de partículas y energía depositados sobre las superficies de los limitadores. Para obtener cantidades globales a partir de estas medidas, es necesario realizar hipótesis sobre la relación de las características del plasma en otros puntos espaciales y las determinadas mediante las medidas experimentales. Por ejemplo, es habitual suponer que los flujos perdidos por el plasma sobre los limitadores son simétricos toroidalmente. Así, una hipótesis como esta puede ser incorrecta por la existencia de asimetrías toroidales en los flujos de calor y partículas depositados sobre las superficies en contacto con el plasma, asociados con islas magnéticas, debidas a errores de alineación en las bobinas que producen los distintos campos magnéticos de la descarga, y con el efecto de rizado del campo toroidal, debido al número finito de bobinas toroidales. Por ejemplo en JET, el daño causado a los limitadores de Berilio depende considerablemente del rizado del campo toroidal, alcanzándose diferencias de hasta un factor 4-5 entre las zonas menos dañadas (en las cercanías de la bobina de campo toroidal) y las zonas más dañadas (el punto medio entre bobinas toroidales) [4.1]. Sin embargo, este hecho experimental refleja más la naturaleza fuertemente no lineal del daño sufrido por el Berilio que grandes asimetrías en la deposición de potencia sobre el limitador. Este fuerte aumento del daño causado por el plasma sobre el Berilio en algunas zonas, se debe a que cuando se deposita mucha potencia sobre el limitador, la superficie de Berilio alcanza su punto de fusión, ello produce la formación de gotas de material fundido que migran sobre él, originando daño en las zonas próximas. De hecho, los flujos depositados por el plasma sobre el limitador no presentan grandes asimetrías. Esto se puede comprobar experimentalmente con la observación de la emisión H_{α} a lo largo del limitador (Fig.4.1). En esta figura se muestra la intensidad de dicha emisión para una descarga óhmica, observándose que esta señal presenta una modulación de, como máximo, el 40%, según nos movemos toroidalmente (la distancia en la dirección toroidal es aproximada por problemas de identificación de distancias reales en la imagen de la cámara, pero cubre aproximadamente el espacio entre tres bobinas de campo toroidal). Por tanto, es razonable suponer que se tiene simetría toroidal para las características del plasma del borde en las descargas con limitador, teniendo en cuenta que ello puede llevar a un error menor de un factor 2 en las cantidades globales, que se evalúan a partir de las medidas locales, por causa de las asimetrías observadas experimentalmente.

H-Alpha intensity wide angle belt

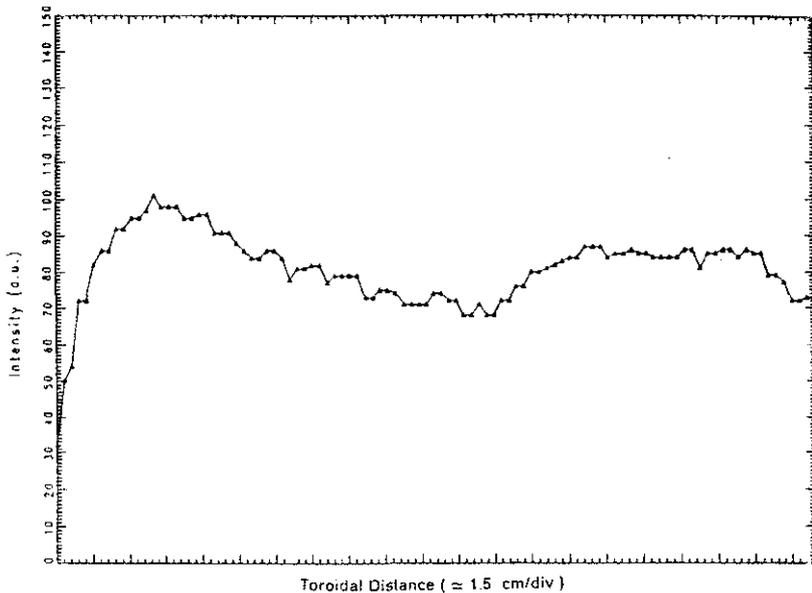


Fig.4.1. Intensidad de emisión H_α respecto a la distancia según la dirección toroidal a lo largo del limitador. La caída de la intensidad en la zona izquierda se debe a efectos de viñeteado en la imagen de la cámara.

Una cantidad muy importante para el estudio del plasma del borde es la potencia que, perdida por el plasma, llega a las superficies materiales. Dicha cantidad tiene la ventaja de poder ser determinada a partir de dos métodos independientes: esto es, a partir de medidas de sondas de Langmuir en los limitadores o bien mediante medidas globales del plasma como son la potencia de calentamiento depositada en el y la potencia radiada por el plasma. En descargas óhmicas la potencia depositada en el plasma es determinada por la corriente que conduce y su resistividad. Su determinación experimental a partir de las medidas efectuadas con bobinas exteriores al plasma es precisa. La potencia radiada en JET se determina con un bolómetro que observa el plasma en un plano poloidal, y a partir de esta medida, suponiendo simetría toroidal, se puede evaluar la potencia radiada por el plasma. Si exceptuamos la hipótesis de la simetría toroidal, la medida del bolómetro es bastante precisa salvo si gran parte de la radiación emitida es de una energía menor de 5eV en cuyo rango pueden cometerse errores de estimación de esta radiación de un factor 2 o mayores. Este límite de 5 eV se debe a que los bolómetros del JET están contruidos con filtros de oro que reflejan gran parte de la radiación recibida en

este rango de energías. El problema de la simetría toroidal es principalmente causado no por las propias asimetrías toroidales del plasma, sino por la localización espacial en que la medida del bolómetro se lleva a cabo. Así se tiene que, para poder realizar una medida de la sección poloidal completa del plasma, el limitador toroidal presenta un hueco en su dirección toroidal que permite esta medida. La forma exacta del limitador en la zona de este hueco es complicada, pues se ha de evitar exponer superficies al plasma sobre la que las líneas de campo incidan a un alto ángulo. Para los estudios que se llevan a cabo en este capítulo basta con destacar que los puntos de contacto entre el plasma y el limitador se encuentran toroidalmente separados por una distancia de unos 60 cm alrededor del hueco en el limitador toroidal.

El problema del balance de energía surge al comparar las medidas de la potencia que el plasma pierde sobre el limitador, mediante los dos métodos de medida previamente descritos y que se tratará en más detalle en la última sección de este capítulo. Así, la potencia conducida al limitador de acuerdo a las medidas globales del plasma es mucho mayor que la que se determina con las sondas de Langmuir (del orden de un factor mayor que 6) incluso en descargas óhmicas, para las que, con limitadores discretos, en JET se había obtenido una diferencia de un factor 2.5, que prácticamente se encuentra dentro de los errores experimentales [4.2].

Por ello, en este trabajo nos hemos centrado en el estudio de posibles errores sistemáticos asociados con las medidas de esta potencia y en el estudio de pérdidas de energía asociadas con el reciclado, que ocurren cercanas al limitador y por ello son de difícil detección. Las descargas utilizadas son descargas óhmicas en un rango de densidad promedio de $1.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ a $4.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, de una corriente de 3 MA, que en principio, por la sencillez del método de calentamiento, deberían ser más simples de entender. En particular, nos centraremos en una descarga de esta serie en la cual la densidad media del plasma fue variada suficientemente despacio como para que se pueda considerar que el plasma se encuentra en un estado cuasiestacionario para los distintos valores de la densidad [4.3]. Esto ha sido comprobado con medidas en otras descargas en que se mantuvo un valor constante de la densidad en su fase óhmica. En la Fig.4.2 se muestra la variación de la temperatura electrónica en la separatriz con la densidad del plasma en la separatriz (calculada suponiendo $T_e = T_c$) para esta descarga. La variación con la densidad de las longitudes de caída de los parámetros en la SOL se muestra en la Fig.4.3, para la densidad y temperatura del plasma. Se observa que dichas longitudes de caída son bastante insensibles a la variación en densidad, cambiando apreciablemente sólo para densidades relativamente altas.

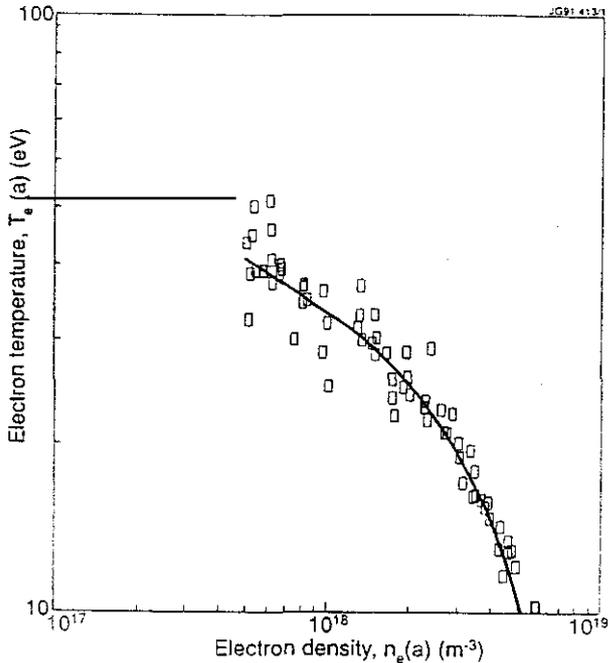


Fig.4.2. Variación de la temperatura en la separatriz para descargas ohmicas con limitador en JET ($I = 3$ MA) respecto a la densidad en la separatriz (calculada con $T_e = T_i$).

4.1.1 Efectos de la Geometría Magnética

Como hemos visto, la geometría magnética de las descargas con limitador es relativamente simple. En ellas, el flujo magnético se relaciona linealmente con la separación radial desde la separatriz, siendo dicha separación distinta en las distintas zonas de la SOL, de acuerdo con el factor de expansión del flujo correspondiente. Por ello, los perfiles de los parámetros del plasma en la SOL, que son exponenciales de acuerdo con la teoría simple, presentan una longitud de caída que depende del lugar de la SOL en que dichos parámetros se determinan. Esto es importante a la hora de relacionar las medidas obtenidas mediante la sonda de Langmuir móvil, que se encuentra en una zona donde el factor de expansión del flujo tiene valores comprendidos entre 2.5 y 3.0, con las medidas en los limitadores, que se encuentra en una zona en que el factor de expansión del flujo es del orden de 1.25.

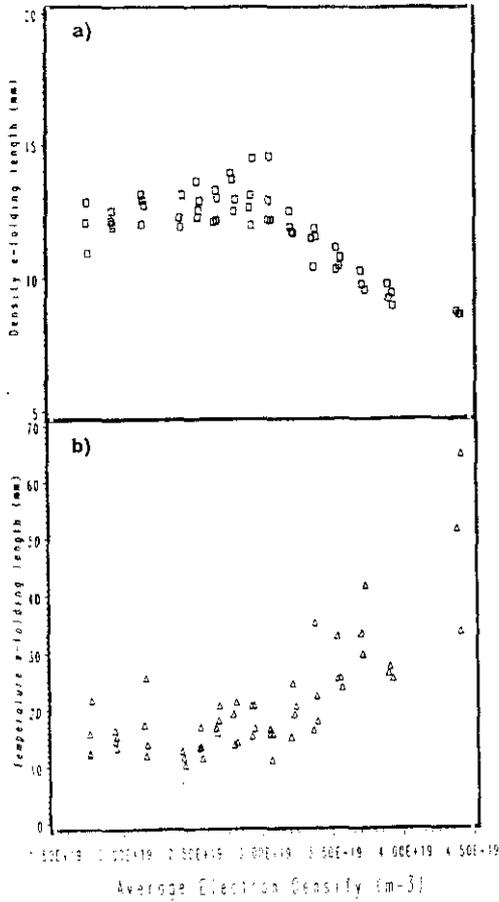


Fig.4.3. Variación de las longitudes de caída de la densidad (a) y temperatura del plasma (b) en la SOL con la densidad promedio del plasma, para las descargas consideradas.

Las consideraciones geométricas son más complejas en la interpretación de los influjos de partículas provenientes del limitador y los flujos de energía depositados sobre éste. De acuerdo con los modelos simples expuestos en el capítulo 2, el flujo de partículas perdidas por el plasma hacia el limitador a lo largo de la línea de campo, viene dado por

$$\Gamma_{\parallel}(r, \theta_{lim}) = \Gamma(a_{sep}) e^{-\frac{(r - a_{sep})}{\lambda_r}} \quad (4.1)$$

donde $\Gamma(a_{sep})$ es el valor del flujo de partículas perdidas por el plasma, extrapolado a la separatriz, λ_r es su longitud de caída radial medida en el

limitador y las distancias radiales se miden según la dirección angular del limitador.

Dicho flujo se puede expresar en función de la coordenada medida sobre la superficie del limitador, ℓ , cuya relación con la distancia radial desde la separatriz se obtiene fácilmente de consideraciones geométricas

$$r - a_{sep} = \frac{\ell^2}{2 \langle a \rangle} \quad , \quad (4.2)$$

donde $\langle a \rangle$ es el radio medio definido en el capítulo anterior para el modelo del limitador plano y que, cuando se considera la geometría exacta del problema real, debe ser sustituido por el obtenido de la curvatura real del plasma y la superficie del limitador; esto es, $\langle a \rangle = (a_p^{-1} + a_{lim}^{-1})^{-1}$. Siendo a_p el radio de curvatura del plasma en las cercanías del limitador (aproximadamente 2m para descargas de 3 MA) y a_{lim} el radio de curvatura del limitador (que en la zona de contacto con el plasma es 1 m).

Por tanto, los flujos de partículas que llegan al limitador según la línea de campo, expresados en las coordenadas del limitador son

$$\Gamma_{||}(\ell) = \Gamma(a_{sep}) e^{-\frac{\ell^2}{2 \langle a \rangle \lambda_r}} \quad , \quad (4.3)$$

esto es, dependen de forma gaussiana de la separación del punto de tangencia sobre el limitador. En la práctica, esta expresión no es utilizada, puesto que es más simple determinar las distancias radiales del punto considerado a la separatriz, que es proporcional a la separación en flujo magnético, y emplear la Eq.4.1 para obtener el flujo perdido por el plasma según la línea de campo. Sin embargo, es un resultado muy interesante puesto que es análogo al que se obtiene en descargas con punto X, en las cuales la relación entre flujo magnético y distancias radiales es cuadrática. Esta característica común entre limitador y divertor, simplemente refleja la expansión cuadrática del flujo magnético sobre una superficie que presenta un punto de campo poloidal nulo, bien sea absoluto como es el punto X o bien sea la proyección de dicho campo sobre esa superficie, como es el caso en los alrededores del punto de tangencia del limitador.

Cuando se consideran los flujos depositados sobre el limitador (Γ_{lim}), se debe tener en cuenta el ángulo con el que la línea de campo incide sobre él (Eq.3.10), y con ello este flujo viene dado por

$$\Gamma_{lim}(\ell) = \Gamma_{||}(\ell) \text{sen } \alpha(\ell) \simeq \frac{\mu_0 I \Gamma(a_{sep})}{2\pi \langle a \rangle B_\phi} |\ell| e^{-\frac{\ell^2}{2 \langle a \rangle \lambda_r}} \quad , \quad (4.4)$$

donde se ha tenido en cuenta que el radio medio $\langle a \rangle$, es mayor que la dimensión poloidal de la zona del limitador que recibe el flujo. De este modo, se

observa que el flujo sobre el limitador presenta su valor mínimo en el punto del limitador más próximo al plasma (punto de tangencia), en el cual los flujos a lo largo de la línea de campo son máximos, pero cuya proyección sobre la superficie del limitador es nula. Por ello, el punto de máximo flujo sobre el limitador se encuentra a una distancia

$$l_{\max} = \sqrt{\langle a \rangle \lambda_F} \quad (4.5)$$

del punto de tangencia.

Estas consideraciones relacionadas al flujo de partículas son válidas también para el flujo de energía, y para aplicarlas a este flujo basta con sustituir el valor del flujo de partículas en la separatriz y su longitud de caída por las correspondientes al flujo de energía.

El flujo de energía sobre el limitador se puede determinar experimentalmente mediante la observación de su superficie en longitudes de onda en la región del infrarrojo, si bien en JET estas observaciones para el limitador de berilio han tenido dificultades experimentales. El flujo de partículas sobre la superficie del limitador no se puede medir directamente, sino que lo que se observa son los *influjos de partículas, tanto impurezas como hidrógeno, que originadas en el limitador penetran en el plasma*. Como hemos visto, una descripción aproximada de la dirección en que dichas partículas son emitidas viene dada por una distribución coseno y por tanto la dirección de máxima probabilidad de emisión es normal a la superficie. De este modo, aunque los influjos de partículas no son exactamente reflexión especular de los flujos depositados sobre el limitador, se encuentran relacionados, aproximadamente, por una relación de este tipo con ellos. Lo anterior se comprueba experimentalmente en las observaciones de los influjos provenientes del limitador. En ellas se tienen típicamente dos zonas de máxima emisión sobre el limitador, correspondientes a los dos lados en que el plasma incide sobre él. En la Fig.4.4 se muestra una de estas observaciones de la línea de emisión de BeI(825.4 nm) mediante una cámara CCD [4.4]. La existencia de este punto de máximo influjo alejado del punto de contacto entre el plasma y el limitador es importante, ya que, debido a ella, el punto donde se generan más impurezas se aleja ligeramente del plasma principal, con lo que se podrían alcanzar regímenes en que estas impurezas son ionizadas en el plasma de la SOL y arrastradas por este plasma hacia el limitador, antes de penetrar en el plasma principal. Este fenómeno de apantallado depende tanto del mecanismo de *generación de las impurezas, que determina la velocidad con que son generadas*, como de las condiciones del plasma del borde, que determina si los átomos de impurezas son ionizados en la scrape-off layer, y debe ser evaluado para las condiciones experimentales consideradas en cada caso.

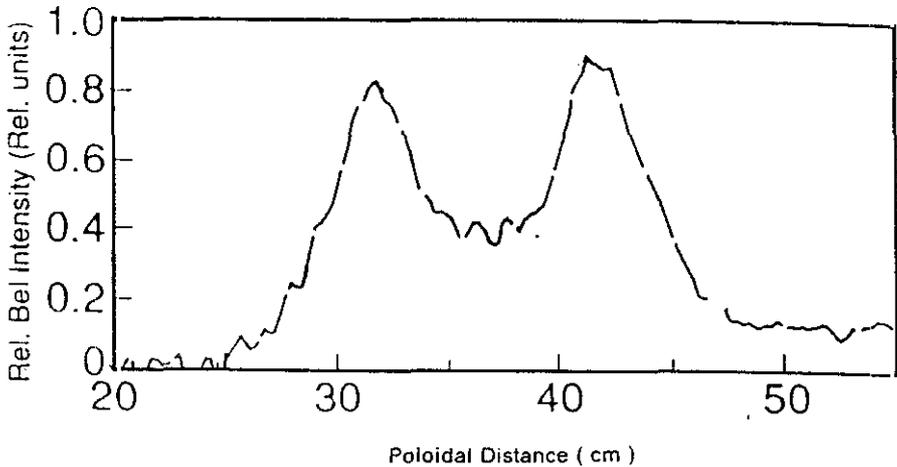


Fig.4.4. Intensidad de emisión del Bel(825.4 nm) sobre la superficie del limitador para una descarga óhmica de 3 MA del JET [4.4].

Un problema básico en los estudios del comportamiento de estas impurezas en el plasma es que no se dispone de medidas experimentales de las características del plasma en la zona del borde del plasma principal. Es decir, a partir de las medidas en la scrape-off layer podemos obtener las características del plasma en la separatriz, pero entre este punto y el siguiente punto en el interior del plasma principal existe una zona en que no se dispone de medidas de la densidad y temperatura del plasma. El primer punto en la zona interior del plasma en que se dispone de medidas fiables es el correspondiente a un radio mayor, en el plano medio, de 3.95 m. Las medidas de que se dispone son de interferometría y scattering Thomson para la densidad electrónica del plasma, y de emisión de ciclotrón electrónica (ECE) y de scattering Thomson para la temperatura electrónica. Estos diagnósticos tienen dificultades para determinar las características del plasma del borde intrínsecas a cada sistema de medida. Por ejemplo, el scattering Thomson tiene problemas de detección debido al bajo nivel de la señal dispersada por el plasma en esta zona; en el procesado de las medidas del interferómetro se presentan problemas al llevar a cabo la inversión Abel de los perfiles de densidad, debido a la ausencia de líneas de visión en la zona exterior del plasma, y el ECE presenta problemas de superposición de armónicos de la emisión ciclotrónica. Por ello, si queremos tomar un punto en que dichas medidas son fiables, este se encontrará relativamente alejado de la separatriz, y por tanto el grado de extrapolación, entre las medidas de los parámetros del plasma en la separatriz por medio de las sondas de Langmuir y los del plasma interior, es bastante grande.

Pese a lo anterior, los perfiles de la densidad y temperatura del plasma del borde son necesarios para realizar los estudios del comportamiento de las especies del reciclado en las cercanías del limitador. Por esto, se ha optado por tomar las medidas del plasma principal más cercanas al borde y que aún se consideran fiables, que se miden en un radio mayor de 3.95 m en el plano medio, y utilizar el factor de expansión del flujo para transformarlas en las correspondientes medidas en la vecindad del limitador, suponiendo que no existen fuertes gradientes según la línea de campo en los parámetros físicos del plasma principal. Los perfiles de temperatura y densidad del plasma se obtienen de la interpolación entre estos valores y los determinados en la separatriz, mediante sondas de Langmuir. Los perfiles elegidos para esta interpolación son : extrapolar hacia el interior los perfiles medidos en la scrape-off layer mediante las sondas de Langmuir, interpolar mediante una exponencial los valores obtenidos en la separatriz y el punto interior e interpolar linealmente entre dichos puntos. En las Fig.4.5 y Fig.4.6 se muestra un ejemplo de los datos experimentales y los perfiles que se utilizan. Como se comprueba, la incertidumbre en las características del plasma en esta zona del borde es bastante grande, lo cual ha llevado al diseño de diagnósticos para las medidas de las características de este plasma en el JET, que han entrado recientemente en funcionamiento.

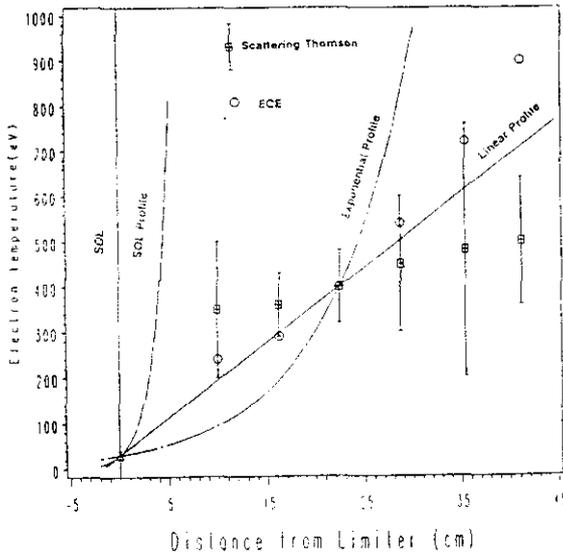


Fig.4.5. Temperatura electrónica del plasma del borde respecto a la separación radial medida desde el limitador. Descarga óhmica $I = 3 \text{ MA}$, $\langle n_e \rangle = 2.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

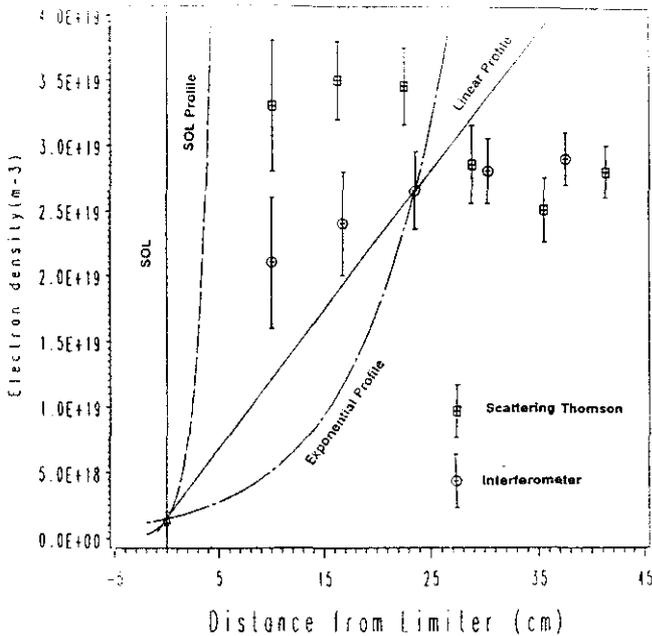


Fig.4.5. Densidad electrónica del plasma del borde respecto a la separación radial medida desde el limitador. Descarga óhmica $I = 3 \text{ MA}$, $\langle n_e \rangle = 2.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

4.2 Balance de Partículas

Uno de los problemas de las medidas con sondas de Langmuir de plasmas en campos magnéticos es la definición del área efectiva de dicha sonda, como se detalla en el apéndice A, que determina el flujo (por unidad de área perpendicular al campo magnético) que mide la sonda. Por ello, es importante a la hora de calcular cantidades integradas sobre el limitador establecer una cota para el error que se puede tener en dicha estimación del área. Esto es posible mediante la comparación del flujo de partículas perdido por el plasma, obtenido a partir de las sondas de Langmuir, con el de los inlfujos de átomos de hidrógeno obtenido a partir de la emisión H_α del limitador. En JET sólo se dispone de medidas del flujo de partículas por sondas de Langmuir sobre los limitadores en la parte superior del limitador superior y en la parte inferior del limitador inferior. Para estimar las pérdidas por la zona del plano medio, entre los limitadores toroidales, se dispone de sondas de Langmuir en las antenas de radiofrecuencia, por lo que, en descargas en que el plasma no está cerca de las antenas, las pérdidas en la zona del plano medio del tokamak no se pueden evaluar directamente con sondas de Langmuir. Si el plasma principal perdiese partículas hacia la scrape-off layer con simetría poloidal, se podrían evaluar dichas pérdidas utilizando argumentos de

longitud de conexión y, en este caso, la relación entre dichas pérdidas vendría dada simplemente por

$$\frac{F_{lim}^{in}}{F_{lim}^{out}} = \sqrt{\frac{L_{in}}{L_{out}}} \simeq 0.4 \quad , \quad (4.6)$$

donde in y out se refiere a las zonas entre los limitadores alrededor del plano medio y alrededor de la pared interna, respectivamente. Si se supone que lo que no depende del ángulo poloidal es el coeficiente de difusión de las partículas a través de la línea de campo, dicha relación alcanza valores próximos a la unidad, lo que simplemente refleja la mayor magnitud del flujo de partículas a través del campo en la zona en que las líneas de campo se encuentran más comprimidas, es decir, el plano medio exterior del JET, como hemos visto en el capítulo anterior. Medidas experimentales realizadas en descargas con radiofrecuencia en JET han demostrado que las pérdidas en la zona central exterior del plasma son incluso mayores que las debidas a un coeficiente de difusión independiente del ángulo, y de hecho se tiene que en la realidad la relación anterior puede llegar a alcanzar valores comprendidos entre 1.5-2.0 [4.5]. Por esta razón es muy importante comparar los resultados obtenidos de las medidas con sondas de Langmuir y los de emisión H_α para el flujo de partículas, pues ello nos permite estimar el factor anterior, dentro de los errores experimentales. Según los argumentos anteriores es de esperar que el flujo calculado sobre los limitadores, utilizando únicamente las zonas exteriores de los limitadores, presente un valor entre un factor 1 a 3 veces menor que el obtenido con la emisión de H_α . El cálculo de dicho flujo mediante las medidas de las sondas, simplemente consiste en la integración del flujo dado por la Eq.4.1 sobre el área del limitador perpendicular a la línea de campo, esto es

$$F_{lim}^{out} = \Gamma(a_{sep}) 4\pi R_{lim}^2 \Gamma \left(\frac{B_\theta}{B_\phi} \right)_{lim} \quad , \quad (4.7)$$

donde R_{lim} es el radio mayor a que se encuentran los limitadores y los valores de los campos poloidal y toroidal deben tomarse en la posición del limitador.

En la Fig.4.7 se muestra la comparación entre el flujo de partículas obtenido a partir de las medidas de las sondas de Langmuir en las zonas exteriores de los limitadores y las de la línea H_α . Como se comprueba el comportamiento con la densidad de plasma central es muy similar en ambas medidas y la diferencia entre ellas es de un factor 3 ($\pm 15\%$) que está de acuerdo con las consideraciones anteriores.

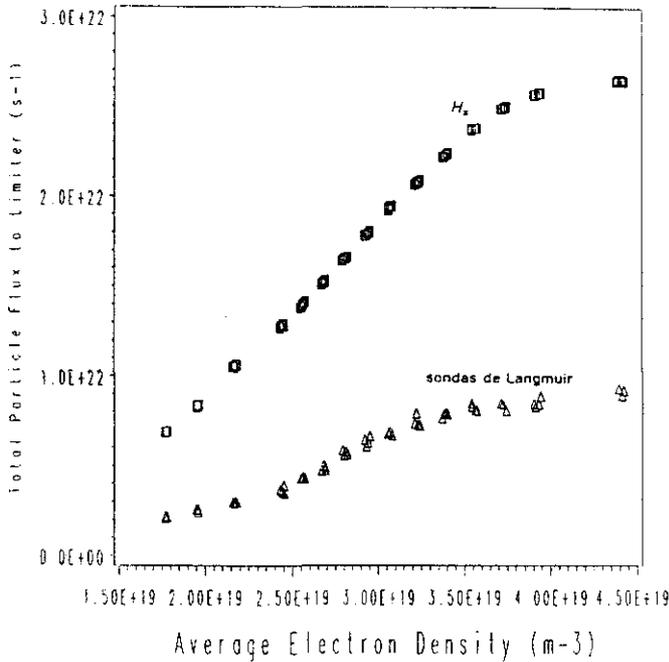


Fig.4.7. Flujo total de partículas perdido por el plasma, medido mediante sondas de Langmuir y emisión H_{α} , respecto a la densidad promedio del plasma $\langle n_e \rangle$, para descargas ohmicas ($I = 3 \text{ MA}$).

Por tanto, las estimaciones de los flujos de partículas que se deducen a partir de las medidas con sondas de Langmuir se pueden considerar correctas dentro de los errores experimentales, si bien se ha de tener en cuenta un factor de corrección de valor 3 aproximadamente, en el cual se engloban las correcciones por las pérdidas que ocurren en el plano medio y las asimetrías toroidales.

Utilizando estas medidas se pueden realizar estimaciones de la densidad de átomos neutros y de la extensión de la nube de neutros alrededor del limitador, que son necesarias para realizar los estudios del reciclado de impurezas. Así, por ejemplo, para obtener una estimación de la densidad de hidrógeno neutro en la zona de contacto entre el plasma y el limitador se puede suponer que el hidrógeno es emitido perpendicularmente al limitador con una velocidad media $\bar{v}_0 = \sqrt{\frac{2T_0}{m}}$ con $T_0 \approx 2.5 \text{ eV}$, energía típica de neutros de Franck-Condon y que es consistente con simulaciones de Monte-Carlo para el JET [4.6]. Como ángulo típico de incidencia de la línea de campo sobre el limitador se puede tomar el correspondiente al máximo del flujo de partículas sobre el limitador, que para las

condiciones experimentales que consideramos es aproximadamente de 1'. Con ello se tiene que, utilizando la teoría del sheath,

$$\bar{n}_0 = \frac{\Gamma(a_{sep}) \langle \cos \alpha \rangle}{\bar{v}_0} = \frac{n(a_{sep})}{2} \sqrt{\frac{T_e(a_{sep}) + T_i(a_{sep})}{2T_0}} \langle \cos \alpha \rangle, \quad (4.8)$$

donde $n(a_{sep})$ es la densidad del plasma en la separatriz y $T_e(a_{sep})$, $T_i(a_{sep})$ su temperatura electrónica e iónica, respectivamente. Para tener una idea del orden de magnitud de esta densidad de neutros podemos tomar valores razonables de la temperatura electrónica en descargas óhmicas ($T_e(a_{sep}) \approx 40\text{eV}$) y, suponiendo que la temperatura iónica es similar a la electrónica, se tiene que la densidad de neutros en la vecindad del limitador es del orden de aproximadamente 3.5% de la densidad del plasma. Así, vemos que debido al bajo ángulo con que la línea de campo incide sobre el limitador, las densidades de neutros en su superficie quedan restringidas a valores de orden de pocas partes en cien de la densidad del plasma. Debido a esto y al corto tiempo de residencia de las impurezas en el interior de esta nube de neutros, veremos que el intercambio de carga entre átomos de impurezas y de hidrógeno neutro no tiene efectos en el estado de ionización de las impurezas, para el plasma del borde en descargas con limitador.

Para estudiar la influencia de esta nube de hidrógeno neutro en las impurezas es necesario estimar sus dimensiones espaciales en la zona en que las impurezas se ven sometidas a los procesos de ionización, antes de repartirse uniformemente por el plasma. Como veremos la longitud de ionización de las impurezas en el plasma es de varios centímetros, por lo que la zona de interés se restringe a la zona del plasma varios centímetros enfrente del limitador. Si utilizamos el camino libre medio de los átomos neutros en este plasma, incluyendo el intercambio de carga, dado por la Eq.2.31, se obtienen valores típicos de decenas de centímetros en la zona próxima al limitador y por ello en la zona de ionización de las impurezas la densidad de neutros tiene valores aproximadamente iguales que los dados por la Eq.4.8. En cuanto a la extensión espacial de dicha nube, esta puede ser calculada de modo simple, bajo la hipótesis de que la densidad de neutros es proporcional a la probabilidad de que un átomo neutro nacido en el limitador alcance el punto considerado. Así, supondremos que la fuente de átomos neutros tiene la misma dependencia espacial que el flujo perdido por el plasma sobre el limitador y que dichos átomos son emitidos con una distribución coseno. De este modo, tomando como ejes de coordenadas la dirección paralela a la superficie del limitador y el radio menor del plasma según la dirección del limitador, se tiene que la densidad de neutros viene dada por

$$n_0(r, \ell) \propto \int_{-\ell_{lim}}^{+\ell_{lim}} |\ell'| e^{-\frac{\ell'^2}{2\langle a \rangle \lambda_r}} \frac{a_{sep} - r}{\sqrt{(a_{sep} - r)^2 + (\ell - \ell')^2}} e^{-\frac{\sqrt{(a_{sep} - r)^2 + (\ell - \ell')^2}}{\lambda_{ion}}} d\ell', \quad (4.9)$$

donde $2\ell_{lim}$ es la dimensión poloidal de la zona del limitador sometida a un flujo apreciable de plasma (40 cm) y λ_{ion} es la longitud media de ionización del hidrógeno neutro en el plasma próximo al limitador. Esta integral se puede calcular numéricamente para las condiciones que nos interesan, obteniéndose que la extensión de la nube de neutros para puntos próximos al limitador es aproximadamente del tamaño del limitador. En la Fig.4.8 se muestran los resultados del perfil de la densidad de neutros a varias distancias para una longitud de ionización del hidrógeno de 10 cm, que es un valor razonable para las condiciones consideradas.

Por tanto podemos concluir de este resultado, que la densidad promedio de neutros en la vecindad del limitador calculada con la Eq.4.8 representa razonablemente los valores que se deben encontrar para dicha densidad en las cercanías del limitador, y que la extensión de esta nube de neutros, para distancias próximas al limitador es aproximadamente igual a la dimensión del limitador.

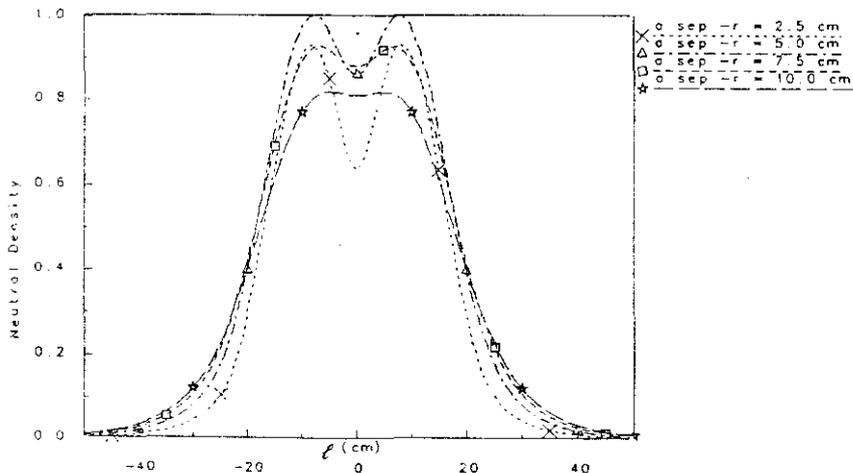


Fig.4.8. Densidad de neutros normalizada calculada con la Eq.4.9, respecto a la coordenada sobre la superficie del limitador, para varias distancias radiales desde el limitador ($\lambda_{ion} = 10 \text{ cm}$).

4.3 Modelos Simples del Comportamiento de las Impurezas

El estudio del comportamiento de las impurezas en estas descargas se puede dividir en tres partes : mecanismo de producción, comportamiento antes de su ionización y comportamiento tras ionización.

El mecanismo de producción condiciona no sólo el número de impurezas que se producen sino también la velocidad con que estas son eyectadas de la superficie del limitador. Según el mecanismo de producción se tienen dos rangos típicos de energía con que las impurezas penetran en el plasma : 10^{-2} eV para impurezas producidas por procesos de evaporación/sublimación o de pulverizado químico, en los cuales los átomos de impurezas son emitidos con energías del orden de la energía térmica del material del limitador, y de varios eV para átomos producidos por pulverización física y autopulverización. Para obtener la energía media de los átomos producidos por pulverización física y autopulverización se utiliza la distribución de Thompson (Eq.2.34), con lo que la energía de los átomos pulverizados viene dada por

$$\bar{E}_Z = 2U_0 \frac{(1 + \epsilon)^2 \ln(1 + \epsilon) - \epsilon(1 + 3/2\epsilon)}{\epsilon^2} \quad (4.10)$$

donde

$$\epsilon = \frac{E_{inc}}{E_{th}} - 1 \quad (4.11)$$

es la energía normalizada del ión incidente y E_{th} es el límite en energía por debajo del cual no se produce pulverización, que se toma de las tablas de datos publicados periódicamente. Los cálculos para el Berilio que se consideran en esta tesis se han realizado con los datos de la edición de 1984 de estas tablas [4.7]. En su edición de 1991 los datos del pulverizado de Berilio por deuterones han sufrido una importante revisión en la cual la energía E_{th} ha reducido su valor de 20 eV a 9 eV, y la energía de ligadura U_0 a pasado de valer 4.5 eV a un valor comprendido en 2.0 - 3.38 eV [4.8]. Con ello, los resultados calculados mediante la Eq.4.10 con estos valores cambian respecto a los utilizados en estos cálculos. Sin embargo, las diferencias que se obtienen no son suficientes como para justificar el reprocesado de las estimaciones que se han realizado, una vez tenidos en cuenta los errores experimentales en los perfiles de densidad y temperatura. Como ejemplo, se tiene que para un plasma de temperatura iónica igual a la electrónica de 30 eV, según los datos de 1984 se obtiene $\langle E_{Be} \rangle = 8.3$ eV y con los nuevos datos encontramos 6.2 eV $\lesssim E_{Be} \lesssim 10.5$ eV.

Como vimos en el capítulo 2, la energía de incidencia viene determinada por la energía cinética de los iones y su aceleración en el sheath (Eq.2.9). Cuando se

considera el autopulverizado se debe tener en cuenta que la energía que los iones adquieren por su aceleración en el sheath es mayor debido a su mayor carga eléctrica. Sin embargo, esto no conlleva un aumento de la energía normalizada para el caso de autopulverizado del Berilio, ya que se ve compensado con el aumento de E_m , que es más alto para el autopulverizado del Berilio, que para el pulverizado con deuterones (un factor 2.7 de acuerdo con los datos de 1991 y 1.8 según los datos de 1984). Por ello, las energías con que se emiten los átomos provenientes de pulverizado y autopulverizado son similares para el caso del berilio y deuterio.

Los resultados obtenidos con la Eq.4.10 se pueden comparar con las medidas experimentales del ensanchamiento Doppler de una línea de emisión del Berilio neutro ($\text{BeI}(440.7 \text{ nm})$) para descargas óhmicas de 3 MA en JET [4.9]. Para calcular la energía del ión incidente se utilizan las medidas realizadas con sondas de Langmuir y se consideran distintas relaciones entre la temperatura iónica y electrónica del plasma del borde. Los resultados de dichos cálculos se muestran en la Fig.4.9. Se observa que las medidas son compatibles con un valor de la temperatura iónica entre 1 y 5 veces la temperatura electrónica produciendo una razón de 10 entre ambas temperaturas, energías demasiado elevadas.

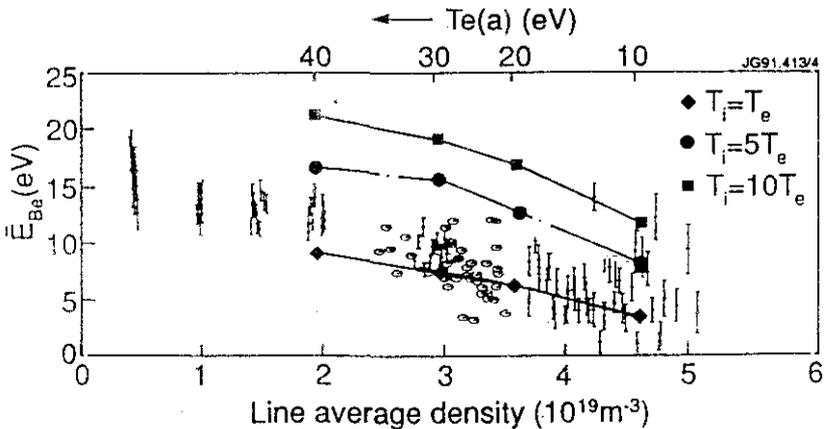


Fig.4.9. Energía de los átomos de Berilio neutro pulverizados, para descargas óhmicas del JET ($I = 3 \text{ MA}$). Los puntos con barras de error provienen de medidas del ensanchamiento Doppler de la línea $\text{BeI}(440.7 \text{ nm})$ [4.9] y las líneas se obtienen usando la Eq.4.10 y las medidas de las sondas de Langmuir para estas descargas.

Otro factor importante cuando se estudia la producción de impurezas es la cantidad de impurezas producidas. Como hemos visto en el capítulo 2, en ello se ven involucrados tanto el pulverizado como el autopulverizado y además se debe tener en cuenta la dirección de incidencia de los iones sobre el limitador. Por esta razón el obtener un coeficiente de pulverizado a partir de los datos experimentales conlleva un estudio muy complicado o bien un alto grado de hipótesis para simplificarlo. Por tanto, como para las descargas que estudiamos existen medidas experimentales del coeficiente de pulverizado efectivo, deducido a partir de los influjos de Berilio y H_x , utilizaremos estos valores, cuyo comportamiento con la temperatura del plasma del borde es similar al de los cálculos teóricos pero que difiere de ellos en magnitud [4.4].

Una vez que el átomo de impureza es expelido del limitador, debe atravesar la scrape-off layer en su camino hacia el plasma. Si el número de átomos ionizados en la SOL es muy elevado, el plasma principal recibirá una pequeña proporción de los átomos de impurezas producidos, lo cual sería una situación muy beneficiosa para mantener el plasma limpio. Por esta razón es importante evaluar este efecto de apantallado para obtener de todas las impurezas producidas cuantas llegan a plasma principal, lo que conlleva determinar el punto en que la impureza es ionizada. Para ello utilizaremos un método simple, que será aplicado igualmente en la evaluación del punto de ionización de la impureza en el plasma principal. Los datos de la reactividad para la ionización del berilio por impacto electrónico han sido tomados de [4.10], así como los ajustes allí empleados.

Si la reactividad de la reacción de ionización de la impureza viene dada por $\langle \sigma v \rangle$, entonces la probabilidad de que un átomo de impureza sea ionizado en un intervalo dt viene dada por $n(t) \langle \sigma v \rangle (t) dt$, donde la dependencia temporal se origina por que la impureza en su movimiento atraviesa un plasma de características cambiantes. De este modo, la probabilidad de que el átomo de impureza sea ionizado antes de un tiempo t después de su nacimiento ($t=0$) viene dada por

$$P_{ion}(t) = 1 - e^{-\int_0^t n(t') \langle \sigma v \rangle (t') dt'} \quad (4.12)$$

y así tomamos como tiempo de ionización, t_{ion} , tal que

$$P_{ion}(t_{ion}) = 1 - e^{-1} \quad (4.13)$$

esto es, la probabilidad de que la impureza se haya ionizado una vez pasado un tiempo t_{ion} es de un 63%. Si suponemos que durante este tiempo la impureza viaja a la misma velocidad con que nace y en línea recta perpendicular al limitador donde se produce, este punto corresponde a aquel punto espacial r_{ion} tal que

$$v_z = \int_{r_{ion}}^{a_{sep}} n(r) \langle \sigma v \rangle (r) dr . \quad (4.14)$$

Para estudiar el apantallamiento hemos de tener en cuenta la localización espacial de la fuente de impurezas respecto al plasma de la SOL. Por ello, supondremos que la fuente de impurezas se puede tomar como proporcional al flujo de partículas sobre el limitador. Con esta fuente se puede calcular cuál es el punto sobre el limitador tal que los átomos nacidos entre él y el punto de tangencia con el plasma penetrarán en este y con dicho resultado se puede obtener que porcentaje de impurezas se generan en esta zona, respecto al total generado. Para ello basta con calcular el punto ℓ_{screen} tal que

$$v_z = \int_{a_{sep}}^{a_{sep} + \frac{\ell_{screen}^2}{2 \langle a \rangle}} n(r) \langle \sigma v \rangle (r) dr . \quad (4.15)$$

De este modo, toda impureza nacida entre el punto de tangencia y ℓ_{screen} penetrará en el plasma principal, y el resto será ionizado en la scrape-off layer y no penetrará en el plasma principal. Así, si definimos el factor de apantallamiento como el porcentaje de impurezas ionizadas en la scrape-off layer, se tendrá que dicho factor es

$$S = e^{-\frac{\ell_{screen}^2}{2 \langle a \rangle \lambda_r}} . \quad (4.16)$$

Para las condiciones del plasma del borde en descargas óhmicas, los átomos de Berilio producidos por pulverización física sufren un apantallado menor de 1%, con lo cual en estas condiciones dicho efecto es despreciable. El incluir mayor detalle en la fuente de impurezas, como una ley de emisión de tipo coseno, o un coeficiente de pulverizado variable con la temperatura electrónica varían el valor del factor de apantallamiento, pero este efecto sigue siendo despreciable para las condiciones experimentales que consideramos.

Por tanto, se puede tomar como una buena aproximación que todos los átomos de Berilio generados en el limitador penetran en el plasma principal, donde son ionizados y sufren los procesos de difusivos que ahora consideraremos. Para evaluar las pérdidas sufridas por el plasma, asociadas con los procesos radiativos y de ionización que tienen lugar durante esta difusión, se utiliza un código que sigue la ionización de las impurezas en su evolución temporal en un plasma uniforme. Como valores de los parámetros de este plasma tomaremos aquellos del punto de ionización, calculado con los perfiles de las características del plasma previamente descritos, y también utilizaremos distintas razones entre la temperatura iónica y electrónica en el borde para nuestros cálculos. De este modo, el punto de ionización determina las características del

plasma promedio en que estudiamos la difusión de impurezas. La separación entre el punto de ionización y el limitador depende de los perfiles utilizados para las características del plasma y la velocidad a la que la impureza penetra en este. Los valores de esta separación oscilan entre 2 cm para las descargas de alta densidad y 10 cm para las de baja densidad, variando ligeramente estos valores para cada caso, según los perfiles de los parámetros del plasma y la temperatura iónica que se toma para los cálculos.

Una vez que el átomo de Berilio es ionizado se ve sometido a la interacción Coulombiana con los iones del plasma. Nuestro interés se centra en las distintas escalas temporales en que estos procesos tienen lugar, para cuya evaluación supondremos que los procesos a que se ve sometida la impureza tras su ionización son de tipo difusivo. Según la teoría simple de estos procesos, la distancia que una partícula recorre y el tiempo que tarda en recorrerla (siempre que esta distancia y tiempo no sean mucho mayores que el camino libre medio y el tiempo entre colisiones que caracteriza el proceso difusivo), vienen relacionados por [4.11]

$$D = \frac{(\Delta x)^2}{2\tau} \quad (4.17)$$

donde Δx es la distancia recorrida, τ el tiempo empleado y D es el coeficiente de difusión que caracteriza el proceso.

Por tanto, para determinar la escala de tiempo típica en que la impureza vuelve al limitador, por difusión a través del campo, se supondrá que este es un proceso difusivo con coeficiente de difusión igual para todos los estados de ionización y, a su vez, igual al coeficiente de difusión anómalo de los iones de hidrógeno en el plasma, que se puede determinar de las medidas con las sondas de Langmuir, D_{\perp} . Así, este tiempo es

$$t_{\perp}^{dif} \simeq \frac{(r_{ion} - a_{sep})^2}{2D_{\perp}} \quad (4.18)$$

El transporte según la línea de campo viene caracterizado por el tiempo de colisión entre iones e impurezas (Eq.2.37). Inicialmente la impureza tiene una energía mucho menor que los iones del plasma que la rodean. Por ello, sufre una fase de termalizado, cuya duración es aproximadamente la mitad del tiempo de colisión [4.12], y una vez termalizada sufre colisiones con los iones del plasma, caracterizadas por el tiempo definido en la Eq.2.37. Para mantener una formulación simple del problema, se puede considerar la aproximación de que la impureza no se desplaza durante la duración del primer tiempo de colisión (así incluimos la termalización y primeras colisiones en las que el desplazamiento de la impureza es pequeño) y transcurrido este tiempo sufre un proceso difusivo

según la línea de campo caracterizado por el tiempo τ_z (Eq.2.37). Debido a este transporte según la línea de campo, la impureza se desplaza tanto toroidalmente como poloidalmente. Como nuestro interés se centra en el estudio de los fenómenos que ocurren cuando la impureza se encuentra en las cercanías del limitador, este movimiento según la línea de campo determina dos escalas temporales de interés. Una de ellas es la escala de tiempos en la que, debido a la componente en la dirección poloidal del campo, la impureza escapa de la nube de hidrógeno neutro que rodea el limitador, en la que puede sufrir reacciones de intercambio de carga con los iones. La otra es la escala de tiempos en la cual la distribución de impurezas adquiere simetría toroidal, que se puede asimilar con el tiempo que tarda la impureza en atravesar el hueco toroidal en los limitadores toroidales.

Denominamos $\ell_{gap} \approx 60cm$ al ancho toroidal del hueco entre las secciones de los limitadores toroidales y $2\ell_{lim} \approx 40cm$ al ancho poloidal de la nube de neutros en la zona de interés para el transporte de impurezas. Los tiempos de interés en el transporte de impurezas según la línea de campo, en las cercanías del limitador, serán pues

$$t_{pol}^{dif} \approx \left(\frac{B_\phi}{B_\theta} \right)_{lim}^2 (\ell_{lim})^2 \frac{m_z}{3T_i \tau_z} \quad (4.19)$$

$$t_{tor}^{dif} \approx (\ell_{gap})^2 \frac{m_z}{3T_i \tau_z} \quad (4.20)$$

donde se ha tenido en cuenta que la dirección del transporte es a lo largo de la línea de campo; esto es, inclinada respecto a la dirección toroidal un ángulo dado por $\arctg((B_\phi/B_\theta)_{lim}) \approx 15^\circ$ para las descargas que estudiamos. Así, para estas descargas se encuentra que t_{pol}^{dif} y t_{tor}^{dif} son similares siendo t_{tor}^{dif} menor.

Con ello se tienen las escalas temporales involucradas en el problema y, así, se puede seguir la evolución del estado de ionización de las impurezas de manera transitoria a partir de su ionización en la nube de neutros hasta que o bien regresan al limitador o bien se uniformizan toroidalmente, cualquiera que sea el más rápido de estos procesos. Para realizar este estudio se ha utilizado el modelo de ionización de los átomos e iones de Berilio cuyos detalles se describen en [4.13] y [4.14]. Para lo que es de interés aquí, es suficiente con decir que este modelo describe de modo transitorio las poblaciones de los distintos estados de ionización del Berilio incluyendo como procesos básicos la ionización electrónica, la recombinación electrónica y el intercambio de carga entre los distintos iones del Berilio y átomos de hidrógeno. En el curso de la evolución de estos estados se calculan las pérdidas que sufre el plasma tanto por la ionización de estos átomos de Berilio como por la energía que radian en este proceso. En la Fig.4.10

se muestran estas pérdidas evaluadas para las condiciones experimentales que consideramos, utilizando los perfiles lineales para las características del plasma dentro de la separatriz y distintos valores para la relación entre las temperaturas electrónica e iónica. Se observa que las pérdidas radiativas por átomo antes de la uniformización toroidal aumentan con la temperatura y especialmente con la temperatura iónica, debido al aumento de los tiempos de colisión y termalización involucrados. Dicho aumento con la temperatura iónica presenta un límite superior, ya que cuando la temperatura iónica es demasiado elevada los tiempos de colisión se hacen muy largos y el transporte a través de la línea de campo empieza a ser la escala de tiempos dominante. Esta circunstancia se ve reforzada por el hecho de que el valor del coeficiente de difusión que se deduce de las medidas con las sondas de Langmuir (Eq.2.27) es mayor según se consideran velocidades del sonido más elevadas (T_e más altas), con lo que el tiempo característico para la difusión a través del campo magnético disminuye. Sin embargo, el hecho de que estos procesos transitorios se llevan a cabo en el interior de una nube de hidrógeno neutro no tiene una influencia muy grande, ya que la densidad de neutros es demasiado baja para afectar la fase transitoria de la ionización, cuya duración es del orden o menor de un milisegundo. Esto es, la presencia de la nube de neutros permite la supervivencia, en el equilibrio de ionización, de especies de menor estado de ionización que las que se encontrarían si no existiese dicha nube, pero debido al tiempo finito de residencia del ión de Berilio en la nube de hidrógeno neutro, el equilibrio no es alcanzado y la influencia del hidrógeno neutro en la fase transitoria es pequeña.

4.4 Balance de Energía

Una vez que hemos evaluado los errores de magnitud que las medidas con sondas de Langmuir pueden tener y se han corregido teniendo en cuenta las medidas de H_α , se pueden comparar las pérdidas de energía del plasma de acuerdo a medidas globales y a las medidas de las sondas de Langmuir sobre la superficie del limitador.

Cuando se efectúa este cálculo para las descargas consideradas, utilizando la teoría habitual del sheath y suponiendo que las temperaturas iónica y electrónica son iguales, se encuentra que dichas pérdidas difieren típicamente por casi un orden de magnitud; esto es, de acuerdo a las sondas de Langmuir estas pérdidas son mucho menores que utilizando las medidas globales. Por tanto se deben considerar con cuidado las hipótesis y errores que se pueden cometer con ambas medidas. Así, para estimar las pérdidas con las sondas de Langmuir, una vez que se ha comparado el flujo de partículas con la intensidad de H_α , quedan dos factores aún inciertos. Uno es la emisión de electrones secundarios, que depende mucho del material e implícitamente se supone similar al obtenido de las medidas

realizadas para un elemento de carbono expuesto al plasma del JET [4.15]. El Berilio tiene muy distintas propiedades que el carbono, pero no es de esperar tan grandes diferencias en este factor, ya que una vez en el interior del dispositivo parte del berilio se ve recubierto por carbono, que es erosionado en otras partes de la máquina y se redeposita en los limitadores, y además las temperaturas electrónicas consideradas no son muy altas con lo que a priori no se esperan valores muy grandes del coeficiente de emisión secundaria de electrones. Además, la emisión de electrones secundarios presenta un límite superior, por encima del cual no es posible la existencia de un sheath estable [4.16], lo cual limita el coeficiente de emisión de electrones secundarios a valores menores de, aproximadamente, 0.86. Por tanto, se pueden esperar, como máximo, diferencias de un factor dos en la potencia evaluada con las sondas de Langmuir, si se utilizan los valores para la emisión de electrones secundarios de [4.15] en vez de los correspondientes al material real. Obviamente esta diferencia no es suficiente para explicar el desacuerdo encontrado en las medidas experimentales.

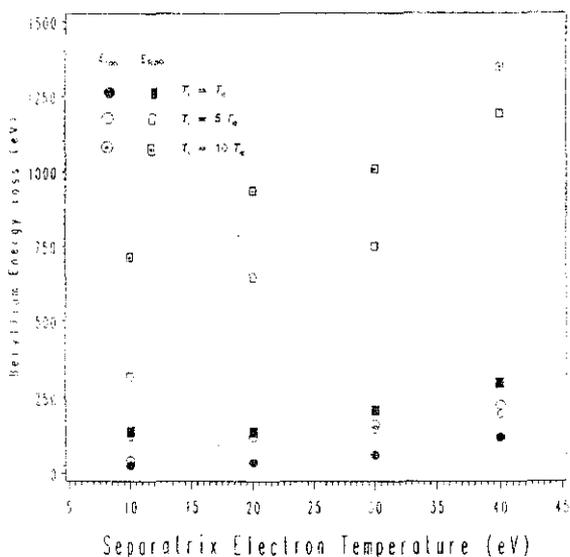


Fig.4.10. Energía perdida por el plasma en los procesos de ionización y radiación de un átomo de berilio en las cercanías del limitador respecto a la temperatura electrónica del plasma en la separatriz. Se consideran perfiles lineales para el plasma interior a la separatriz.

El otro factor desconocido es la relación entre la temperatura iónica y electrónica en el plasma del borde. En principio, ambas temperaturas no tienen

por qué ser iguales, ya que los procesos de pérdida de energía de electrones e iones son distintos. Los electrones del borde son enfriados por pérdidas radiativas y por los electrones secundarios, mientras que los iones son enfriados en los procesos de termalización de las impurezas y los átomos de hidrógeno provenientes del reciclado. El mecanismo que relaciona ambas temperaturas es la equipartición de energía por colisiones Coulombianas entre electrones e iones, y este mecanismo puede no ser suficiente para igualar dichas temperaturas. Por otro lado, las pérdidas asociadas con el reciclado no se incluyen en ninguna de las dos medidas experimentales, ya que básicamente se producen en una zona de difícil observación.

A partir de los resultados de la sección anterior junto con las medidas experimentales del coeficiente de pulverizado, se puede evaluar la contribución de dichas pérdidas al balance de energía global. En la Fig.4.11 se muestran los resultados de este cálculo para las descargas consideradas, suponiendo la temperatura iónica del plasma del borde igual a la electrónica. El valor exacto para estas pérdidas dentro de las bandas obtenidas depende del tipo de perfil para los parámetros del plasma que se utiliza en los cálculos. Las pérdidas asociadas con el reciclado del hidrógeno, calculadas utilizando los resultados de la Fig.2.6, se muestran para estas mismas descargas. Se comprueba que las pérdidas asociadas con el reciclado de hidrógeno e impurezas alcanzan una proporción de alrededor del 50% de las pérdidas conducidas al limitador. Sin embargo, el desacuerdo respecto a las pérdidas evaluadas con medidas globales persiste.

Se pueden considerar temperaturas iónicas más altas y evaluar dichas pérdidas en estos casos. El resultado de ello se muestra en la Fig.4.12 para una temperatura iónica 5 veces la temperatura electrónica en el plasma del borde. Al aumentar la temperatura iónica la estimación de la potencia que llega al limitador aumenta y del mismo modo las pérdidas asociadas con el reciclado, que para esta temperatura iónica siguen siendo del orden del 50% de las pérdidas conducidas al limitador. Sin embargo, desde el punto de vista de la comparación con las medidas globales de las pérdidas de energía, sólo encontramos en el limitador y las pérdidas de reciclado, alrededor de un 30% de las pérdidas evaluadas con medidas globales del plasma. No tiene mucho sentido considerar valores para la temperatura iónica mucho más altos, puesto que esto supondría la existencia de una zona extensa del plasma principal en la que la temperatura iónica tendría valores apreciablemente más altos que la temperatura electrónica, y, en descargas óhmicas, esto es de difícil justificación, ya que el calentamiento óhmico se deposita en los electrones principalmente.

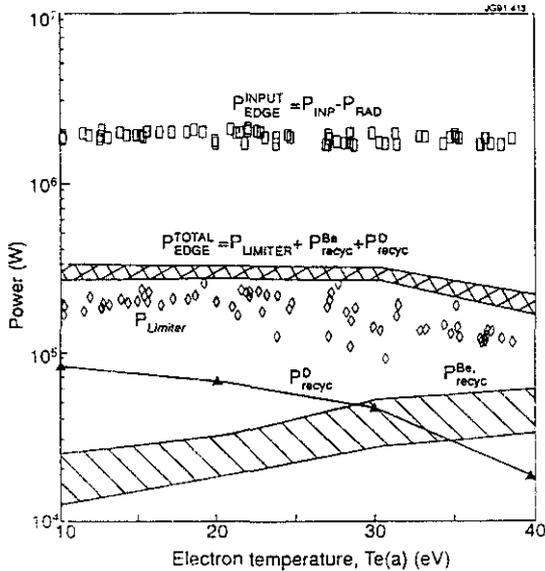


Fig.4.11. Pérdidas de energía del plasma principal para descargas del JET de 3 MA, respecto a la temperatura electrónica. Las pérdidas evaluadas mediante medidas globales son P_{EDGE}^{INPUT} . Las pérdidas conducidas al limitador y asociadas con el reciclado se calculan con $T_e = T_e$.

Este problema de la falta de acuerdo entre las medidas realizadas sobre los elementos materiales y las pérdidas globales del plasma, es común en los distintos dispositivos de fusión [4.17]. De hecho, en previos estudios en JET [4.2] en la configuración con limitadores discretos, se obtenía que de las medidas con las sondas de Langmuir se deducía una potencia depositada del orden del 40% de la determinada con medidas globales, lo cual se consideraba satisfactorio teniendo en cuenta posibles asimetrías de la radiación y otros errores experimentales. Sin embargo, ha sido con la introducción de limitadores toroidales de Berilio y la obtención de plasmas más limpios, cuando el desacuerdo entre ambas medidas se ha hecho mayor. El hecho de que, con la obtención de plasmas más limpios, las pérdidas radiativas disminuyan y la zona donde ocurren se desplace hacia el borde del plasma, donde son más difíciles de determinar, está en la línea de los resultados obtenidos en este trabajo. Así se tiene que según las pérdidas radiativas se producen por átomos más ligeros tanto más importante es observar bolométricamente la zona donde estas pérdidas se originan. Esto es consistente con la observación experimental que se presenta en

el próximo capítulo, para descargas óhmicas con divertor. En ellas el bolómetro tiene acceso a la zona de interacción entre el plasma y el material, obteniéndose un buen acuerdo entre las medidas realizadas, con sondas de Langmuir y medidas globales del plasma, para la potencia que el plasma deposita sobre las placas del divertor.

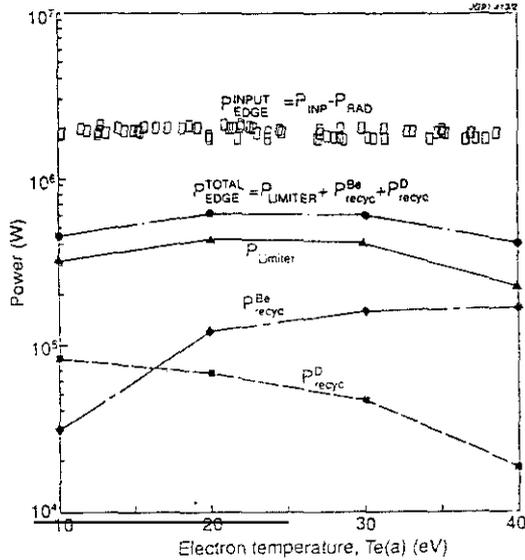


Fig.4.12. Pérdidas de energía del plasma principal para descargas del JET de 3 MA, respecto a la temperatura electrónica. Las pérdidas evaluadas mediante medidas globales son P_{EDGE}^{INPUT} . Las pérdidas conducidas al limitador y asociadas con el reciclado se calculan con $T_i = 5 T_e$ y perfiles lineales.

Por supuesto, existen más canales de pérdida de energía del plasma como son : la pérdida de átomos neutros energéticos provenientes del intercambio de carga entre iones del plasma y neutros de reciclado, la presencia de electrones epitérmicos en las cercanías de la separatriz etc., que son de difícil evaluación y que no se han estudiado en este trabajo. Sin embargo, es difícil concebir que alguno de estos mecanismos pueda llegar a dominar el balance de potencia, por sí sólo, en descargas óhmicas. Así, los resultados obtenidos en este trabajo apuntan en la dirección de que, para poder realizar un estudio cuantitativo de la potencia perdida por el plasma, la contribución de muchos mecanismos de pérdida de energía debe ser considerada. Entre los principales mecanismos contribuyentes a la pérdida de energía se encuentran la energía conducida al

limitador y la asociada con el reciclado, si bien este área es un campo abierto en la investigación de fusión termonuclear controlada y más investigación es necesaria, para determinar la importancia de los distintos canales de pérdidas de energía del plasma.

5. Estudios del Plasma del Borde en Descargas con Divertor en JET

5.1 Interpretación de las Medidas Experimentales

Para determinar las características del plasma del borde en descargas con divertor en JET, se dispone de diagnósticos similares a las descargas con limitador. La densidad y temperatura del plasma se obtienen a partir de las medidas con sondas de Langmuir. Dichas sondas se encuentran instaladas en las placas del divertor aproximadamente equiespaciadas a una distancia de 5 cm. Las medidas que consideraremos han sido realizadas principalmente en la campaña experimental 1991/92 del JET, durante la cual las descargas con un sólo punto X se llevaron a cabo utilizando tanto las placas superiores (de Carbono) como las inferiores (de Berilio). Además, se dispone de la sonda de Langmuir móvil que determina las características del plasma en la SOL, en una zona alejada de las placas del divertor, con alta resolución espacial. En la Fig.5.1 se muestra una sección de la cámara de vacío del JET con la localización espacial de los elementos descritos previamente. Para determinar los influjos de partículas se dispone de un espectrómetro para emisión en la región ultravioleta, cuya línea de visión barre la placa divertora de carbono, y cámaras CCD con filtros, que observan tanto la placa superior (Carbono) como la inferior (Berilio).

La interpretación de las medidas experimentales para descargas con divertor en JET, ha encontrado dificultades asociadas con la mayor complicación de la geometría magnética de estas, respecto a las descargas con limitador. Inicialmente, estas dificultades se debían a la poca fiabilidad de los códigos de equilibrio MHD en la determinación exacta de la posición del punto X, que en JET se encuentra muy cerca de las placas del divertor (típicamente a una distancia menor de 15 cm). Esto hacía muy difícil la extrapolación de las medidas con las sondas situadas en las placas del divertor, para obtener los valores de las características del plasma en la separatriz, puesto que la intersección de la separatriz con dicha placa era muy incierta. La situación mejoró substancialmente con la instalación de bobinas, para medir el campo magnético poloidal, en las cercanías de la placa del divertor. Ello permitió desarrollar métodos para la reconstrucción local del equilibrio MHD en los alrededores del punto X, que

proporcionan resultados suficientemente precisos para permitir su uso en la interpretación de las medidas realizadas sobre la placa del divertor [5.1].

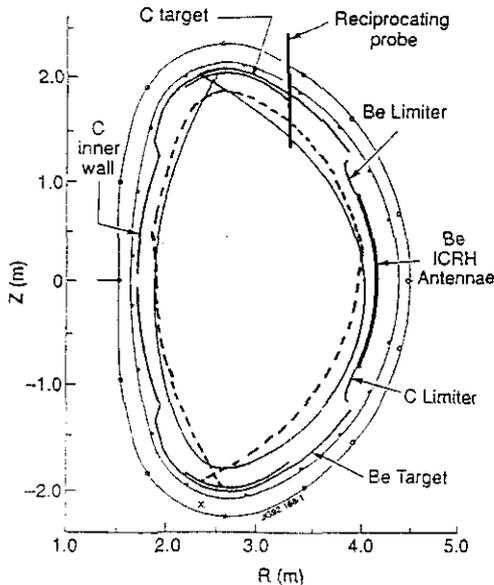


Fig.5.1. Sección de la cámara de vacío del JET mostrando la disposición de las placas del divertor y la sonda móvil, junto con la separatriz correspondiente a dos equilibrios MHD : punto X superior (línea continua) y punto X inferior (línea discontinua).

Una vez que la geometría magnética estaba determinada con suficiente precisión, nuevas dificultades aparecieron en la interpretación de los datos medidos en las placas del divertor. Al comparar los influjos de partículas medidos con las cámaras CCD y las correspondientes intersecciones de la separatriz con las placas del divertor, se obtenía que dichas intersecciones se identificaban, dentro de los errores experimentales, con los máximos medidos en los influjos de partículas, cuando la distancia entre el punto X y la placa es suficientemente grande. Esta es la situación que cabe esperar del examen de una sección poloidal del equilibrio MHD de estas descargas, ya que claramente la separatriz intersecta la placa divertora a un alto ángulo poloidal, muy lejos de ser tangente poloidalmente a ella, como ocurre en descargas con limitador (comparar por ejemplo Fig 5.1 con Fig.3.2). Sin embargo, cuando el punto X se encuentra muy cerca de dicha placa, los máximos en los influjos aparecen separados por una distancia apreciable de la intersección de la separatriz con la placa divertora. Este

hecho experimental se ilustra en la Fig.5.2, en la cual se muestra la intensidad de emisión de una línea de C^+ (514.5 nm) para dos descargas en las que el punto X se encuentra muy próximo y relativamente alejado de la placa del divertor. Esta observación fue interpretada como la comprobación experimental de la existencia de derivas en las trayectorias de las partículas, que así no se ven confinadas a moverse en las cercanías de una superficie de flujo. El hecho de que, debido a la existencia de un punto de campo poloidal nulo, la longitud de conexión se hace infinita se consideraba como base para que estas derivas aparecieran en la configuración con divertor, ya que las partículas necesitarían un tiempo muy largo para llegar a la placa del divertor y, por ello, el tiempo que la partícula se veía sometida a estas derivas sería suficientemente prolongado como para que su efecto fuese observable experimentalmente. Por tanto, se había considerado que sólo la existencia de unas fuertes derivas, podía justificar que las pérdidas del plasma fuesen máximas en una zona tan alejada de la separatriz [5.2] [5.3] [5.4].

En la Fig.5.2 se observa también que los flujos de impurezas provenientes de la placa del divertor presentan asimetrías entre la zona interna y externa. Además, los perfiles del flujo son más anchos cuando el punto X se encuentra cercano a la placa del divertor, lo cual se corresponde con el hecho de que las líneas de campo se encuentran más expandidas alrededor del punto X. Este ensanchamiento de los perfiles se manifiesta también en las medidas con las sondas de Langmuir, cuando el punto X se encuentra cerca de la placa del divertor [5.5].

Las medidas con sondas de Langmuir de los perfiles de los parámetros del plasma en la placa del divertor también presentan comportamientos peculiares. Cuando el punto X se encuentra lejos de la placa del divertor, los perfiles de los parámetros del plasma en el divertor se podían ajustar satisfactoriamente con exponenciales decrecientes con la distancia al punto de intersección entre la separatriz y la placa del divertor. Esta es la situación que sería de esperar en el plasma fuera de la separatriz; perfiles que decaen exponencialmente según nos alejamos de ella. Esto, de hecho, es lo que se observa en las medidas de la sonda móvil para descargas con punto X. Sin embargo, cuando el punto X se encontraba cercano a las placas del divertor, con la sonda móvil se seguían encontrando perfiles exponenciales, mientras que en las placas del divertor las medidas experimentales presentaban un comportamiento peculiar. Para las sondas alejadas de la separatriz se encontraba que un perfil exponencial describía satisfactoriamente su comportamiento. Así, los perfiles reales parecían sufrir un aplánamiento, para puntos cercanos a la separatriz, que los desviaba claramente del comportamiento exponencial esperado. Además, la extrapolación del perfil exponencial, que se deducía con las sondas alejadas de la separatriz, producía

valores de la densidad del plasma y flujo de partículas según la línea de campo, de magnitud demasiado elevada como para poderse considerar correctos.

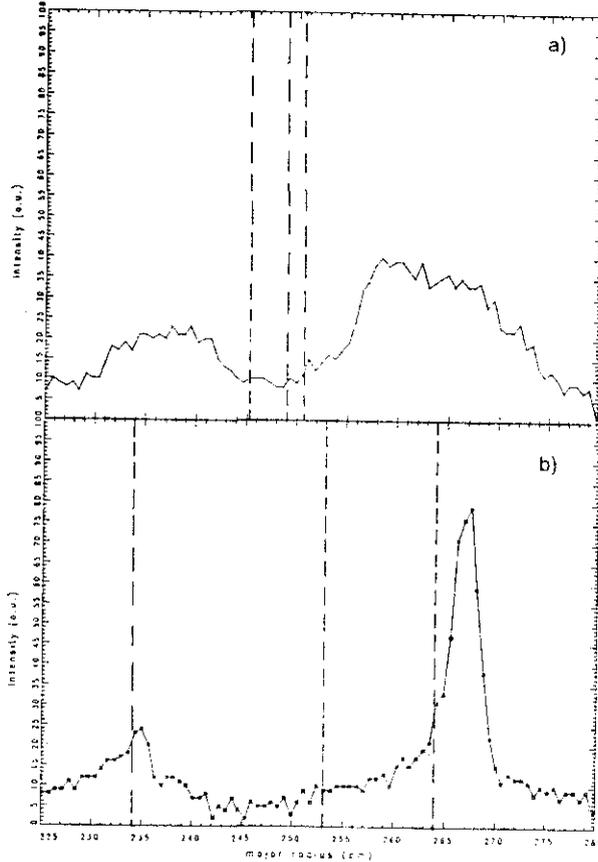


Fig.5.2. a) Intensidad de emisión de una línea de $C^+(514.5 \text{ nm})$ proveniente de la placa divertora, respecto al radio mayor para una descarga óhmica ($I = 3 \text{ MA}$, $B_\phi = 2.3 \text{ T}$) y distancia entre punto X y placa de 3 cm. b) Intensidad de emisión de una línea de $C^+ (514.5 \text{ nm})$ proveniente de la placa divertora respecto al radio mayor para una descarga óhmica ($I = 3 \text{ MA}$, $B_\phi = 2.3 \text{ T}$) y distancia entre punto X y placa de 17 cm. Las líneas discontinuas representan la posición radial del punto X y las intersecciones de la separatriz con las placas del divertor.

Como consecuencia de lo anterior, la interpretación de las medidas de los parámetros del plasma de la SOL presentaba una considerable complejidad para descargas con divertor. Si se supone que las partículas derivan significativamente de las superficies magnéticas alrededor del punto X, es necesario primeramente simular mediante métodos de Monte-Carlo las trayectorias de las partículas según se aproximan a la placa del divertor para cada descarga, teniendo en cuenta los distintos tipos de derivas, y posteriormente interpretar los datos a la vista de estas simulaciones [5.6].

Sin embargo, en la primera parte de este capítulo, veremos que estos comportamientos peculiares, encontrados en los resultados experimentales, son simplemente el reflejo de la complicada geometría magnética del punto X. Además, el disponer del modelo analítico para el campo magnético en descargas con punto X, que se ha presentado en el capítulo 3, permite separar en los resultados experimentales, la contribución de la geometría magnética y la de los procesos de transporte a lo largo y a través de la línea de campo. Como consecuencia de ello, los máximos en los inlfujos de partículas provenientes de las placas del divertor se obtendrán como resultado natural de la geometría del problema. Como subproducto de este estudio, la posición de dichos máximos nos permitirá determinar, de modo independiente a las medidas con sondas de Langmuir, las longitudes de caída de los flujos de partículas en la scrape-off layer de tokamaks con divertor poloidal. Ello proporciona dos estimaciones experimentales de dichas longitudes de caída, que previamente sólo se podían determinar a partir de las medidas con sondas de Langmuir, con lo que se refuerzan los resultados experimentales obtenidos.

Una vez que este comportamiento natural de las descargas con punto X es comprendido, se procede al estudio de otros efectos de segundo orden, asociados con la geometría magnética del divertor poloidal, y al de la relación de los parámetros del plasma medidos en distintas zonas de la SOL, mediante el uso de los resultados de códigos de equilibrio MHD.

5.1.1 Efectos de la Geometría Magnética

Como se ha visto en el capítulo 2 (por ejemplo Eq.2.19), como resultado de los modelos simples para el plasma en la scrape-off layer, se obtiene que los parámetros del plasma decaen de forma exponencial, de sus valores en la separatriz, con la distancia a dicha separatriz. En rigor, esta distancia debe ser medida según la coordenada perpendicular a la línea de campo x_{\perp} (relacionada linealmente con el flujo magnético poloidal, ψ). Si bien, como en descargas con limitador el flujo magnético y las distancias radiales están relacionadas linealmente, se ha adoptado el convenio de considerar perfiles exponenciales para los parámetros del plasma en la SOL respecto a distancias radiales desde la

separatriz. Como se ha visto en el capítulo 3, las distancias en flujo magnético, entre superficies de flujo para un divertor poloidal, son proporcionales a la separación radial entre ellas **excepto** en las cercanías del punto X, en que el campo poloidal se anula. Esta es la causa por la que surgen dificultades, cuando se interpretan las medidas con las sondas de Langmuir, en función de las distancias radiales desde la separatriz. Cuando se utiliza esta distancia, se obtendrán perfiles exponenciales para las medidas realizadas en zonas alejadas del punto X, mientras que los perfiles medidos en las placas del divertor dependerán de forma **gaussiana** de la distancia radial al punto X, por lo que esta coordenada es inadecuada para su estudio.

Por tanto, en esta sección, consideraremos que los perfiles son naturalmente exponenciales respecto a la separación en flujo magnético entre las superficies de flujo, para todos los puntos de la scrape-off layer. Las desviaciones de este comportamiento, asociadas con la existencia de una región de muy larga longitud de conexión cerca de la separatriz y con la difusión de partículas en la región privada de flujo del divertor, serán consideradas en las siguientes secciones.

Para obtener los resultados básicos se utiliza el modelo cilíndrico del divertor poloidal presentado en el capítulo 3, y en su aplicación a la interpretación de las medidas realizadas en las placas del divertor en descargas del JET, se utilizará la "calibración" para la geometría real obtenida en las Eq.3.21.a y 3.21.b. De este modo, se puede definir la coordenada perpendicular a la línea de campo como (esta definición es similar a la utilizada en la Eq.2.17, simplemente se ha trasladado el origen de coordenadas a la separatriz para simplificar la escritura de las ecuaciones)

$$x_{\perp} = \frac{K(\psi)}{2b^3} \quad (5.1)$$

que tiene por origen la separatriz magnética. Sólo consideramos puntos tales que $x_{\perp} \geq 0$, que corresponden a la scrape-off layer. La diferencia en flujo magnético entre dos superficies magnéticas separadas una distancia $\Delta \hat{R}_{mp}$, medida en el plano medio, viene dado por

$$\psi \simeq 2\pi R_x \frac{\mu_0 I}{a\pi} \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{5} + 2} \Delta \hat{R}_{mp} \quad (5.2)$$

donde se supone que el modelo cilíndrico tiene una periodicidad de $2\pi R_x$ según la dirección toroidal. Por tanto, la relación entre la separación en flujo magnético y la coordenada x_{\perp} es una simple relación de proporcionalidad

$$\psi = \frac{\mu_0 I R_x}{b} x_{\perp} \quad (5.3)$$

La hipótesis más simple que se puede hacer sobre los parámetros del plasma en la SOL de un divertor, es la correspondiente a una situación de baja densidad y alta temperatura. En estas circunstancias, y suponiendo la temperatura iónica igual a la electrónica, se pueden relacionar los parámetros del plasma en una zona de la SOL alejada del punto X y en las placas del divertor de una manera muy simple. Así, la temperatura será aproximadamente constante a lo largo de la línea de campo y la densidad se reducirá en un factor 2 debido a la aceleración del flujo iónico hasta alcanzar Mach 1 en la placa del divertor. Esto es inmediato de la Eq.2.12 y de que la conductividad térmica del plasma según la línea de campo es muy grande a alta temperatura (si bien puede haber efectos no colisionales que la reduzcan ligeramente), con lo que con pequeños gradientes se puede conducir un alto flujo de energía. Por tanto, si los perfiles de la densidad y temperatura en el plano medio son

$$n(\Delta\hat{R}_{mp}) = n(a) e^{-\frac{\Delta\hat{R}_{mp}}{\lambda_n}} , \quad (5.4)$$

$$T(\Delta\hat{R}_{mp}) = T(a) e^{-\frac{\Delta\hat{R}_{mp}}{\lambda_T}} , \quad (5.5)$$

estos se pueden expresar fácilmente en función de x_{\perp} como

$$n(x_{\perp}) = n(a) e^{-\frac{x_{\perp}}{\lambda_n^{\perp}}} , \quad (5.6)$$

$$T(x_{\perp}) = T(a) e^{-\frac{x_{\perp}}{\lambda_T^{\perp}}} , \quad (5.7)$$

donde las longitudes de caída en ambas coordenadas vienen relacionadas simplemente por

$$\lambda_n^{\perp} = \frac{2\sqrt{5} a}{b} \lambda_n , \quad (5.8)$$

para el modelo cilíndrico del divertor poloidal.

De acuerdo a las hipótesis anteriores, los perfiles de densidad y temperatura en la placa del divertor serán

$$n_i(x_{\perp}) = \frac{n(a)}{2} e^{-\frac{x_{\perp}}{\lambda_n^{\perp}}} , \quad (5.9)$$

$$T_i(x_{\perp}) = T(a) e^{-\frac{x_{\perp}}{\lambda_T^{\perp}}} , \quad (5.10)$$

que, en función de la coordenada radial medida sobre la placa del divertor, se reexpresan como

$$n_i(\hat{R}_i) = \frac{n(a)}{2} e^{-\frac{\hat{R}_i^2 - \hat{Z}_i^2}{b\lambda_n^2}} \quad (5.11)$$

$$T_i(\hat{R}_i) = T(a) e^{-\frac{\hat{R}_i^2 - \hat{Z}_i^2}{b\lambda_T^2}} \quad (5.12)$$

De este modo, se observa que los perfiles de los parámetros del plasma medidos en la placa del divertor, no son simples exponenciales decrecientes con la distancia a la separatriz (que en este sistema de coordenadas sería $|\hat{R}_i - \hat{Z}_i|$), sino que dependen de forma gaussiana de la distancia al punto X (que en este sistema de coordenadas es \hat{R}_i).

Estos perfiles se pueden expresar en función del radio mayor medido sobre la placa del divertor y el radio del punto X, utilizando los valores de los coeficientes de expansión del flujo reales para el JET; esto es, el resultado de la Eq.3.20, obteniéndose

$$n_i(R_i) = \frac{n(a)}{2} e^{-\frac{(R_i - R_x)^2 - (R_i^{sep} - R_x)^2}{2\lambda_n}} \quad (5.13)$$

$$T_i(R_i) = T(a) e^{-\frac{(R_i - R_x)^2 - (R_i^{sep} - R_x)^2}{2\lambda_T}} \quad (5.14)$$

Estas expresiones se deben considerar tanto para la zona interna como externa de la SOL y las longitudes de caída se refieren al plano medio correspondiente del tokamak. Dichos parámetros del plasma corresponden a un flujo de partículas que llega a la placa divertora, según la línea de campo

$$\Gamma_i(R_i) = \Gamma(a) e^{-\frac{(R_i - R_x)^2 - (R_i^{sep} - R_x)^2}{2\lambda_T}} \quad (5.15)$$

donde $\Gamma(a) = n(a)c_s(a)/2$ y $\lambda_T^{-1} = \lambda_n^{-1} + (2\lambda_r)^{-1}$. Para el flujo de energía se obtienen expresiones similares, análogas a las Eq.2.24 y 2.26.

Como consecuencia de esta dependencia gaussiana con la distancia al punto X para los parámetros del plasma, los comportamientos observados en las medidas con sondas de Langmuir, en la placa del divertor, aparecen naturalmente. Si el punto X se encuentra alejado de la placa del divertor, se puede hacer la aproximación, para puntos próximos a la intersección de la separatriz con la placa

$$(R_i - R_x)^2 \simeq (R_i^{sep} - R_x)^2 + 2 |R_i^{sep} - R_x| |R_i - R_i^{sep}| \quad (5.16)$$

Con lo que los perfiles de los parámetros del plasma, por ejemplo el flujo de partículas según la línea de campo, son

$$\Gamma_i(R_i) = \Gamma(a) e^{-\frac{|R_i^{sep} - R_i| |R_i - R_i^{sep}|}{l \lambda_r}}, \quad (5.17)$$

esto es, un perfil exponencial que decae con la distancia del punto considerado a la separatriz $|R_i - R_i^{sep}|$. Sin embargo, cuando el punto X se encuentra próximo a la placa del divertor, la dependencia gaussiana es clara en la zona cercana a la separatriz. Ello se corresponde con el redondeamiento observado en estos casos, en las medidas con las sondas de Langmuir.

De este modo, se pueden utilizar expresiones similares a la Eq.5.13, 5.14, 5.15, para ajustar los medidas de los parámetros del plasma, determinados con las sondas de Langmuir en la placa del divertor. Ello permite no sólo obtener los parámetros del plasma extrapolados a la separatriz, sino que además, mediante los valores de los coeficientes de expansión del flujo calculados para el JET, se pueden obtener las longitudes de caída de dichos parámetros para las SOL interna y externa en sus respectivos planos medios. Esto es, se puede separar de las medidas experimentales de estos perfiles lo que es debido a la competición entre el transporte a lo largo y a través del campo magnético, de la deformación de los perfiles debida a la diferente expansión de las superficies de flujo, según el punto X se encuentre más próximo o más alejado de la placa del divertor. Un ejemplo de la aplicación de este ajuste a datos experimentales, se muestra en la Fig.5.3 para los perfiles de densidad y temperatura de dos descargas con distinta distancia entre el punto X y la placa del divertor. Se presentan los resultados para los dos modos de confinamiento (modo L y modo H) que se encuentran en las descargas con calentamiento adicional. Los valores de las longitudes de caída correspondientes se dan en dicha figura, observándose una fuerte reducción de estas longitudes de caída al pasar de modo L a modo H. Ello se puede interpretar como una reducción del coeficiente de transporte a través del campo al cambiar de modo de confinamiento. Esta observación está en acuerdo con medidas realizadas con la sonda móvil, que determina las características del plasma en una zona de la SOL alejada del punto X [5.7]. La aplicación sistemática del método aquí desarrollado, en el estudio de las características del plasma en las placas divertoras y su dependencia de la configuración magnética de la descarga y de las características del plasma principal (densidad, calentamiento, etc.), se desarrolla detalladamente en la segunda parte de este capítulo.

Este efecto de la geometría magnética, de deformar los perfiles exponenciales a gaussianos, junto con el aumento lineal del ángulo de incidencia según la distancia radial al punto X, que ha sido deducido en el capítulo 3 (Eq.3.22 y Fig.3.8), son suficientes para explicar las características principales del comportamiento de los flujos de partículas y energía sobre las placas del divertor. De modo análogo al proceso seguido en lo expuesto anteriormente, utilizaremos las expresiones del modelo cilíndrico del divertor poloidal para deducir el

comportamiento básico de estos flujos, y en su aplicación a las medidas de descargas del JET, se utilizarán los coeficientes de expansión del flujo correspondientes a la geometría real.

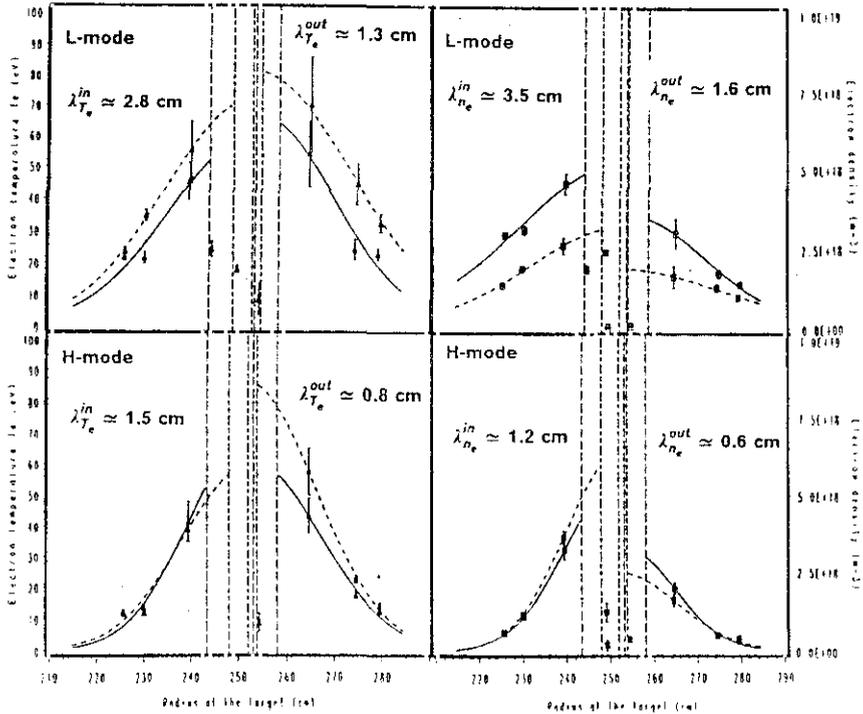


Fig.5.3. Perfiles de densidad y temperatura medidos con sondas de Langmuir en las placas del divertor, para dos descargas con calentamiento adicional y distinta distancia entre el punto X y la placa divertora, en su fase de modo L de confinamiento y modo H. Las líneas continuas corresponden a una descarga con el punto X a una distancia de 8.2 cm de la placa del divertor y de 3.5 cm para la descarga cuyos datos se representan con líneas discontinuas. Las líneas verticales corresponden a la posición radial del punto X y las intersecciones de la separatrix con la placa divertora en estas descargas.

De acuerdo con la hipótesis de que las partículas no se desvían apreciablemente de las superficies de flujo magnético, tendremos que el flujo de partículas y energía depositado sobre las placas del divertor, viene dado simplemente por la proyección del flujo de partículas/energía según la línea de

campo, sobre dichas placas. Si denominamos, por ejemplo, al flujo de partículas sobre la placa del divertor como Γ_{perp} , se tendrá

$$\Gamma_{perp}(\hat{R}_i) = \Gamma(\hat{R}_i) | \text{sen } \alpha(\hat{R}_i) | , \quad (5.18)$$

donde $\text{sen } \alpha(\hat{R}_i)$ es el seno del ángulo entre la línea de campo y la placa del divertor, dado por la Eq.3.22. Así, este flujo es

$$\Gamma_{perp}(\hat{R}_i) = \frac{\mu_0 \Gamma(a)}{\pi |B_\phi| b^2} | \hat{R}_i | e^{-\frac{\hat{R}_i^2 - \hat{Z}_i^2}{b \lambda_\Gamma^\perp}} . \quad (5.19)$$

Para el flujo de energía se obtiene un resultado análogo, substituyendo los valores en la separatriz y la longitud de caída típica, por las correspondientes a dicho flujo.

Por tanto, los flujos de partículas/energía sobre el divertor tienen aún una dependencia más complicada en la coordenada radial, que los flujos según la línea de campo. Ello justifica su extraño comportamiento cuando la distancia entre el punto X y la placa divertora es variada. De la Eq.5.19 se obtiene que esta expresión para el flujo tiene un máximo local en

$$\hat{R}_i^{\text{max}} = \sqrt{\frac{b \lambda_\Gamma^\perp}{2}} , \quad (5.20)$$

si bien este máximo local es observable físicamente sólo si se encuentra en la zona de la placa a la cual llega un flujo finito, bajo la hipótesis de no considerar la difusión en la región privada de flujo del divertor ($x_1 < 0$), es decir, sólo se estudian radios tales que $| \hat{R}_i | \geq \hat{Z}_i$. De este modo, dos situaciones son posibles físicamente

- $| \hat{R}_i^{\text{max}} | \geq \hat{Z}_i$. En este caso, los flujos de partículas/energía sobre la placa del divertor presentan un máximo local, en un punto radialmente separado de la intersección de la separatriz y la placa del divertor ($| \hat{R}_i^{\text{sep}} | = \hat{Z}_i$).
- $| \hat{R}_i^{\text{max}} | \leq \hat{Z}_i$. En este caso, los flujos de partículas/energía sobre la placa del divertor presentan su valor máximo en el punto correspondiente a la intersección de la separatriz y la placa del divertor ($| \hat{R}_i^{\text{sep}} | = \hat{Z}_i$).

Este comportamiento se ilustra en la Fig.5.4, en la cual los flujos normalizados según la línea de campo y sobre la placa del divertor son representados, junto con el seno del ángulo entre la línea de campo y dicha placa. Un esquema de las superficies de flujo y la placa del divertor del modelo cilíndrico del divertor poloidal también se muestra, para claridad de la figura.

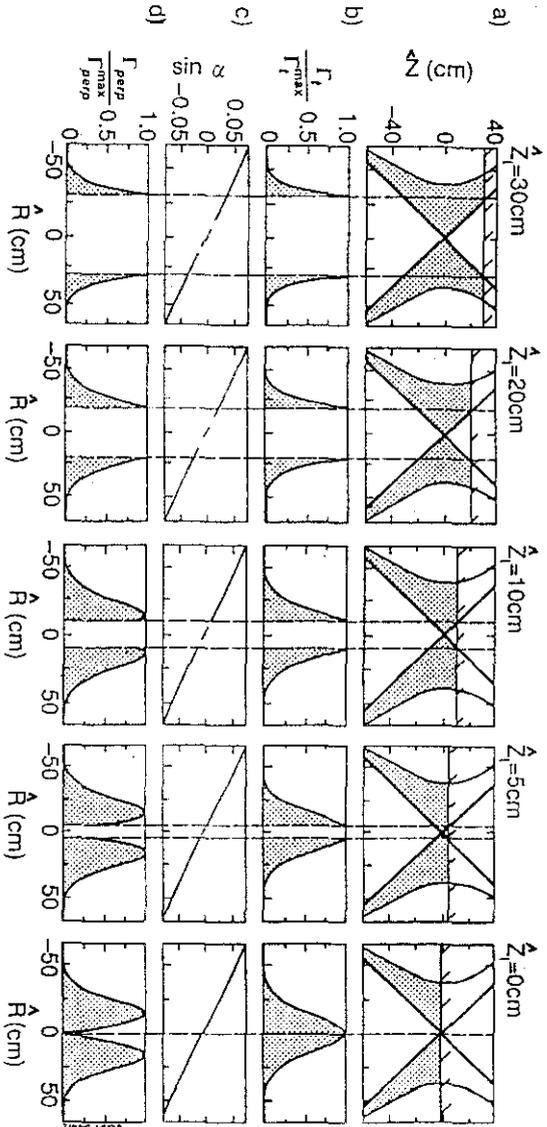


Fig.5.4. Resultados de los cálculos de los flujos de partículas, para varias distancias entre el punto X y la placa divertora, utilizando el modelo cilíndrico del divertor poloidal, para típicos valores en JET ($I = 3 \text{ MA}$, $B_p \approx 2.5T$, $\lambda^* = 1 \text{ cm}$). La fila a) muestra las superficies de flujo magnético y la posición de la placa del divertor para un rango de \hat{z} , de 30 cm a cero. La fila b) muestra los perfiles normalizados, medidos en la placa del divertor, para los flujos según la línea de campo; estos perfiles son gaussianos, con su valor máximo en la intersección entre la separatriz y la placa del divertor ($\hat{R}_{\text{sep}} = \pm \hat{z}$). La fila c) muestra el sen del ángulo entre la línea de campo y la placa del divertor calculado sobre la placa del divertor; este ángulo aumenta aproximadamente de modo lineal con la distancia radial al punto X (la parte punteada corresponde a la *región privada de flujo del divertor*, que no recibe flujo en nuestro modelo). La fila d) muestra los perfiles normalizados de los flujos sobre la placa divertora; estos perfiles son el producto de gaussianas multiplicadas por una función lineal con la distancia al punto X, y presentan máximos locales (en una posición independiente de la distancia del punto X a la placa divertora) alejados de la intersección de la separatriz con la placa del divertor, ($\hat{R}_{\text{sep}} = \pm \hat{z}$), si el punto X se encuentra próximo a dicha placa. El eje horizontal en la fila a) es el eje radial (\hat{R}); en las otras filas esta coordenada radial está la medida sobre la placa del divertor (\hat{R}).

Este comportamiento es el que se encuentra en el experimento real y explica los resultados de las medidas de los inlfujos determinados con cámaras CCD y filtros, que se muestran en la Fig.5.2. Como sabemos, los inlfujos se pueden considerar emitidos de acuerdo con una distribución coseno respecto al ángulo de incidencia. Esta distribución tiene como dirección más probable la normal a la superficie y, por tanto, los inlfujos de partículas se pueden tomar, en primera aproximación, como proporcionales a la proyección de los flujos según la línea de campo sobre la placa del divertor, que es determinada con nuestro modelo. Además, se obtiene como consecuencia de este modelo, que la distancia mínima de separación entre los máximos de estos inlfujos depende de la longitud de caída de los perfiles del flujo a según la línea de campo (como $\propto \sqrt{\lambda_F}$). Por tanto, es de esperar que dicha separación sea menor cuando el régimen de confinamiento es modo H, en el cual se observa (en circunstancias de no muy alto campo toroidal y no muy intensa inyección de gas), un fuerte aumento de la pendiente de los perfiles en la SOL (por ejemplo ver Fig.5.3).

En la campaña experimental de 1990/91 del JET, se realizaron dos experimentos para estudiar la dependencia de los inlfujos de partículas en descargas con divertor, respecto a la distancia entre la placa del divertor y el punto X, para regimenes de confinamiento óhmico y en modo H. En estas descargas se vario lentamente la distancia entre el punto X y la placa divertora, mientras se mantenian el resto de los parámetros del plasma constantes (si exceptuamos el fuerte aumento de densidad del plasma central asociado con el modo H de confinamiento). Los resultados obtenidos muestran el mismo comportamiento cualitativo que se observa en la Fig.5.4. Así, al alcanzarse una cierta distancia entre el punto X y la placa divertora, los máximos de los inlfujos aparecen en dos puntos distintos de la intersección de la separatriz magnética con la placa divertora y subsiguientemente, si la distancia entre el punto X y la placa divertora se reduce aún más, esta posición permanece aproximadamente constante. Además, la separación mínima entre los puntos de máximo inlfujo es menor para la descarga en modo H que para la descarga óhmica, lo cual esta en acuerdo con nuestro modelo. En la Fig.5.5 se muestra la variación de la distancia entre los puntos de máximo inlfujo con la distancia entre el punto X y la placa divertora, para ambas descargas. También se muestran las predicciones de nuestro modelo, utilizando la versión de tres conductores (que produce los mismos resultados, pero el coeficiente de expansión del flujo es un factor $\sqrt{5}$ menor que el de dos corrientes) tomando $\lambda_F = \lambda_{F0} = 1.2$ cm (OH), 0.5 cm (modo H). El acuerdo entre experimento y modelo es satisfactorio teniendo en cuenta la simplicidad del modelo y los errores experimentales. Además, en la campaña experimental 1990/91 del JET las placas divertoras estaban construidas con sectores poloidales discretos (32 en total), con lo que existen diferencias

geométricas con el modelo, que impiden una comparación más exacta sin tener en cuenta la forma detallada de los elementos que constituyen dicha placa.

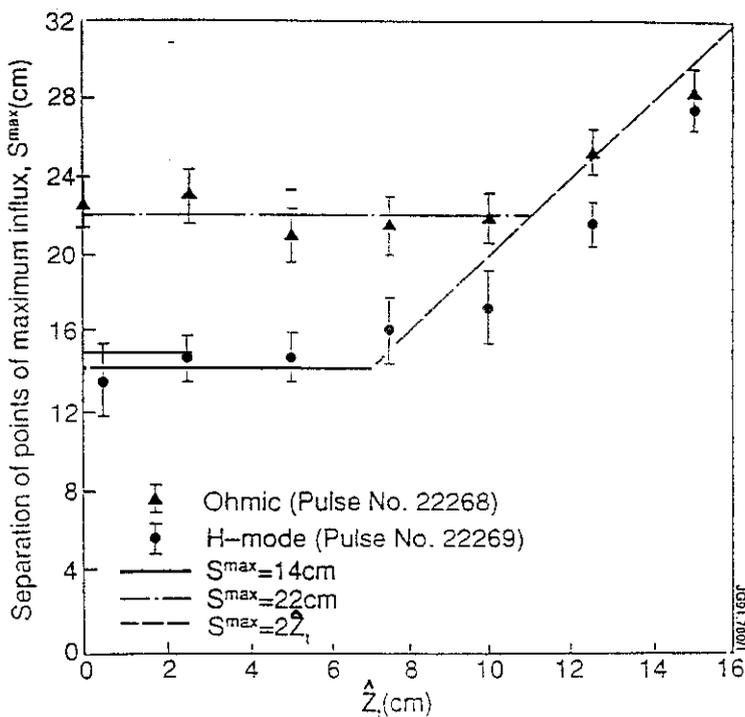


Fig.5.5. Distancia, S^{\max} , de separación entre los puntos de máximo influjo sobre la placa del divertor del JET (obtenidos de las medidas con una cámara CCD y filtro de la intensidad de la radiación H_{α} [5.8]) respecto a la distancia entre el punto X y la placa divertora. Esta distancia decrece cuando el punto X se aproxima a la placa divertora, hasta que alcanza una separación en que, subsiguientemente, permanece aproximadamente constante. Esta separación mínima es menor en modo H. Las líneas horizontales son las predicciones teóricas obtenidas con el modelo simple para la condición $S^{\max} = 2 \hat{R}^{\max}$ y tomando la misma longitud de caída para la zona interna y externa de la SOL, con valores $\lambda_r = 0.5$ cm (modo H), $\lambda_r = 1.2$ cm (OH). La línea diagonal corresponde a la distancia entre los puntos de intersección de la separatriz con la placa divertora, $S^{\max} = 2 \hat{Z}_i$.

Para llevar a cabo los experimentos en la campaña 1991/92 del JET se han instalado placas divertoras continuas según la dirección toroidal. Dichas placas están formadas por secciones planas, según la dirección toroidal, unidas por

secciones que presentan un ángulo constante (toroidalmente creciente o decreciente) diseñadas de modo que no existen zonas de dichas placas expuestas a líneas de campo magnético incidentes a un alto ángulo, una vez que las tolerancias de instalación han sido consideradas. Ello hace que los infuljos provenientes de las zonas planas de estas placas sean fácilmente comparables con las predicciones de nuestro modelo, debido a la mayor similitud geométrica. Por ejemplo, esta comparación, utilizando los perfiles de los flujos según la línea de campo medidos con las sondas de Langmuir, se muestra en las Fig.5.6 y Fig.5.7. En la Fig.5.6 se muestran los perfiles de los flujos de partículas medidos con las sondas de Langmuir y ajustados con la Eq.5.15, para dos descargas con calentamiento adicional (en la fase de modo L de confinamiento) que son muy similares, excepto la distancia entre el punto X y la placa divertora. Las unidades en que se expresa este flujo son de densidad de corriente eléctrica (A/cm^2), que corresponde, para iones de carga unidad (como son los de hidrógeno), a $1 A/cm^2 \approx 6.24 \times 10^{18}$ iones/ m^2s . Con estos perfiles y el ángulo entre la línea de campo y la placa del divertor, se puede calcular el flujo de partículas sobre esta placa y compararlo con las medidas del infuljo correspondiente, obtenido de medidas espectroscópicas. Esta comparación se muestra en la Fig.5.7, en la cual los flujos sobre el divertor se comparan con la intensidad de emisión de la línea Lyman α del hidrógeno. Los perfiles de esta emisión son ajustados por la suma de dos gaussianas, teniendo como parámetros de ajuste la posición e intensidad relativa de los máximos de estas gaussianas. En rigor, se debería ajustar por la suma de dos funciones lineales multiplicadas por gaussianas, si bien la diferencia entre ambos ajustes es pequeña, y además el ajuste mediante dos gaussianas permite una mejor reproducción de los perfiles en la región privada de flujo, que este modelo simple no incorpora. La posición de los máximos de la emisión observada y del flujo sobre el divertor, calculado con nuestro modelo, coincide dentro de los errores experimentales (las medidas de Lyman α tienen una resolución espacial de 5 cm, aproximadamente). Desgraciadamente, no es posible comparar la magnitud absoluta con estas medidas, pues el espectrómetro utilizado no se encuentra absolutamente calibrado. Así, para representarlas en la misma escala se ha tomado un factor multiplicativo constante adhoc, el mismo para ambas descargas. El acuerdo en la forma de los perfiles no es satisfactorio, aunque esta figura aparentemente así lo indique, y simplemente se debe a la resolución espacial del espectrómetro con que se realiza la medida [5.9].

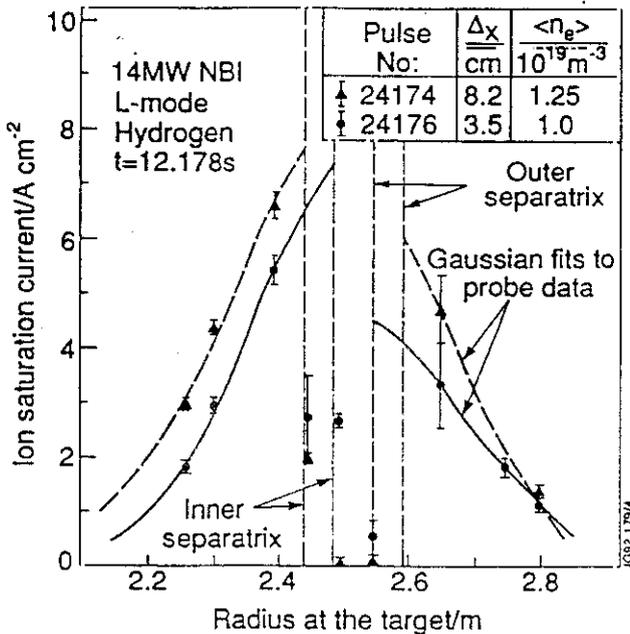


Fig.5.6. Perfiles del flujo de partículas según la línea de campo, deducidos a partir de las medidas con las sondas de Langmuir sobre la placa del divertor, para dos descargas con calentamiento adicional en modo L de confinamiento y diferentes distancias entre el punto X y la placa divertora (Δ_x)

La comparación cuantitativa de los perfiles deducidos de las medidas con las sondas de Langmuir y los de los inlfujos de hidrógeno neutro, se puede realizar si se utilizan para ello los perfiles determinados para los inlfujos de hidrógeno de la emisión H_α , mediante una cámara CCD con filtros, que sí se encuentra absolutamente calibrada y que tiene una buena resolución espacial (0.5 cm). Desafortunadamente, cuando estas medidas fueron relizadas, el número de sondas en la parte externa de la placa divertora que seguía en funcionamiento, era demasiado reducido como para poder reconstruir los perfiles de los parámetros del plasma en dicha zona, por tanto sólo comparaciones en la zona interna se han podido llevar a cabo. En estas comparaciones se obtiene que la magnitud del máximo inlfujo y su posición espacial es similar a la del máximo flujo depositado sobre el divertor, que se deduce de las medidas con sondas de

Langmuir. Sin embargo, la longitud de caída típica del influjo de hidrógeno sobre la placa del divertor es mucho menor que la del flujo de partículas depositado sobre ella. Este resultado es ilustrado en la Fig.5.8 para una descarga óhmica.

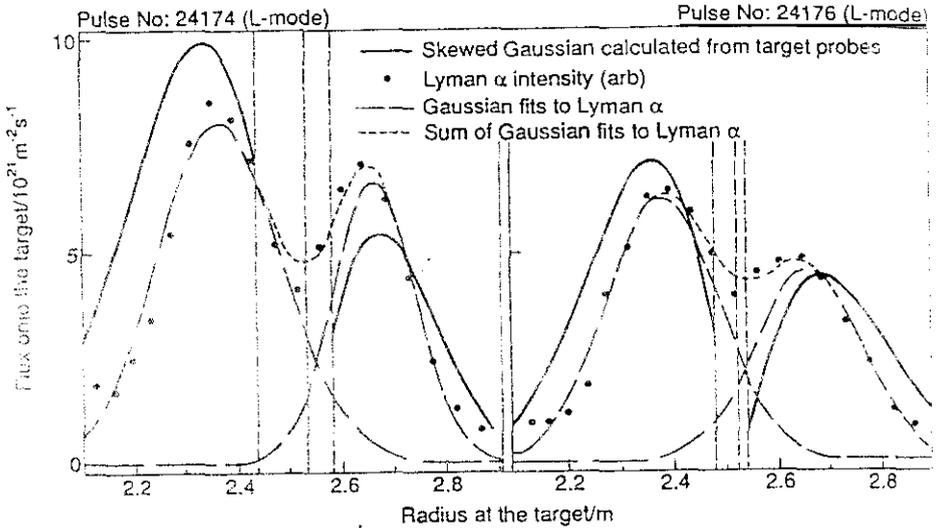


Fig.5.7. Perfiles del flujo de partículas depositado sobre la placa del divertor, deducido de las medidas con las sondas de Langmuir sobre la placa del divertor para las descargas consideradas, comparado con la intensidad de emisión la línea Lyman α del hidrógeno y los ajustes gaussianos correspondientes.

Así, se comprueba que la posición del máximo es calculada con muy buena precisión usando nuestro modelo, a partir de las medidas con las sondas de Langmuir. Como dicha posición viene determinada por la longitud de caída del flujo según la línea de campo (junto con el coeficiente de expansión del flujo magnético correspondiente), esto quiere decir que en ambas medidas dicha longitud es la misma. Sin embargo, al considerar la forma de dichos perfiles, hay que recordar que estamos comparando influjos deducidos de medidas espectroscópicas y no influjos atómicos medidos, con lo que pueden encontrarse desacuerdos debido a las aproximaciones que se utilizan para relacionar ambas

cantidades. Otro factor a tener en cuenta, es la distribución espacial con la que son reemitidas las partículas neutras, así como la posibilidad de que produzcan fenómenos de reemisión no lineales; esto es, se reemita más hidrógeno donde se depositan más iones. Estas explicaciones se encuentran en estudio, para determinar la razón del desacuerdo en la forma de los perfiles de los flujos de partículas perdidos por el plasma y el correspondiente influjo de hidrógeno, sin haberse obtenido hasta el presente una explicación satisfactoria. Sin embargo, ha quedado claro que la posición del máximo del influjo de partículas neutras es una propiedad geométrica de los flujos sobre el divertor, mientras que la forma de dichos influjos depende de muchos otros factores no completamente conocidos. También, se encuentra que si los influjos de emisión H_2 son integrados con la resolución espacial del espectrómetro con que se determina la emisión Lyman α , se tiene que la forma de ambos perfiles es similar [5.9]. Por tanto, los influjos espectroscópicos no contienen errores experimentales y se concluye que el buen acuerdo en la forma de los perfiles de la Fig.5.7 es debido a la resolución espacial del detector.

De este modo, como hasta el presente no se tiene una explicación satisfactoria para este desacuerdo, sólo utilizaremos, de las medidas de los influjos, las posiciones de los máximos para deducir las longitudes de caída, que compararemos con las deducidas de las sondas de Langmuir. Otro problema surge además con las medidas de la emisión Lyman α y este es que, aunque la distancia relativa entre los puntos medidos se determina con bastante exactitud, su localización absoluta es algo incierta. Por ello, las distancias entre los puntos de máximo influjo ($R_{Ly-\alpha}^{int}$, para la zona interna y $R_{Ly-\alpha}^{ext}$, para la zona externa) y el punto X pueden ser demasiado erróneas, como para poder realizar ninguna comparación satisfactoria con las medidas de las sondas de Langmuir. Ello se debe a que, de acuerdo con nuestro modelo, la longitud de caída de los perfiles en el plano medio y el máximo del influjo están relacionados por

$$\lambda_{Ly-\alpha} = \frac{(R_{Ly-\alpha} - R_x)^2}{f}, \quad (5.21)$$

para las zonas interna y externa respectivamente. Por lo cual, errores en la distancia al punto X producen, debido a la dependencia cuadrática, errores considerables en la determinación de la longitud de caída.

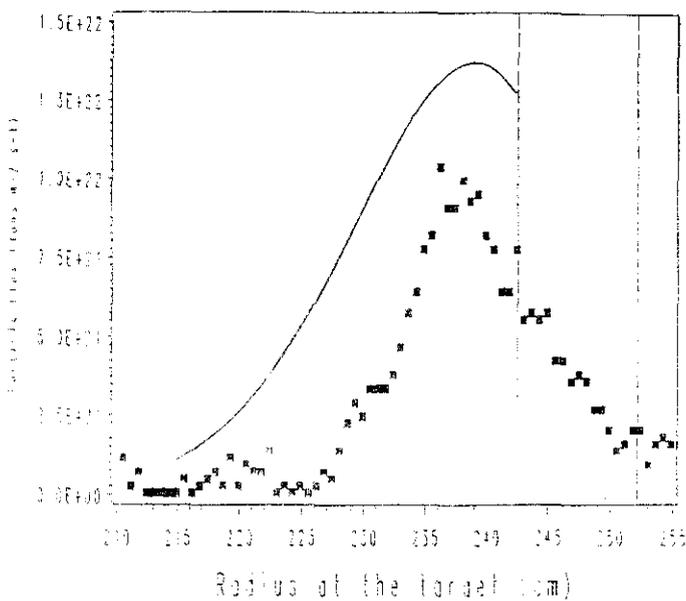


Fig.5.8. Perfil del flujo de partículas depositado sobre la placa del divertor, deducido de las medidas con las sondas de Langmuir sobre dicha placa (línea continua) e influjo de hidrógeno deducido a partir de la intensidad de emisión de la línea H , del hidrógeno (puntos), para una descarga óhmica en JET.

La manera de evitar este problema es definir una longitud de caída media calculada a partir de la distancia entre los puntos de máximo influjo. Para comparar con este resultado, se debe definir de modo similar una longitud de caída media deducida de las medidas con las sondas de Langmuir, para las cuales las posiciones radiales se encuentran bien determinadas y que nos permiten obtener las longitudes de caída en ambos planos medios, para la parte interna y externa de la scape-off layer independientemente. De acuerdo con esta *idea*, se define la longitud de caída media, determinada a partir de las medidas de emisión Lyman α , como

$$\langle \lambda_{Ly-\alpha} \rangle = \frac{(R_{Ly-\alpha}^{out} - R_{Ly-\alpha}^{in})^2}{4\sqrt{r^{in} r^{out}}}, \quad (5.22)$$

y de modo similar se define para las medidas con sondas de Langmuir

$$\langle \lambda_{\Gamma} \rangle = \frac{(\sqrt{\lambda_{\Gamma}^{in} r^{in}} + \sqrt{\lambda_{\Gamma}^{out} r^{out}})^2}{4\sqrt{r^{in} r^{out}}}. \quad (5.23)$$

La comparación entre ambas estimaciones de la longitud de caída del flujo de partículas, medido sobre la placa del divertor, suele ser satisfactoria para la mayoría de las descargas, dentro de los errores experimentales, si bien hay a veces desacuerdos cuyo origen no es comprendido. Como ejemplo de la aplicación de este método a una descarga, en la Fig.5.9 se muestra la evolución temporal de las longitudes de caída del flujo de partículas, para una descarga con calentamiento adicional de 8 MW de inyección de neutros entre 12 y 13 segundos. Inicialmente, la descarga presenta modo L de confinamiento, efectuando la transición a modo H a 12.4 segundos, en el cual permanece hasta 14 segundos, volviendo posteriormente a modo L. Simultáneamente con estos cambios en el modo de confinamiento de la descarga, las longitudes de caída del flujo de partículas cambian, siendo los perfiles más anchos en el modo L que en el modo H. Se tiene un muy buen acuerdo entre las dos estimaciones realizadas para el comportamiento de la descarga a lo largo de este intervalo temporal, estando la diferencia entre ambas medidas dentro de $\pm 25\%$, lo cual es muy satisfactorio.

Incidentalmente, en estos resultados se observa una característica típica de las descargas en modo H de bajo campo toroidal (2.1 T) y baja inyección de gas durante esta fase. Esta característica es lo estrecho que son los perfiles del flujo de partículas (el de energía lo es aún más (Eq.2.25 y 2.26)) en estas descargas. Ello produce problemas en el diseño de las placas del divertor, pues la deposición de potencia se encuentra concentrada en una zona muy localizada de dicha placa. Por ello, esta zona sufre un fuerte calentamiento que da lugar a la fusión del material (Berilio) o bien su sublimación (Carbono), lo que provoca un fuerte influjo de impurezas que perjudica seriamente al plasma principal. Por tanto, regímenes experimentales que produzcan perfiles anchos de deposición de potencia y, simultáneamente, presenten buenas propiedades de confinamiento en el plasma principal (modo H), son especialmente interesantes en la operación de un tokamak.

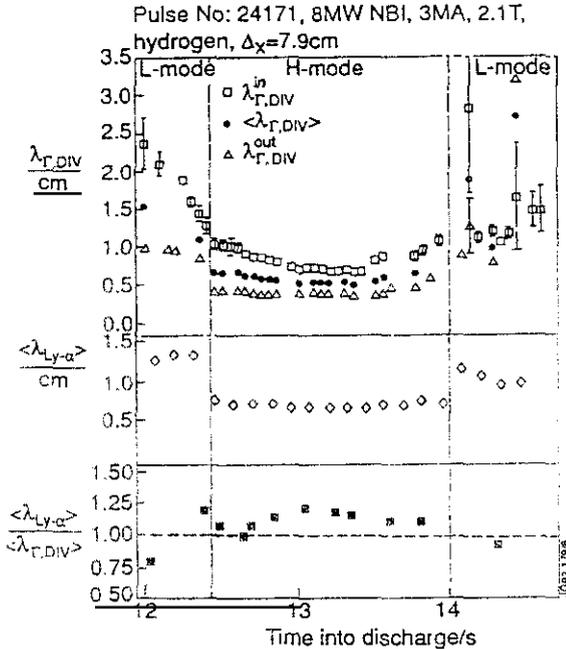


Fig.5.9. Longitudes de caída del flujo de partículas en el divertor, determinadas a partir de las medidas con sondas de Langmuir y emisión Lyman α en la placa del divertor, para una descarga con calentamiento adicional. $\lambda_{\Gamma}^{\text{in}}$, $\lambda_{\Gamma}^{\text{out}}$ son las longitudes de caída en los respectivos planos medios de la descarga, determinadas con las sondas de Langmuir y $\langle \lambda_{\Gamma} \rangle$ es su valor medio según la Eq.5.23. $\langle \lambda_{\text{Ly-}\alpha} \rangle$ es el valor medio de la longitud de caída de los flujos de partículas, calculado de la emisión Lyman α mediante la Eq.5.22. Las fases del confinamiento de la descarga se indican en la evolución temporal.

5.1.2 Efectos de la Longitud de Conexión

El hecho de que los perfiles en la scrape-off layer lejos del divertor, en particular el perfil de densidad del plasma, se puedan describir como exponenciales que decaen con la distancia a la separatriz (espacial o en flujo magnético pues lejos del punto X ambas son proporcionales), es un resultado que se obtiene suponiendo, entre otras cosas, que la longitud de conexión es aproximadamente constante para todas las líneas de campo en la SOL (Eq.2.20).

Esta suposición es básicamente correcta para descargas con limitador, en las que el campo poloidal no se anula, pero en descargas con divertor, como hemos visto en el capítulo 3, la longitud de conexión varía apreciablemente en la SOL, aumentando hasta un valor ∞ en la separatriz. Por ello, es importante considerar cuál es el efecto que produce, en la forma de los perfiles de los parámetros del plasma de la scrape-off layer, este aumento localizado de la longitud de conexión para las líneas cercanas a la separatriz. En esto, se supondrá que el coeficiente de difusión de las partículas a través del campo es constante y consideraremos una velocidad del sonido promedio, para las partículas que llegan a las placas divertoras. De acuerdo con ello, la ecuación de difusión de las partículas a través del campo es similar a la Eq.2.17

$$\frac{d}{dx_{\perp}} \left(-D_{\perp} \frac{dn}{dx_{\perp}} \right) = -\frac{n(x_{\perp})}{\tau_{\parallel}(x_{\perp})} , \quad (5.24)$$

donde D_{\perp} es el coeficiente efectivo de difusión ambipolar de electrones e iones y τ_{\parallel} es el tiempo efectivo de confinamiento de las partículas en el presheath. Este tiempo viene dado por

$$\tau_{\parallel} = \frac{L_{in \rightarrow out}(x_{\perp})}{c_s} , \quad (5.25)$$

donde c_s es la velocidad del sonido promedio considerada. $L_{in \rightarrow out}$ es la longitud de conexión para la línea de campo que va de la zona interna de la placa divertora a la zona externa (o viceversa), correspondiente al valor de la coordenada de flujo x_{\perp} , o lo que es lo mismo, a una separación radial en el plano medio dada por

$$\Delta \hat{R}_{mp} = \frac{\sqrt{\sqrt{5} + 2}}{2\sqrt{5}} x_{\perp} . \quad (5.26)$$

De este modo, se puede resolver numéricamente la ecuación anterior, utilizando para la longitud de conexión una dependencia del tipo

$$L_{in \rightarrow out}(\Delta \hat{R}_{mp}) = A - B \ln(\Delta \hat{R}_{mp}) , \quad (5.27)$$

que, como se vió en el capítulo 3, reproduce satisfactoriamente los resultados del JET.

En la práctica, es de interés comparar la diferencia entre los resultados obtenidos utilizando una longitud de conexión promedio y la longitud de conexión real. Así, para esta comparación, se toma un perfil exponencial con longitud de caída λ en el plano medio del tokamak, que corresponde a una longitud de conexión promedio dada por

$$\bar{L}_{in \rightarrow out} = \frac{1}{e\lambda} \int_0^{e\lambda} L_{in \rightarrow out}(\Delta\hat{R}_{mp}) d(\Delta\hat{R}_{mp}) = L_{in \rightarrow out}(\lambda) . \quad (5.28)$$

La elección de esta longitud de conexión promedio, y no otra, se hace por conveniencia, si bien cualquier otra definición razonable produce resultados muy similares a los que obtendremos. Con esta definición, podemos reexpresar $D_{\perp}\tau_{\parallel}$ en la Eq.5.24 como

$$D_{\perp}\tau_{\parallel}(x_{\perp}) = \frac{\lambda^2 L_{in \rightarrow out}(x_{\perp})}{\bar{L}_{in \rightarrow out}} . \quad (5.29)$$

Para solucionar esta ecuación, se toman como condiciones iniciales las que nos proporciona la solución de dicha ecuación mediante la aproximación WKB, que es válida en la zona alejada de la separatriz, en la cual el logaritmo varía suavemente. Por ello, se toma como solución

$$n(x_{\perp}) = e^{\phi(x_{\perp})} , \quad (5.30)$$

donde

$$\frac{d\phi(x_{\perp})}{dx_{\perp}} = - \frac{1}{\lambda \sqrt{\frac{L_{in \rightarrow out}(x_{\perp})}{\bar{L}_{in \rightarrow out}}}} . \quad (5.31)$$

Esta aproximación es válida si

$$1 > \frac{\sqrt{\sqrt{5} + 2}}{4\sqrt{5}} \frac{\lambda}{\Delta\hat{R}_{mp}} \frac{B}{\sqrt{L_{in \rightarrow out}(\Delta\hat{R}_{mp}) \bar{L}_{in \rightarrow out}}} , \quad (5.32)$$

que se cumple siempre que $\Delta\hat{R}_{mp}$ sea suficientemente grande. Por ejemplo, para $\lambda = 1\text{cm}$ y $\Delta\hat{R}_{mp} = 5\lambda$, para valores de A y B típicos del JET ($A = 70\text{ m}$ $B = 10\text{ m}$, estando $\Delta\hat{R}_{mp}$ en centímetros) se tiene que el miembro de la derecha de la Eq.5.32 vale $7.4 \cdot 10^{-3}$. Por tanto, tomaremos como condición inicial aquella que se obtiene con esta aproximación a una distancia de 5λ de la separatriz, en el plano medio del tokamak.

En la Fig.5.10 se muestra el resultado de estos cálculos, para dos valores típicos de la longitud de caída de los perfiles de densidad, junto con los resultados obtenidos con la longitud de conexión promedio. Se observa que, cuando se utiliza la longitud de conexión real, los perfiles no son exponenciales. Si bien la diferencia con el perfil exponencial correspondiente es menor del 30% en $0 < \Delta\hat{R}_{mp} < 2\lambda$. De hecho, estos perfiles se pueden ajustar satisfactoriamente con exponenciales de longitudes de caída que no son menores del 85% de las obtenidas con la longitud de conexión promedio.

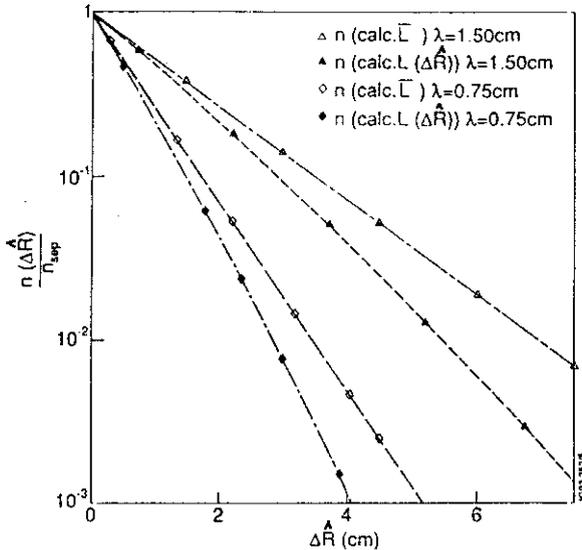


Fig.5.10. Perfiles normalizados de la densidad del plasma de la SOL, en el plano medio del tokamak, calculados mediante la Eq.5.24. En estos cálculos se utiliza la longitud de conexión real y un valor promedio, para dos longitudes de caída típicas en descargas con divertor del JET.

Por tanto, se puede concluir que estos efectos no modifican profundamente los perfiles de los parámetros del plasma en la scrape-off layer. Esto es consistente con las observaciones realizadas en tokamaks con divertor poloidal, en las cuales se encuentran perfiles de los parámetros del plasma en la SOL, que se pueden describir como exponenciales, en zonas alejadas del punto X [5.10][5.11]. Así, si se utilizan estas medidas en el cálculo de coeficientes de difusión (Eq.5.24) pero se emplea un valor promedio de la longitud de conexión, en vez de su dependencia real con la distancia a la separatriz, se obtienen resultados para el coeficiente de difusión cuyos valores se encuentran comprendidos entre el valor real y el 70% de este valor. Denominamos valor real del coeficiente de difusión, al que se obtendría de los datos experimentales si se considera la variación real, con la distancia a la separatriz, en la longitud de conexión.

Como los efectos, especialmente en las longitudes de caída, de la dependencia radial de la longitud de conexión no son muy grandes, y considerar esta variación conlleva necesariamente la resolución del problema de la difusión de partículas en la SOL del divertor poloidal numéricamente, se ha optado por mantener en lo que sigue los resultados de los cálculos con la longitud de conexión promedio.

Además, ello permite obtener soluciones analíticas para el problema de la difusión en la región privada de flujo del divertor.

5.1.3 Efectos de la Difusión en la Región Privada de Flujo del Divertor

La región comprendida entre las intersecciones de ambas separatrices magnéticas (interior y exterior) con la placa del divertor se denomina la *región privada de flujo del divertor* (ver Fig.5.11). Este nombre se debe a que ella sólo presenta un punto de contacto directo con el plasma principal. Este punto es el punto X y, así, el número de partículas que a ella accede por difusión directa desde el plasma principal es muy pequeño. Por tanto, las partículas que mayoritariamente llegan a la placa divertora, en la zona de la región privada de flujo, provienen de aquellas partículas de la SOL que se difunden a través de la línea de campo, según viajan de las cercanías del punto X hasta la placa divertora. Como normalmente la longitud de conexión entre el punto X y la placa divertora es mucho más pequeña que entre el punto de simetría y el punto X, solamente las partículas en una zona cercana a la separatriz tienen tiempo para difundirse apreciablemente en la región privada de flujo. Por tanto, la distorsión de los perfiles de su forma exponencial en flujo magnético debida a esta difusión, se encuentra focalizada en la zona próxima a la intersección entre la separatriz y la placa divertora.

Este problema se puede estudiar mediante una ecuación de difusión a través del campo y según él similar a Eq.5.24, si bien en este caso la relación entre el flujo magnético y las coordenadas espaciales es más complicada debido a la presencia del punto X. De este modo, al considerar los perfiles de densidad en la placa divertora, debemos tener en cuenta los dos efectos de la geometría magnética que afectan en sentidos opuestos a dichos perfiles. Así, cuanto mayor sea la separación entre el punto X y la placa divertora, mayor será el tiempo que las partículas tienen para difundirse a través del campo, según se desplazan del punto X a la placa del divertor y, por tanto, mayor será la distorsión, en coordenadas de flujo, de los perfiles respecto a los obtenidos si la difusión en la región privada de flujo no tuviera lugar. Ahora bien, cuanto mayor es la distancia entre el punto X y la placa del divertor, tanto menor es la expansión de las líneas de campo sobre dicha placa y, por ello, *menor zona espacial de los perfiles se verá afectada por la difusión en la región privada de flujo del divertor.*

Así, para estudiar este problema, consideraremos la ecuación de difusión en el plano (\hat{R}, \hat{Z}) y supondremos que la ionización de neutros de hidrógeno en el divertor no es muy intensa, lo cual se corresponde con la situación física de un divertor de baja densidad. En estas condiciones, las partículas que se encuentran en el canal del divertor provienen, por difusión, del plasma principal, lo que nos permite especificar de modo simple la fuente de partículas en el divertor. Un

modelo similar al que aquí se presenta fue desarrollado para el tokamak ASDEX en [5.12], si bien, en nuestro modelo, la geometría magnética se tiene en cuenta en suficiente detalle como para incluir las características peculiares de un divertor poloidal abierto. Ello, aunque recomendable, no era tan necesario para la interpretación de las medidas del tokamak ASDEX, que tiene un divertor poloidal cerrado, mientras que para el JET si es necesario tener en cuenta estos detalles, como veremos a continuación.

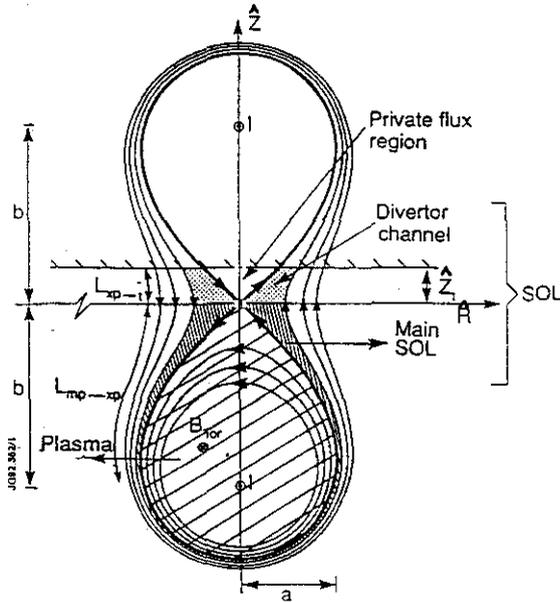


Fig.5.11. Esquema del modelo cilíndrico del divertor poloidal utilizado en el estudio de la difusión en la región privada de flujo.

Para estudiar este problema bidimensional se toma como sistema de coordenadas flujo, en las cercanías del punto X,

$$x_{\perp} = \frac{K(\psi)}{2b^3} = \frac{\hat{R}^2 - \hat{Z}^2}{b} \quad , \quad (5.33.a)$$

$$x_{\parallel} = \frac{\hat{R}\hat{Z}}{b} \quad . \quad (5.33.b)$$

Con ello, en la ecuación de difusión

$$\nabla(n\vec{v}) = S \quad (5.34)$$

podemos separar los flujos según y a través del campo. Para los flujos a través del campo, supondremos que se pueden describir con el coeficiente de difusión D_{\perp} , mientras que las pérdidas según la línea de campo se describen utilizando el tiempo de residencia de las partículas en el divertor, esto es

$$nv_{\perp} = -D_{\perp} \frac{dn}{dx_{\perp}} \quad (5.35)$$

$$\nabla_{\parallel}(nv_{\parallel}) = \frac{n}{\tau_{\parallel}^d(x_{\perp})} \quad (5.36)$$

donde $\tau_{\parallel}^d(x_{\perp})$ es el tiempo de residencia de las partículas en el divertor.

La fuente de partículas en el divertor vendrá dada por la difusión de las partículas desde el plasma principal, es decir

$$S(x_{\perp}) = \begin{cases} 0 & (x_{\perp} < 0) \\ \frac{\Gamma(a)}{L_d(x_{\perp})} e^{-x_{\perp}/L_d^{\perp}} & (x_{\perp} \geq 0) \end{cases} \quad (5.37)$$

donde $x_{\perp} < 0$ corresponde a los puntos en la región privada de flujo, y $x_{\perp} \geq 0$ corresponde a la zona de la SOL entre el punto X y la placa del divertor, que se suele conocer como canal del divertor. $L_d(x_{\perp})$ es la longitud de la línea de campo que va desde las proximidades del punto X a la placa del divertor (longitud del canal del divertor).

Por tanto, podemos escribir la ecuación unidimensional de la difusión de las partículas en el divertor como

$$\frac{2D_{\perp}}{\sqrt{b}} (x_{\perp}^2 + 4x_{\parallel}^2)^{1/4} \frac{d^2n}{dx_{\perp}^2} - \frac{D_{\perp}}{\sqrt{b}} \frac{x_{\perp}}{(x_{\perp}^2 + 4x_{\parallel}^2)^{3/4}} \frac{dn}{dx_{\perp}} = \frac{n}{\tau_{\parallel}^d(x_{\perp})} - \frac{\Gamma(a)}{L_d(x_{\perp})} e^{-x_{\perp}/L_d^{\perp}} \quad (5.38.a)$$

para $x_{\perp} \geq 0$, y

$$\frac{2D_{\perp}}{\sqrt{b}} (x_{\perp}^2 + 4x_{\parallel}^2)^{1/4} \frac{d^2n}{dx_{\perp}^2} - \frac{D_{\perp}}{\sqrt{b}} \frac{x_{\perp}}{(x_{\perp}^2 + 4x_{\parallel}^2)^{3/4}} \frac{dn}{dx_{\perp}} = \frac{n}{\tau_{\parallel}^d(x_{\perp})} \quad (5.38.b)$$

para $x_{\perp} < 0$.

Como se puede observar, estas ecuaciones son complicadas, pese a que estamos utilizando una geometría magnética relativamente simple y despreciamos la ionización de neutros en el divertor. Como nuestro objetivo final es obtener las expresiones analíticas, que incluyan la difusión en la región privada de flujo, para los perfiles de densidad en la placa divertora, vamos a realizar varias aproximaciones que nos permiten cumplir este objetivo. En primer lugar, como hemos visto en el apartado anterior, los perfiles no se modifican fuertemente por la existencia de una región de longitud de conexión muy larga cerca de la separatriz, así está justificado el utilizar una longitud de conexión promedio para el canal del divertor L_d . Análogamente, se toma un tiempo promedio para la residencia de las partículas en el divertor, dado por

$$\tau_d = \frac{L_d}{c_s}, \quad (5.39)$$

donde c_s es la velocidad del sonido promedio utilizada, y se ha tenido en cuenta que, al no haber ionización en el divertor, los iones de hidrógeno fluyen muy próximos a la velocidad del sonido, cuando llegan al punto X.

Incluso con estas aproximaciones no es posible obtener una solución simple y, por ello, se consideran otras dos aproximaciones más para obtener la solución analítica buscada. Así, suponemos que en los puntos de interés $x_{\perp} > x_1$, que es válido para las líneas próximas a la separatriz, zona en la que el efecto que estudiamos debe ser importante. También, se supone que el término en la derivada segunda es mucho mayor que el término en la derivada primera, lo cual se cumple cerca del máximo local que aparece en el perfil de la densidad, debido a la difusión en la región privada de flujo. Con estas aproximaciones, la ecuación de difusión tiene por solución

$$n(x_{\perp}) = \begin{cases} n_{sep} e^{x_{\perp}/\lambda_d^{\perp}} & (x_{\perp} \leq 0) \\ \frac{n_{sep}}{\lambda_d^{\perp}(\lambda_{\Gamma}^{\perp} - \lambda_d^{\perp})} \left(2\lambda_{\Gamma}^{\perp}\lambda_d^{\perp} e^{-x_{\perp}/\lambda_{\Gamma}^{\perp}} - \lambda_d^{\perp}(\lambda_d^{\perp} + \lambda_{\Gamma}^{\perp}) e^{-x_{\perp}/\lambda_d^{\perp}} \right) & (x_{\perp} \geq 0) \end{cases} \quad (5.40)$$

donde $n_{sep} = \Gamma(a)\lambda_{\Gamma}^{\perp}/2c_s(\lambda_d^{\perp} + \lambda_{\Gamma}^{\perp})$ es el valor de la densidad en la separatriz, y λ_d^{\perp} es la longitud de caída de los perfiles, asociada con la difusión de las partículas en el canal del divertor, que se relaciona con la difusión en la parte principal de la SOL por

$$\lambda_d^{\perp} = \lambda_{\Gamma}^{\perp} \sqrt{\frac{L_d}{L_{mp \rightarrow xp}}} \sqrt{\frac{x_{\parallel}}{2b}}, \quad (5.41)$$

donde el cociente entre longitudes de conexión viene dado por las Eq.3.24 y 3.25.

La solución anterior presenta un máximo local, alejado de la intersección de la separatriz con la placa divertora, a una distancia, en la coordenada x_{\perp}

$$x_{\perp}^{\max} = \frac{\lambda_{\Gamma}^{\perp} \lambda_d^{\perp}}{\lambda_{\Gamma}^{\perp} - \lambda_d^{\perp}} \ln \left(\frac{\lambda_d^{\perp} + \lambda_{\Gamma}^{\perp}}{2\lambda_d^{\perp}} \right), \quad (5.42)$$

que corresponde a una distancia radial

$$|\hat{R}^{\max} - \hat{Z}_t| = \sqrt{bx_{\perp}^{\max} + \hat{Z}_t^2} - \hat{Z}_t, \quad (5.43)$$

desde la intersección de la separatriz con la placa del divertor.

Una vez calculado el perfil de la densidad en la placa del divertor también podemos calcular el del flujo de partículas sobre dicha placa. Para nuestro caso viene dado simplemente por

$$\Gamma_{\text{perp}}(\hat{R}_t, \hat{Z}_t) = n(\hat{R}_t, \hat{Z}_t) c_s \sin \alpha(\hat{R}_t, \hat{Z}_t), \quad (5.44)$$

lo que nos permite estimar la distorsión sufrida por los perfiles, debida a la difusión en la región privada de flujo, tanto para los flujos de partículas según la línea de campo como sobre la placa del divertor. Como perfiles para comparar con este cálculo, se toman aquellos que existirían si no hubiera difusión en la región privada de flujo del divertor, pero sí en el canal del divertor, suponiendo que el valor del flujo en la separatriz es igual que el que se observa a la entrada del divertor, esto es

$$n_{\text{no DPF}}(x_{\perp}) = \frac{\Gamma(a)}{c_s} e^{-\frac{x_{\perp}}{\lambda_{\Gamma}^{\perp}}}, \quad (5.45)$$

donde λ_{Γ} incluye la difusión en el canal del divertor, es decir

$$\lambda_{\Gamma}^{\perp} = \lambda_{\Gamma}^{\perp} \sqrt{1 + \frac{L_d}{2 L_{\text{mp} \rightarrow \text{xp}}}}. \quad (5.46)$$

En la Fig.5.12 se muestran los resultados de estos cálculos para dos distancias entre el punto X y la placa divertora, en nuestro modelo cilíndrico del divertor poloidal. Para comparación, también se presentan los resultados obtenidos de la integración numérica de la ecuación de difusión, que se tiene si se consideran longitudes medias y tiempos de residencia medios en el divertor, pero se toman todos los términos en las ecuaciones. Se observa que cuando el punto X se encuentra cerca de la placa del divertor, la solución aproximada y la solución exacta difieren ligeramente, como es de esperar, dado que las aproximaciones hechas no se cumplen. Sin embargo, la diferencia encontrada es bastante

pequeña, con lo que en aplicaciones prácticas se puede tomar la solución aproximada como válida. Además, es muy importante destacar el hecho de que el punto de máximo flujo sobre la placa divertora no se ve muy afectado, en su posición radial, por efecto de la difusión en la región privada de flujo. Por ello, cuando el punto X se encuentra cercano a la placa divertora, y este máximo aparece alejado de la separatriz, la posición del máximo es la misma, prácticamente, que si no hubiera difusión en la región privada de flujo. Cuando el punto X se encuentra alejado (tal que el máximo si no hubiera difusión estaría en la separatriz) debido a esta difusión, el máximo aparece a una cierta distancia radial de ella. Por ejemplo, en el caso considerado en la Fig.5.12 esta distancia es aproximadamente de 3 cm. Con ello, la distancia entre el punto X y el punto de máximo flujo de partículas sobre el divertor es de 28 cm, en vez de los 25 cm que se encontraría si esta difusión no tuviera lugar. Esto es una corrección relativamente pequeña que está prácticamente dentro de los errores experimentales de las medidas.

El disponer de esta solución nos permite estudiar de modo simple el efecto que, en los parámetros físicos del plasma en el divertor, tiene el variar la distancia entre el punto X y la placa divertora, siempre que la ionización de neutros en el divertor no sea muy intensa respecto a la fuente de partículas proveniente del plasma principal. Así, la densidad reduce su valor hasta un 60% del que tendría si la difusión en la región privada de flujo no existiera, cuando se varía la distancia entre el punto X y la placa divertora hasta 25 cm. Este valor depende ligeramente de la longitud de caída de los perfiles en la parte principal de la SOL y, por ello, en la Fig.5.13 se muestran los resultados para distintos valores de esta longitud de caída en el plano medio del tokamak.

También podemos hacer una estimación similar para el flujo depositado sobre la placa divertora, sólo que, en este caso, su valor máximo depende de la distancia entre el punto X y la placa del divertor, incluso si no se considera la difusión en la región privada de flujo. De hecho, para el caso de no difusión en la región privada de flujo, este valor máximo viene dado por

$$\Gamma_{\text{perp}}^{\text{max no DPFR}} = \begin{cases} \frac{\mu_0 I \Gamma(a) e^{-1/2}}{\pi |B_\phi| b^2} \sqrt{\frac{b \lambda_{\Gamma'}^{1/2}}{2}} e^{\frac{\hat{z}_i^2}{b \lambda_{\Gamma'}^2}} & \left(\hat{z}_i \leq \sqrt{\frac{b \lambda_{\Gamma'}^{1/2}}{2}} \right) \\ \frac{\mu_0 I \Gamma(a)}{\pi |B_\phi| b^2} \hat{z}_i & \left(\hat{z}_i \geq \sqrt{\frac{b \lambda_{\Gamma'}^{1/2}}{2}} \right) \end{cases} \quad (5.47)$$

con lo que el menor valor de esta cantidad ocurre cuando el punto X está sobre la placa del divertor.

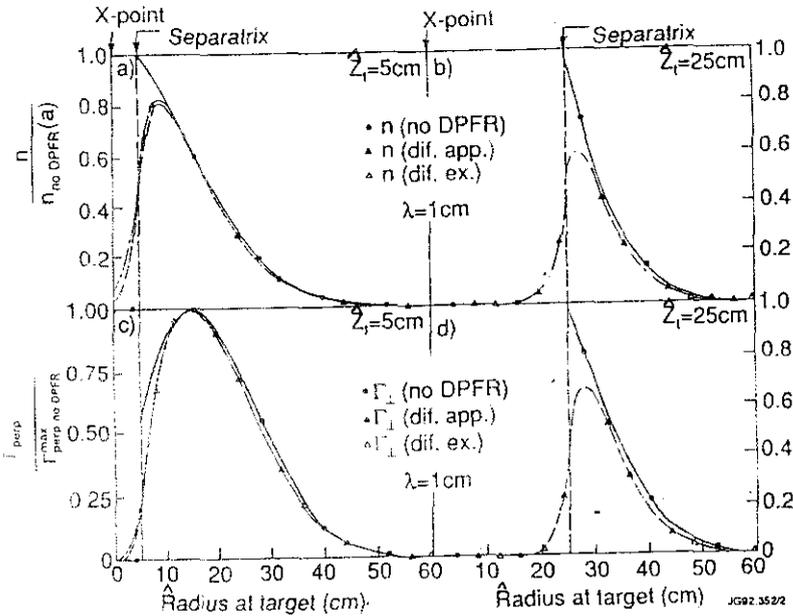


Fig.5.12. Perfiles normalizados de densidad y flujo de partículas sobre la placa del divertor, para dos distancias entre el punto X y la placa del divertor. Las líneas continuas son los perfiles que se obtendrían si no hubiese difusión en la región privada de flujo. Las líneas punteadas son los mismos perfiles cuando este efecto es considerado utilizando las Eq.5.40 y Eq.5.44. Se muestra también la solución numérica exacta de la Eq.5.38 correspondiente a este caso, para comparación.

Así, se puede comparar el comportamiento de este flujo máximo sobre la placa del divertor, con el que se obtiene cuando se considera la difusión en la región privada de flujo. En ambos casos el valor del flujo máximo aumenta con la distancia entre la placa del divertor y el punto X. Sin embargo, este aumento es mucho más moderado en el caso en que se considera difusión en la región privada de flujo del divertor. Ello se debe a que esta difusión reduce el valor máximo del flujo, al permitir a las partículas difundirse en esta zona y, además, la

reducción es tanto mayor cuanto más lejos se encuentra el punto X de la placa del divertor. Los resultados de estos cálculos, para varias longitudes de caída de los perfiles en el plano medio del tokamak, se muestran en la Fig.5.14, normalizados al valor del flujo cuando el punto X está sobre la placa divertora. Se pueden llegar a encontrar diferencias de hasta un factor 1.6, cuando el punto X se encuentra muy alejado de la placa del divertor, entre los resultados de ambas estimaciones.

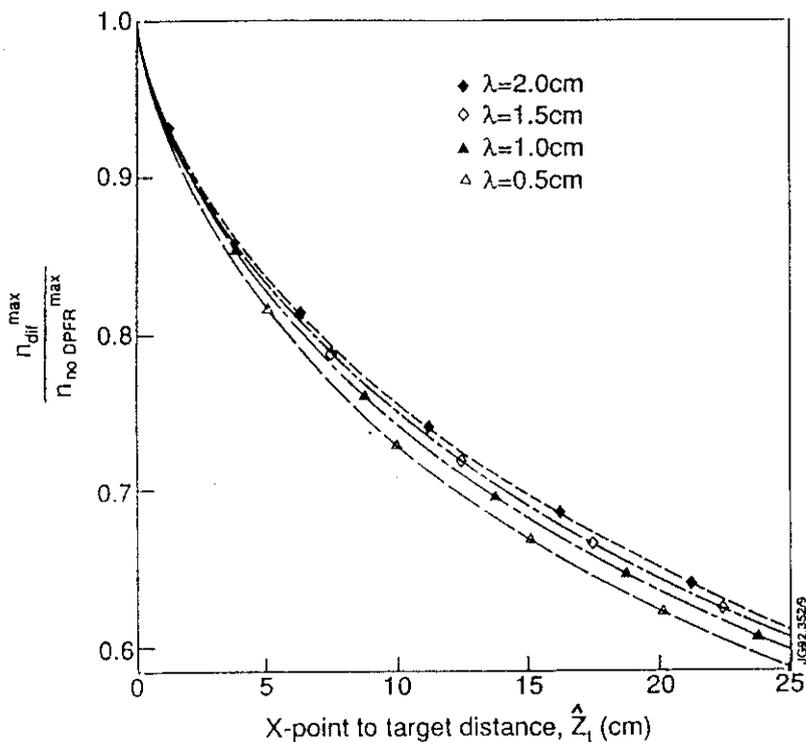


Fig.5.13. Valor máximo de la densidad del plasma en la placa del divertor respecto a la distancia entre el punto X y dicha placa, para varios valores de la longitud de caída de los perfiles en el plano medio del tokamak. Si no hubiera difusión en la región privada de flujo, esta densidad máxima es la correspondiente a la separatriz y no depende de la distancia entre el punto X y la placa del divertor.

La aplicación de estos resultados a medidas del JET se ha llevado a cabo en un número restringido de datos experimentales. En esta aplicación, se tropieza con la dificultad de que los perfiles de temperatura reales sí varían a través de la SOL, por lo que se ha optado por comparar los perfiles del flujo de partículas a lo largo de la línea de campo y no los de densidad. Es decir, en nuestro modelo no se incluye variación de la temperatura y, por ello, no se ha comparado con datos experimentales que incluyen dicha variación explícitamente. Además, existe la dificultad práctica de determinar con precisión la temperatura del plasma en la región privada de flujo, pues las señales medidas con las sondas de Langmuir en esta zona pueden ser muy pequeñas, lo que provoca errores significativos en la determinación de la densidad del plasma en esta región.

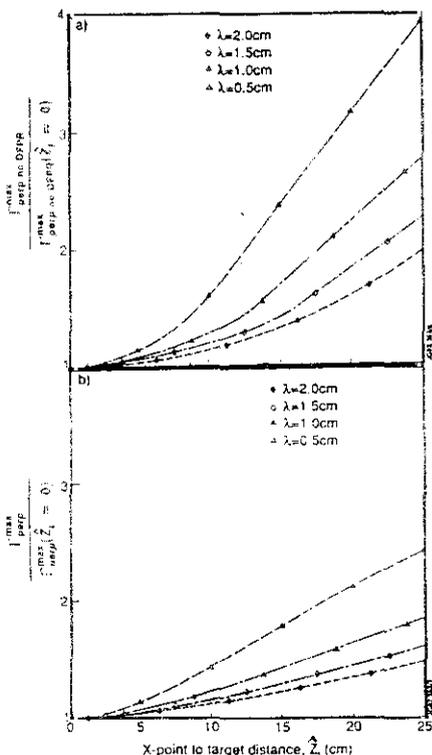


Fig.5.14. Valor máximo normalizado del flujo de partículas sobre la placa del divertor, respecto a la distancia entre el punto X y dicha placa. a) No incluyendo la difusión en la región privada de flujo y b) incluyendo esta difusión. Varias longitudes de caída de los perfiles en el plano medio son consideradas.

Como ejemplo de esta aplicación, se consideran dos descargas con calentamiento adicional de densidad media/baja con distinta distancia entre el punto X y la placa divertora, tanto en su fase de modo L de confinamiento como modo H. El acuerdo entre modelo y experimento es satisfactorio, como es de esperar en estas descargas en que la densidad es relativamente baja y la ionización en el divertor es muy baja. En descargas en que la densidad es más alta puede haber desviaciones apreciables de este comportamiento [5.13], y modelos simples que tengan en cuenta el efecto de esta contribución, se encuentran en desarrollo actualmente.

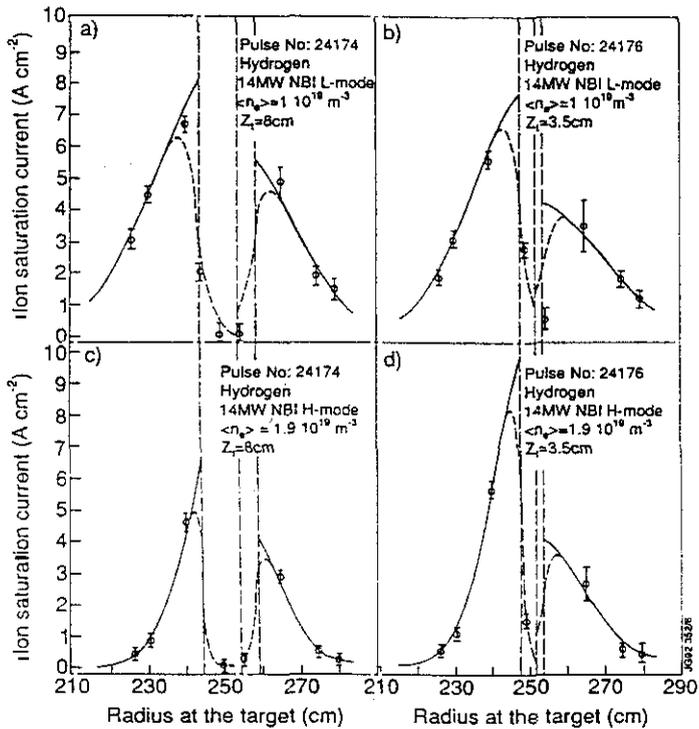


Fig.5.15. Flujo según la línea de campo medido en la placa del divertor, mediante sondas de Langmuir, para dos descargas con calentamiento adicional (14 MW NBI) y distinta separación entre el punto X y la placa del divertor, en sus fases de modo L y modo H. Las líneas continuas son los ajustes de los perfiles si se desprecia la difusión en la región privada de flujo del divertor, las líneas discontinuas son los resultados de la aplicación de nuestro modelo, para la difusión en la región privada de flujo del divertor.

De esta comparación entre modelo y experimento, se puede observar que los datos experimentales son compatibles con la hipótesis de que las partículas no derivan significativamente de las superficies de flujo magnético, ya que la separación, entre el máximo del flujo de partículas perdido por el plasma y la separatriz magnética, se encuentra de acuerdo con el efecto asociado con la difusión en la región privada de flujo del divertor. Además, dado que estas descargas son de baja densidad e intenso calentamiento adicional, la temperatura correspondiente es relativamente alta ($T_e(a) \simeq 60 - 80 \text{ eV}$), por lo que la colisionalidad es baja ($\bar{L}_{in \rightarrow out} / \lambda_{ee,t} \simeq 6$), y por tanto las condiciones son favorables para la aparición de derivas de las superficies de flujo. Por tanto, podemos concluir que si en estas circunstancias, se encuentra experimentalmente que las derivas no son importantes, es improbable que existan derivas apreciables en descargas de mayor densidad.

5.1.4 Relación entre el Plasma en el Divertor y en la SOL principal

Si se dispone de medidas de los parámetros del plasma en la scrape-off layer y en las placas del divertor, se pueden utilizar los resultados de los códigos de equilibrio MHD para relacionar dichos parámetros. El objetivo es comparar las medidas de los parámetros del plasma en la misma línea de campo, en dos puntos espacialmente separados, y de ello determinar los gradientes de estos parámetros, a lo largo de las distintas líneas de campo magnético. Para que esta comparación tenga sentido es necesario suponer que las partículas siguen aproximadamente las superficies de flujo magnético, esto es, las partículas no derivan apreciablemente de dichas superficies. Como hemos visto en el apartado anterior, de la evidencia experimental en JET, podemos decir que los iones no derivan apreciablemente de las superficies calculadas con los códigos de equilibrio magnético y, por tanto, la aproximación anterior se encuentra justificada experimentalmente.

El problema principal que encontramos en este proceso es el de los errores que se pueden cometer al utilizar los resultados de los códigos de equilibrio MHD. El error estimado de estos cálculos es de aproximadamente de 1 cm en el plano medio del tokamak. Esto es, el error que se acumula al seguir una línea de campo desde la placa divertora hasta el plano medio puede ser de hasta un centímetro de distancia, entre la línea calculada y la real. Por ello, no presentamos los resultados obtenidos al relacionar los parámetros del plasma en descargas con régimen de confinamiento en modo H, ya que las longitudes de caída de los parámetros físicos del plasma son tan pequeñas ($\simeq 0.5 \text{ cm}$), que los posibles errores en la determinación de la configuración magnética hacen muy difícil relacionar los parámetros del plasma, en distintas localizaciones espaciales.

Utilizando los valores de las características del plasma en la SOL principal, es decir alejada del punto X, se pueden estimar los valores de las características del plasma en la placa divertora. Para ello, se deben utilizar códigos de fluidos que resuelven las ecuaciones para las distintas especies presentes en el plasma (iones de hidrógeno, impurezas y electrones), junto con cálculos de Monte-Carlo para determinar las fuentes de partículas, a partir del transporte de átomos neutros en el tokamak. Investigaciones en este sentido se encuentran en desarrollo, habiéndose comenzado estudios detallados en los últimos años [5.6][5.14]. Actualmente, existen muchas cuestiones abiertas, tanto sobre los métodos teóricos para atacar este problema como sobre su implementación práctica. Por ello, no carece de sentido aplicar las ecuaciones más simples de que disponemos a los datos experimentales, y observar las diferencias entre los resultados de los cálculos y las medidas.

El modelo más simple que se puede tomar para el plasma en la scrape-off layer, consiste en suponer la temperatura iónica igual a la electrónica, y que no existen intensas fuentes o sumideros de momento lineal en la scrape-off layer. Bajo estas aproximaciones, es posible obtener relaciones simples entre los parámetros medidos en la placa del divertor (que denotaremos con DIV), con aquellos medidos en la zona alejada del divertor o SOL principal (que denotaremos con SOL). Así, el balance de presiones entre ambas zonas vendrá dado por

$$n_{SOL} T_{SOL} = 2 n_{DIV} T_{DIV} . \quad (5.48)$$

La ecuación de conservación de la energía (Eq.2.14), se puede resolver suponiendo que el mecanismo predominante en el transporte de energía, según la línea de campo, es la conducción de calor por los electrones. Esto es, se desprecian las pérdidas convectivas y se utilizan las condiciones de contorno del sheath para calcular la temperatura electrónica en la placa divertora. Obviamente, en el plasma real el transporte de calor por convección, a lo largo de la línea de campo, es un mecanismo que existe y, de este modo, la diferencia de temperatura que calculamos representa la diferencia máxima posible entre la SOL principal y la placa del divertor. Así, utilizando la expresión de la conductividad térmica electrónica clásica (también denominada de Spitzer) [5.15], se escribe la ecuación de conservación de la energía como

$$\frac{d}{dL_{\parallel}} q_{\parallel, e} = \frac{d}{dL_{\parallel}} \left(-\kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dL_{\parallel}} \right) = Y , \quad (5.49)$$

donde Y son las fuentes y sumideros de energía, cuya diferencia tomaremos como aproximadamente constante, L_{\parallel} es la longitud de conexión según la línea de campo y κ_0 viene dado por

$$\kappa_0 = 3.16 \frac{3}{4\sqrt{2\pi m_e}} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{1}{\ln \Lambda} , \quad (5.50)$$

según la expresión de Braginskii para un plasma puro de hidrógeno.

Utilizando las condiciones de contorno que el sheath impone al plasma en contacto con él, es decir,

$$q_{\parallel e}^{DIV}(L) = n_{DIV} c_s^{DIV} \gamma T_{DIV} , \quad (5.51)$$

se puede calcular la relación entre la temperatura del plasma en la placa del divertor y en la SOL principal. Esta relación es

$$T_{SOL} = T_{DIV} \left(1 + \frac{\gamma}{4\kappa_0} \frac{n_{DIV} c_s^{DIV} \gamma L_{w \rightarrow t}}{T_{DIV}^{5/2}} \right)^{2/7} , \quad (5.52)$$

donde $L_{w \rightarrow t}$ es la longitud de conexión entre la placa del divertor y el punto de simetría en la SOL principal. Teniendo en cuenta la ecuación de balance de presiones (Eq.5.48) y la del camino libre medio entre colisiones Coulombianas (Eq.2.16), la ecuación anterior se puede reescribir, de modo que los parámetros del plasma en la placa divertora se pueden calcular a partir de aquellos del plasma en la SOL

$$T_{DIV} = T_{SOL} \left(1 - \frac{21}{8\sqrt{\pi}} \frac{1}{3.16} \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{m_i}} \frac{\gamma L_{w \rightarrow t}}{\lambda_{ee}^{SOL}} \left(\frac{T_{DIV}}{T_{SOL}} \right)^{1/2} \right)^{2/7} . \quad (5.53)$$

Una vez calculada la temperatura del plasma en la placa del divertor, se puede calcular la densidad del plasma correspondiente, mediante la ecuación del balance de presiones (Eq.5.48).

Esta ecuación se puede aplicar a las medidas experimentales de los parámetros del plasma en la SOL, considerando una longitud de conexión promedio, para las líneas de campo que unen las dos zonas en que se efectúan las medidas. Cuando se consideran medidas realizadas utilizando la placa de carbono como placa divertora, aparecen inconsistencias entre las medidas efectuadas con la sonda de Langmuir móvil y las realizadas sobre la placa divertora. Estas inconsistencias están relacionadas con la posición del segundo punto X, que todas las descargas con divertor tienen en JET, y hasta el momento no han sido comprendidas [5.16]. Por ello, se han analizado las medidas realizadas utilizando las placas de Berilio como placa divertora. En este caso, observamos que la sonda móvil determina las características del plasma cerca del punto de simetría de la descarga (respecto al punto X), con lo que la longitud de

conexión entre esta zona y la placa del divertor es bastante larga ($\approx 35\text{ m}$) en estas descargas (ver Fig.5.1). Los resultados del cálculo de las condiciones del plasma sobre la placa del divertor utilizando la Eq.5.53, para dos descargas con bajo calentamiento adicional en modo L, una de densidad alta y otra de densidad media, se muestran en la Fig.5.16. En esta figura, se muestran tanto los perfiles calculados con varios valores de la conductividad térmica electrónica, con lo cual se tiene en cuenta de forma simplificada la presencia de convección en la descarga real, como las medidas experimentales sobre la placa del divertor. Los perfiles de las distintas magnitudes físicas se representan respecto a la diferencia en flujo magnético poloidal, tomando como origen la separatriz, según los resultados del código de equilibrio MHD EFIT (para estas descargas se tiene una relación de aproximadamente 0.144 Wb por centímetro de separación de la separatriz, en el plano medio externo del JET).

Se observa que en el caso de alta densidad aparecen fuertes gradientes entre la temperatura del plasma en la SOL y el divertor. La magnitud de estos gradientes es incierta, debido al error de los cálculos de equilibrio magnético ($\approx \pm 0.144\text{ Wb}$ para estas descargas), pero dichos gradientes existen incluso cuando dicho error es considerado. Además, estos valores para la temperatura del plasma son compatibles con los calculados con la Eq.5.53, siempre que se aumente el valor de la constante de la conductividad térmica, para tener en cuenta de forma aproximada la existencia de la convección. La situación en la descarga de baja densidad es mucho menos satisfactoria ya que, de hecho, se observan gradientes de temperatura y densidad invertidos, respecto a los que nos proporcionan los modelos simples de transporte. Se debe tener en cuenta, al considerar esta diferencia con la descarga de alta densidad, que estos perfiles son apreciablemente más estrechos que los de la descarga de alta densidad y, por ello, se ven más afectados por las incertidumbres en los resultados de los códigos magnéticos. Además, por ser la temperatura del plasma más alta y la conductividad térmica electrónica depender no linealmente de ella ($\propto T_e^{5/2}$), los gradientes que se deben encontrar según los modelos simples son pequeños, lo cual dificulta su medida.

Este problema, cuando la temperatura del plasma en la placa del divertor es relativamente elevada, se había encontrado previamente [5.6] y no se tiene para el una explicación satisfactoria. Esto es, los resultados experimentales discutidos no son los únicos que muestran este comportamiento, sino que existen varias descargas de este tipo en las que este hecho se ha corroborado.

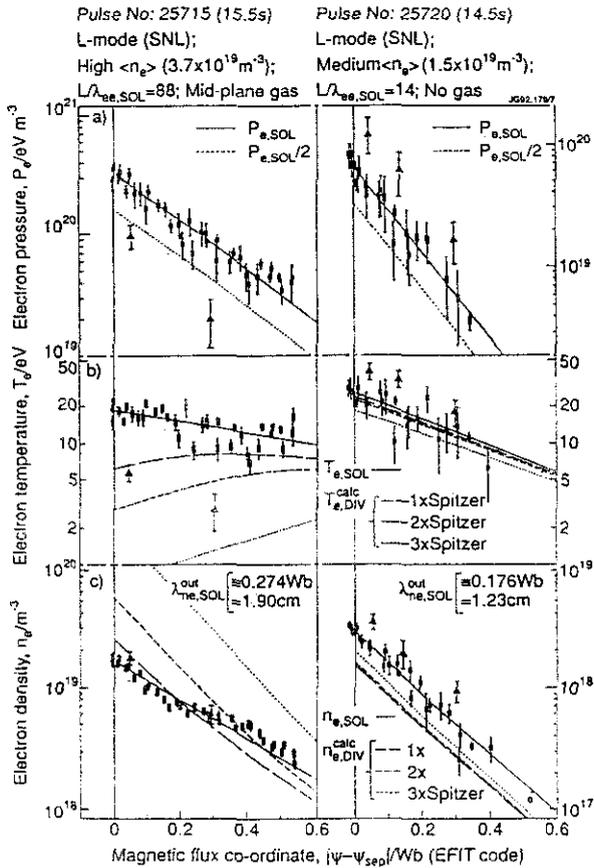


Fig.5.16. Comparación de las medidas de los parámetros del plasma en la SOL (\square) y en el divertor (DIV \blacktriangle), para dos descargas de distinta densidad del JET, representadas respecto al flujo magnético poloidal. a) Presión electrónica, b) Temperatura electrónica, c) Densidad electrónica. Varios perfiles, calculados con las Eq.5.48 y Eq.5.53, de los parámetros del plasma en el divertor se muestran para comparación.

Sobre esta diferencia, se pueden realizar las siguientes consideraciones en cuanto a la razón de su origen:

- Errores en los resultados de los códigos de equilibrio MHD.

Obviamente, la existencia de estos errores dificulta la medida de gradientes según la línea de campo, especialmente en el caso en que dichos gradientes no sean muy pronunciados. Sin embargo, es de esperar que los errores de los códigos MHD sean aleatorios y no dependan de la temperatura electrónica en el borde del plasma. Por tanto, dado que la observación que se muestra en la Fig.5.16 es de carácter general, es muy dudoso que esta sea la razón del desacuerdo.

- Perturbación del plasma de la SOL por la sonda móvil.

El introducir una sonda en el plasma puede causar un enfriamiento local de este, debido a los átomos de hidrógeno e impurezas que genera la introducción de esta sonda en la SOL. Sin embargo, esta reducción de la temperatura no debería afectar en gran medida a la presión del plasma (una vez corregida la aceleración a Mach uno que la sonda causa), por lo que el balance de presiones entre las medidas del plasma en la SOL y la placa divertora debería mantener el factor 2 de diferencia. Dado que esta no es la situación que se observa, tampoco es probable que la perturbación del plasma por la sonda sea la razón del desacuerdo en las medidas experimentales.

- Inadecuación del modelo de fluidos para la descripción del plasma de la scrape-off layer en descargas de baja densidad.

Esta inadecuación se debe a la relación entre el camino libre medio, entre colisiones Coulombianas de las partículas en la SOL, y la distancia que estas recorren. En las descargas anteriores se tienen los siguientes valores, para esta relación

$$\bar{L}_{in \rightarrow out} / \lambda_{ee, SOL} \approx 175 \quad (\text{shot 25715}) \quad , \quad \bar{L}_{in \rightarrow out} / \lambda_{ee, SOL} \approx 28 \quad (\text{shot 25712})$$

Por tanto, es claro que la colisionalidad de la descarga de alta densidad es mucho mayor que la de baja densidad. Sin embargo, si se considerase que los efectos no-colisionales en el transporte de calor son importantes en estas condiciones, la modificación que producirían en los valores de la temperatura del plasma sería, de hecho, de sentido contrario a la observada. Es decir, dado que el flujo de calor que llega a la placa divertora es determinado con las medidas de las sondas en dicha placa, si los efectos no-colisionales son importantes, ello implicaría que el flujo de calor según la línea de campo es menor que el deducido utilizando el valor de Spitzer para la conductividad térmica. Por ello, sería necesario un mayor gradiente de temperaturas que el que hemos calculado para obtener el flujo de calor medido en la placa del divertor. Así, si los efectos no-colisionales son considerados, la diferencia entre modelo y experimento aumenta aún más.

- Errores básicos en las hipótesis utilizadas.

Dentro de las hipótesis básicas que pueden dar lugar a una mayor desviación en las medidas, respecto a las previsiones de los modelos simples, se encuentran la diferencia entre temperatura iónica y electrónica y las fuentes y sumideros de momento. La diferencia entre temperatura iónica y electrónica no es muy importante en estas descargas, según indican los resultados del balance de energía para descargas similares. Desafortunadamente, en estas descargas no se puede llevar a cabo un balance de energía riguroso con las medidas experimentales. Esto se debe a que no se dispone de medidas para la zona interna de la placa del divertor y, además, la placa divertora inferior se encuentra fuera del campo de visión del bolómetro, con lo que las pérdidas radiativas son muy inciertas. Sin embargo, en descargas similares realizadas sobre la placa de carbono, la potencia que se deposita sobre dicha placa, según las medidas de las sondas de Langmuir (suponiendo $T_e = T_i$), es aproximadamente un 50 % de la determinada con las características globales del plasma, lo cual se considera como un acuerdo satisfactorio dentro de los errores experimentales. La otra posibilidad para explicar estas observaciones se asocia con la existencia de intensas fuentes o sumideros de momento en determinadas circunstancias experimentales. En este caso, se debe tener una fuente/sumidero de momento en la scrape-off layer en descargas de baja densidad que no esté presente en las de alta densidad. El origen de esta fuente, en principio, debe estar asociado con el intercambio de carga entre los iones y los átomos de hidrógeno neutro. Sin embargo, no está clara su dependencia con la densidad del plasma puesto que, en principio, las condiciones de baja densidad facilitan la pérdida de los átomos neutros producidos por el intercambio de carga, hacia las paredes del dispositivo, constituyendo no una fuente sino un sumidero de momento. De acuerdo con ello, la presión en la placa del divertor debería ser aún menor que la que estimamos con los modelos simples. De este modo, una consideración simple de las fuentes/sumideros de momento, aumenta aún más la diferencia entre los resultados del modelo y el experimento.

Por tanto, se concluye que no se dispone de una explicación razonable del comportamiento de los parámetros del plasma medidos en la SOL y en el divertor, para descargas de densidad media/baja. Sin embargo, las descargas de densidad alta presentan un comportamiento compatible con los resultados que se obtienen de los modelos simples de fluidos. Más investigación es necesaria para la clarificación de este punto, lo cual conlleva la simulación del plasma de la scrape-off layer por medio de códigos bidimensionales de fluidos.

5.2 Características del Plasma del Divertor en JET

Durante la campaña experimental 1991/92 del JET, se han llevado a cabo experimentos dedicados al estudio de la respuesta del plasma de la scrape-off layer y del divertor, a la variación de los parámetros de la descarga como, por ejemplo, el campo toroidal, la densidad media, la potencia inyectada, etc. Los resultados de las medidas realizadas con la sonda de Langmuir móvil se han presentado en [5.16]. Así, en lo que sigue, nos centraremos en el estudio de las distintas leyes de escala de los parámetros del plasma, obtenidas a partir de las medidas con las sondas de Langmuir sobre las placas del divertor, analizadas con la técnica descrita en la sección anterior. En particular, nos centraremos en la comparación de las longitudes de caída del flujo de partículas en el divertor, deducidas a partir de las sondas de Langmuir y de los máximos de los inlfujos de partículas obtenidos de las medidas espectroscópicas. La posibilidad de determinar las longitudes de caída con estos dos sistemas de diagnóstico independientes es muy ventajosa y añade fiabilidad a los resultados obtenidos para las leyes de escala. Previamente estas leyes de escala eran determinadas sólo mediante las medidas con la sonda de Langmuir móvil.

5.2.1 Leyes de Escala del Plasma del Divertor en JET

5.2.1.1 Descargas Óhmicas

A partir de las descargas óhmicas analizadas se ha podido estudiar la respuesta del plasma, en la zona externa e interna del divertor, respecto a la variación de la densidad promedio del plasma central. Los detalles de esta dependencia son muy importantes, puesto que de su estudio detallado con códigos de fluidos, se debe obtener una estimación de la fiabilidad de estos modelos en la descripción del plasma del borde. En particular se debe evaluar la posibilidad de establecer un divertor de alto reciclado, en el que las impurezas sean ionizadas y retenidas sin que penetren al plasma principal.

En primer lugar consideramos las longitudes de caída de los flujos de partículas, en la zona interna y externa del divertor, obtenidas a partir de las medidas de las sondas de Langmuir, ajustadas con el método descrito en la sección anterior, y de los máximos de los inlfujos de la emisión Lyman α que también se ha descrito. Los resultados de este análisis se muestran en la Fig.5.17.

Se observa que las longitudes de caída de los flujos de partículas sobre la placa del divertor son bastante insensibles al aumento de la densidad del plasma central, en este rango de densidad. Este resultado, obtenido con las medidas de las sondas de Langmuir, se ve corroborado con las medidas de la emisión Lyman α , lo que refuerza su validez. En descargas óhmicas, al aumentar la densidad

promedio del plasma central por encima del valor máximo aquí considerado, ocurren procesos en el divertor (en particular en la zona interna, debido a la baja temperatura del plasma que aquí se forma), que pueden dar lugar a una situación de inestabilidad térmica del plasma en el divertor, de tipo de límite de densidad, conocida como MARFE [5.13][5.17]. Esta situación no se contempla en nuestra ley de escala, puesto que en ella los perfiles de densidad y sobre todo los de temperatura, sufren fuertes desviaciones respecto a los correspondientes a la situación simple que nuestro modelo considera. Así, aparecen perfiles de temperatura invertidos (con valor decreciente según nos acercamos a la separatriz), debido a la fuerte ionización en el divertor, que no se encuentra adecuadamente descrita en nuestro modelo. Sin embargo, para descargas con calentamiento adicional, que permite acceder a densidades promedio del plasma central más altas, se observa un ensanchamiento de los perfiles de los parámetros del plasma para densidades mayores que $3.0 \cdot 10^{19} m^{-3}$ (ver por ejemplo Fig.5.16). Por tanto, la independencia de las longitudes de caída de los parámetros del plasma en las placas del divertor para descargas óhmicas, es únicamente válida para el rango de densidad considerado. Este comportamiento se encuentra también en descargas con limitador, para densidades no muy próximas al límite de densidad como se refleja, por ejemplo, en la Fig.4.3. Sin embargo, el comportamiento según aumenta la densidad es distinto para descargas con limitador y con divertor. Así, en las descargas con limitador los perfiles se hacen más estrechos mientras que en las descargas con divertor se hacen más anchos, al aproximarnos a densidades altas.

También, es importante destacar que los perfiles de los parámetros del plasma para descargas con divertor son más anchos en la zona interna que en la externa, incluso cuando la corrección asociada con el distinto espaciado de las superficies de flujo, en las zonas interna y externa, se ha tenido en cuenta. Esto es, si ambas longitudes de caída fueran iguales en flujo magnético, la relación entre las longitudes de caída radiales, en ambos planos medios, sería

$$\frac{\lambda_{\Gamma, DIV}^{in}}{\lambda_{\Gamma, DIV}^{out}} \approx 1.6 \quad , \quad (5.54)$$

sin embargo, experimentalmente se encuentra

$$\frac{\lambda_{\Gamma, DIV}^{in}}{\lambda_{\Gamma, DIV}^{out}} \approx 3 - 5 \quad , \quad (5.55)$$

por lo que la zona interna de la scrape-off layer es intrínsecamente más ancha que la zona externa. Esta es, por ejemplo, una característica que debería ser obtenida naturalmente de los resultados de los modelos bidimensionales del plasma del borde, si es que éstos son adecuados para describir dicho plasma.

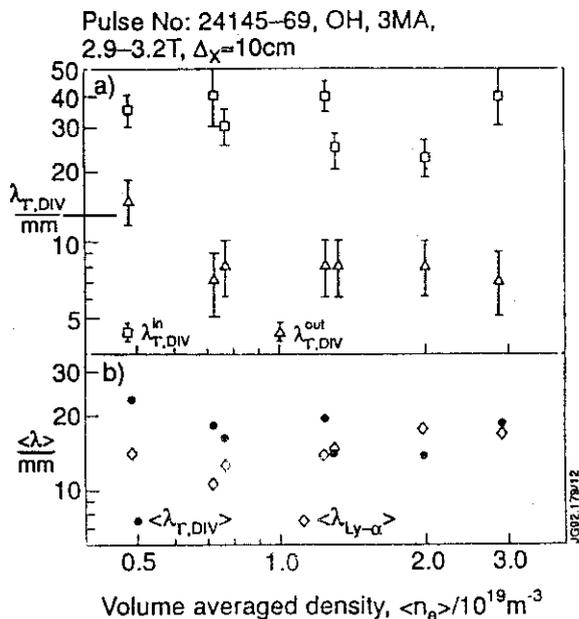


Fig.5.17. Longitudes de caída de los perfiles del flujo de partículas respecto a la densidad promedio del plasma, para descargas óhmicas del JET ($I = 3 \text{ MA}$, $B_\phi = 2.9 - 3.2 \text{ T}$, distancia entre punto X y placa divertora, $\Delta_x \approx 10 \text{ cm}$). $\lambda_{T, \text{DIV}}^{\text{in}}$ y $\lambda_{T, \text{DIV}}^{\text{out}}$ son las longitudes obtenidas a partir de las medidas con sondas de Langmuir, para la zona interna y externa de la placa divertora. El valor promedio de las medidas con las sondas de Langmuir se calcula con la Eq.5.23 y su comparación con el obtenido de la emisión en Lyman α se muestra en la parte b) de la figura.

Es también interesante estudiar como varían los valores de los parámetros del plasma extrapolados a la separatriz, con la densidad promedio del plasma central. En la Fig.5.18 se muestran los valores de la densidad y temperatura del plasma en la separatriz, calculados utilizando la aproximación de no difusión en la región privada de flujo del divertor. Se observa que la densidad y temperatura en la zona interna del divertor dependen más fuertemente de la densidad promedio del plasma, que sus valores correspondientes en la zona externa. De hecho, se observa que, según la densidad media del plasma central es incrementada, la densidad en la zona interna aumenta rápidamente hasta alcanzar valores de aproximadamente 10^{19} m^{-3} (y la temperatura de $\approx 10 \text{ eV}$), cuando la densidad promedio del plasma central es $\langle n_e \rangle \approx 1.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, manteniéndose aproximadamente constante según la densidad media del plasma

aumenta hasta $\langle n_e \rangle \approx 3.0 \cdot 10^{19} m^{-3}$. La zona externa tiene un comportamiento más regular, así la densidad y temperatura en la separatriz varían, aproximadamente, como

$$n_{DIV}^{out} \propto \langle n_e \rangle^{1.5}, \quad (5.56)$$

$$T_{DIV}^{out} \propto \langle n_e \rangle^{-1.2}, \quad (5.57)$$

siendo esta ley de escala, entre la densidad en el divertor y la densidad promedio, similar a la encontrada en descargas con limitador [5.18]; si bien los valores de la densidad en la SOL para la misma densidad promedio del plasma central son mayores para descargas con divertor.

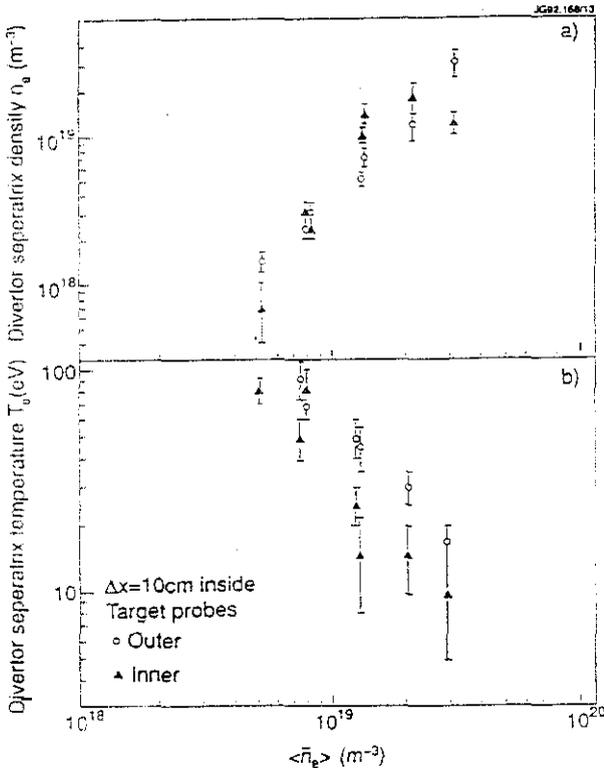


Fig.5.18. Densidad y temperatura del plasma en la separatriz de las descargas óhmicas consideradas, respecto a la densidad media del plasma central, para las zonas externa e interna del divertor.

En general, se puede decir que el plasma en la zona interna del divertor tiende a encontrarse más frío y denso que el de la zona externa y, además, la saturación en la densidad del plasma del divertor aparece cuando la temperatura electrónica alcanza valores próximos a 10 eV. Este fenómeno de la saturación de la densidad del plasma del divertor ha sido observado también en otros tokamaks [5.19]. Se cree que está asociado al hecho de que a tan bajas temperaturas el plasma del divertor pierde su capacidad de ionización, al ser la energía media de los electrones menor que el potencial de ionización del hidrógeno. Así, el plasma en el divertor se vuelve transparente a los átomos de hidrógeno neutro explicándose de este modo el descenso en la densidad del plasma en el divertor según aumenta la densidad promedio del plasma central.

Otra cuestión importante es determinar si las dos zonas del divertor se encuentran en equilibrio de presiones, ya que si esto no es así se tendría que en ambas zonas de la scrape-off layer existirían distintas fuentes/sumideros de momento. Los resultados para la presión del plasma en la separatriz en ambas zonas del divertor se muestran en la Fig.5.19, para las descargas óhmicas consideradas. Se obtiene que, en el rango de densidades promedio estudiado, se satisface el balance de presiones dentro de los errores experimentales, excepto quizá para las densidades más bajas y más altas respectivamente. Ello no quiere decir que no puedan existir intensas fuentes/sumideros de momento en la SOL, sino que estas fuentes/sumideros son similares para ambas zonas de la scrape-off layer, por lo que no hay contradicción con las medidas descritas en el apartado anterior.

5.2.1.2 Descargas con Calentamiento Adicional

Dentro de las descargas con calentamiento adicional, hemos seleccionado una serie en la que este calentamiento venía proporcionado por la inyección de átomos neutros energéticos. En las descargas con calentamiento adicional, se deben diferenciar claramente sus distintos tipos de confinamiento, modo L y modo H. Si la descarga presenta una fase suficientemente larga en modo L, se pueden llegar a alcanzar condiciones estacionarias en el plasma. Así, tiene sentido estudiar la ley de escala de los parámetros del plasma de la scrape-off layer respecto a los del plasma central, puesto que, al encontrarnos en un estado estacionario, esta relación vendrá determinada por los procesos físicos que regulan el transporte de calor y partículas en el tokamak. Sin embargo, las descargas en modo H que no presentan ELMs (Edge Localized Modes), son intrínsecamente transitorias, debido al fuerte aumento de la temperatura y sobre todo de la densidad del plasma central que se observa en la descarga, durante la duración de este modo de confinamiento. Por ello, en estas descargas no tiene sentido establecer leyes de escala de los parámetros del plasma en la separatriz respecto a los del plasma central, pues mientras que el plasma de la SOL

mantiene unas condiciones aproximadamente constantes durante la fase de modo H, los parámetros del plasma principal sufren fuertes variaciones.

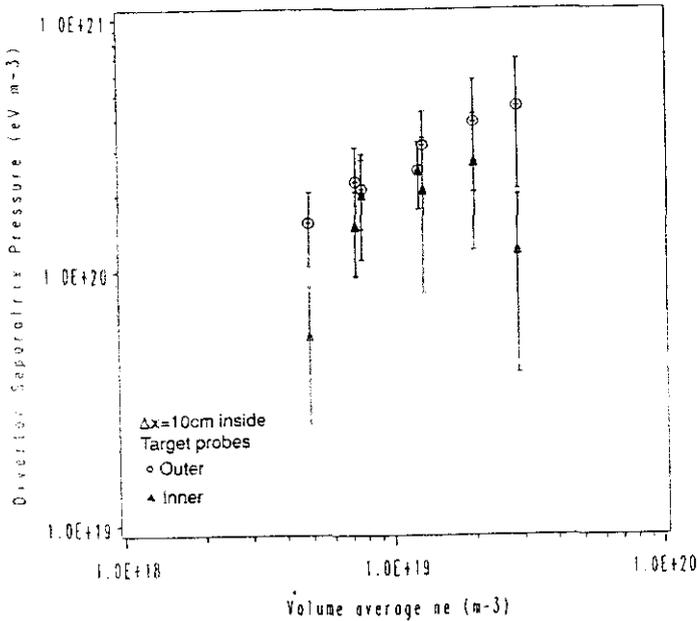


Fig.5.19. Presión del plasma en la separatriz para las zonas externa e interna del divertor en las descargas óhmicas consideradas, respecto a la densidad promedio del plasma central.

Como ejemplo de lo anterior, se muestra en la Fig.5.20 la evolución de la densidad promedio del plasma durante las fases en modo L y modo H de una descarga del JET con calentamiento adicional, junto con la potencia inyectada mediante haces de neutros energéticos. Así, durante la fase en modo L la densidad del plasma se mantiene aproximadamente constante. Tan pronto como ocurre la transición al modo H de confinamiento, la densidad del plasma central empieza a aumentar su valor rápidamente, debido a la mejora que conlleva el modo H en el confinamiento de las partículas en el tokamak. De este modo, durante el tiempo que dura el calentamiento adicional (y el plasma está en modo H), la densidad promedio del plasma central cambia de $\langle n_e \rangle \approx 3.5 \cdot 10^{19} m^{-3}$ a $\langle n_e \rangle \approx 6.0 \cdot 10^{19} m^{-3}$, en un intervalo de tiempo menor de un segundo. Durante este intervalo, los parámetros del plasma en la SOL se mantienen aproximadamente constantes.

Por las razones anteriores y dado que para descargas en modo L no se dispone de una variación sistemática de la densidad, en descargas con la placa divertora de carbono, vamos a presentar las leyes de escala que se obtienen para las longitudes de caída de los flujos de partículas en el divertor, respecto a parámetros globales del plasma, que se mantienen constantes tanto durante la fase L como H de la descarga. Estos parámetros son, por ejemplo, la potencia total inyectada en el plasma, el campo magnético toroidal, la distancia entre el punto X y la placa divertora, etc.

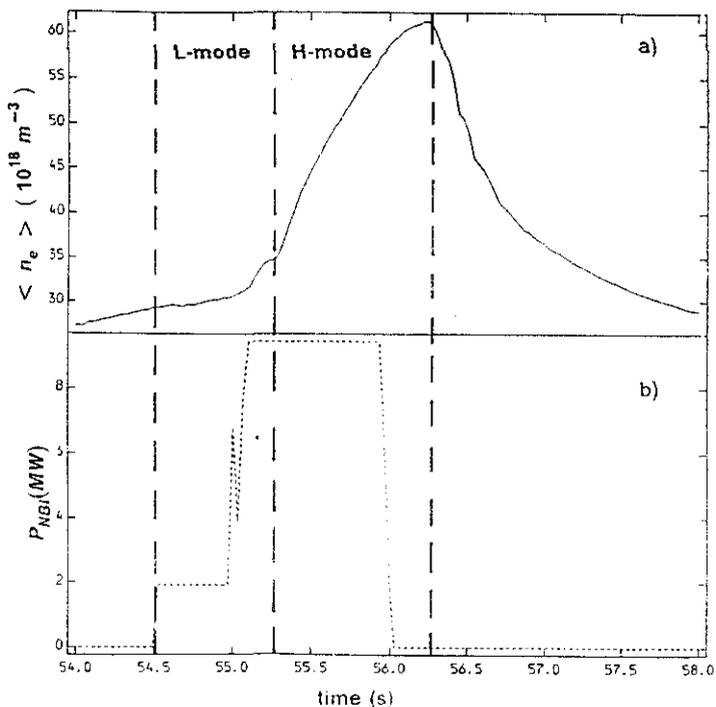


Fig.5.20. a) Evolución temporal de la densidad promedio del plasma en una descarga con divertor y con calentamiento adicional del JET. b) Calentamiento adicional para la misma descarga. Los distintos modos de confinamiento en la descarga se indican en la evolución temporal.

Respecto a la relación de las longitudes de caída de los flujos con la potencia inyectada en el plasma, no se observa una fuerte dependencia con ella, tanto para descargas en modo L como en modo H, lo cual es similar a los resultados obtenidos en descargas con limitador en JET [5.20]. En la Fig 5.21 se presentan

los resultados de las longitudes de caída media de los flujos, deducidas de las medidas con las sondas de Langmuir y Lyman α , para descargas en modo L y modo H del JET.

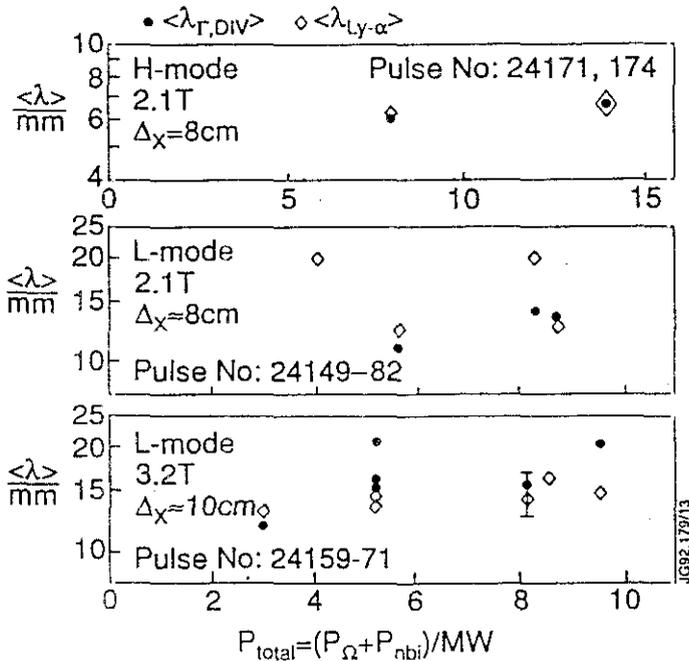


Fig.5.21. Longitud de caída media de los flujos de partículas para descargas con divertor poloidal del JET, deducidas de las medidas con las sondas de Langmuir y de la emisión Lyman α , respecto a la potencia total depositada en el plasma.

Un resultado similar es el obtenido respecto a la dependencia de las longitudes de caída con la distancia entre el punto X y la placa del divertor. Para esta ley de escala solamente se dispone de datos de descargas en modo H, y no se observa para ellas una fuerte dependencia con la distancia entre el punto X y la placa del divertor. Esto simplemente revela que las longitudes de caída son las mismas si se miden en flujo magnético, independientemente de la posición del punto X. Así, la deformación de los perfiles, medidos sobre la placa del divertor, simplemente se debe a la fuerte expansión del flujo magnético en los alrededores del punto X. Estos resultados se muestran en la Fig.5.22 para dos campos toroidales distintos. En esta figura, las distancias negativas entre el punto X y la

placa del divertor corresponden a descargas en que el punto X se encuentra detrás de la placa del divertor, es decir, el plasma principal se encuentra en contacto directo con la placa del divertor. La diferente magnitud de las longitudes de caída para los distintos campos toroidales se considera en detalle más adelante.

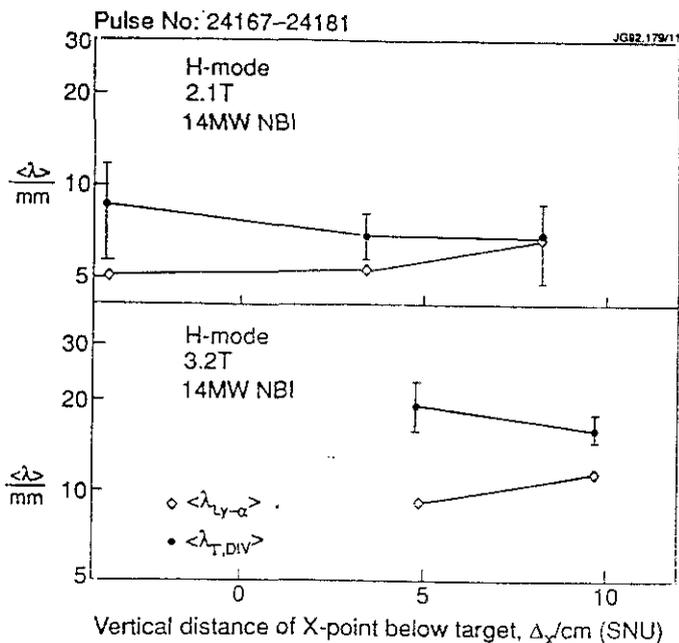


Fig.5.22. Dependencia de la longitud de caída media de los flujos de partículas sobre la placa del divertor, respecto a la distancia entre el punto X y la placa divertora para descargas en modo H.

La ley de escala más importante que se ha encontrado en estos estudios, es la dependencia de las longitudes de caída de los flujos de partículas con el campo toroidal para descargas con divertor, especialmente para descargas en modo H de confinamiento. Del análisis de estas descargas (todas con una corriente del plasma de $I = 3$ MA) se concluye que la longitud de caída de los parámetros en las placas del divertor aumenta con el campo toroidal de la descarga. Dicho aumento es moderado en descargas óhmicas y en modo L de confinamiento, mientras que para descargas en modo H la dependencia con el campo toroidal

es muy fuerte. Para este régimen de confinamiento, la longitud de caída escala entre lineal y cuadráticamente con el campo toroidal. Este resultado es obtenido no sólo con las medidas de las sondas de Langmuir sino también con las de emisión Lyman α para las mismas descargas. Esta observación se ve refrendada en otra serie de descargas en las que sólo se dispone de medidas de la emisión D_α (el gas utilizado en estas descargas es deuterio), que presenta un comportamiento similar al encontrado previamente. En la Fig.5.23 se muestran los resultados experimentales, obtenidos en las descargas utilizadas en el estudio de la ley de escala con el campo toroidal, así como una tabla con los datos de dichas descargas.

Pulse	$\frac{P_{nbi}}{MW}$	Mode	Δz cm	Gas	Pulse Numbers
A	4	L	9	H	24153/75
B	0	Ω	8	D	24736/56
C	14	H	9	H	24167/74
D	6	H	7.5	D	24736/56
E	14	H	4	H	24176/81

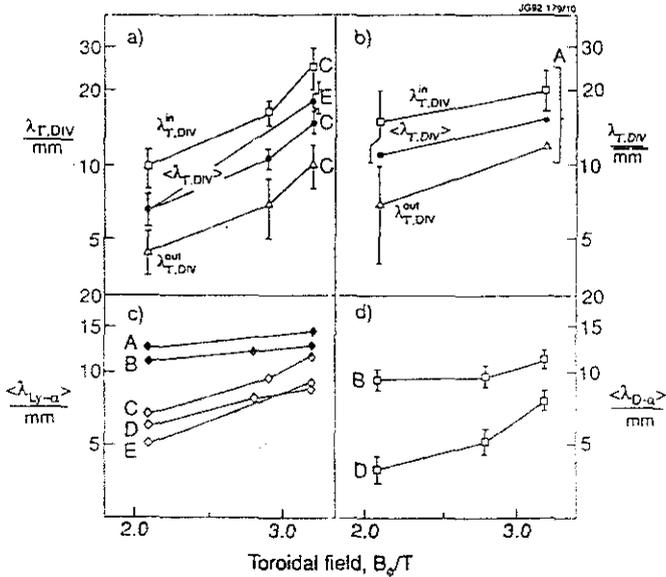


Fig.5.23. Dependencia de la longitud de caída media de los flujos de partículas sobre la placa del divertor, respecto al campo toroidal, en descargas con divertor del JET ($I = 3$ MA). $\lambda_{T, DIV}$ denota los resultados obtenidos a partir de las medidas con sondas de Langmuir, $\lambda_{Ly-\alpha}$ denota los resultados obtenidos a partir de las medidas de los máximos de la emisión Lyman α , $\lambda_{D-\alpha}$ denota los resultados obtenidos a partir de las medidas de los máximos de la emisión D_α .

A partir de las medidas anteriores se pueden determinar las siguientes leyes de escala para las longitudes de caída de los flujos en las placas del divertor :

$$\langle \lambda \rangle \propto B_{\phi}^{0.3-0.5} \quad (\text{ohmico}) , \quad (5.58.a)$$

$$\langle \lambda \rangle \propto B_{\phi}^{0.4-0.9} \quad (\text{modo L}) , \quad (5.58.b)$$

$$\langle \lambda \rangle \propto B_{\phi}^{0.9-2.2} \quad (\text{modo H}) . \quad (5.58.c)$$

Una dependencia similar a esta obtenida en descargas con divertor, fue por primera vez determinada para descargas óhmicas con limitadores de Berilio en JET [5.18]. En concreto, se obtuvo para la longitud de caída de la potencia sobre los limitadores

$$\langle \lambda_p \rangle \propto q^{1.0} , \quad (5.59)$$

donde q es el factor de seguridad (Eq.1.13), que aumenta linealmente con el campo toroidal. Dependencias similares se han obtenido también en otros tokamaks, recientemente [5.21].

Por tanto, de esta ley de escala para descargas en modo H, se puede concluir que existe un régimen favorable para realizar experimentos en un tokamak. Este es el régimen que se obtiene en las descargas en modo H de alto campo toroidal, ya que estas descargas presentan un buen régimen de confinamiento y, simultáneamente, unos perfiles de deposición de flujos partículas y energía relativamente anchos. Ello conlleva que la potencia se deposita sobre una zona amplia de las placas divertoras, lo cual es beneficioso a la hora de controlar el calentamiento excesivo de dichas placas, que puede dar lugar a inlfujos masivos de impurezas que destruyen el régimen de buen confinamiento [5.22]. Este mismo efecto de ensanchamiento de los perfiles se ha obtenido en JET, mediante la inyección intensa de gas durante la fase de confinamiento en modo H [5.16], si bien este método tiene la desventaja de favorecer el aumento de la densidad del plasma que, como hemos visto, es un aspecto intrínseco al modo H y que lo pueden llevar a su desaparición por colapso radiativo, resultante de una densidad del plasma demasiado alta.

Sin embargo, esta dependencia de las longitudes de caída está en desacuerdo con las propiedades de transporte del plasma principal, si suponemos válida la relación simple entre λ y el coeficiente de difusión de partículas D_{\perp} , dada por la Eq.2.27. De acuerdo a los resultados para las descargas en modo H del JET [5.23], se encuentra que el tiempo de confinamiento depende del campo toroidal como $\propto B_{\phi}^2$, lo que equivale a que los coeficientes de transporte disminuyen con el campo toroidal. Pero si utilizamos el modelo simple para el coeficiente de difusión, dado por la Eq.2.27, y las longitudes de caída medidas

$$D_{\perp}^H \propto B_{\phi}^{1-3} , \quad (5.60)$$

que está en contradicción con lo obtenido de las leyes de escala del plasma principal. Así, se concluye que la simple relación entre el transporte paralelo y perpendicular, que la Eq.2.27 refleja, no es suficiente para explicar los procesos que ocurren en la realidad, en la que la mejora del confinamiento con el campo toroidal aparece, simultáneamente, con el aumento de longitudes de caída de los perfiles de los parámetros del plasma en la scrape-off layer.

Este hecho refleja la necesidad de llevar a cabo simulaciones realistas del plasma en la scrape-off layer de tokamaks con divertor poloidal, pues si bien los modelos simples son suficientes para la interpretación de ciertas características de las medidas experimentales, existen otras que no son tenidas en cuenta en ellos y aparecen en el experimento.

5.2.2 Balance de Energía

Debido al hecho de que no se dispone de medidas experimentales simultáneas, con sondas de Langmuir y de inlfujos de hidrógeno determinados espectroscópicamente (el espectrómetro que mide la emisión Lyman α no se encuentra absolutamente calibrado), no ha sido posible estudiar el balance de partículas en estas descargas de modo riguroso, por lo que sólo consideraremos el balance de energía.

A partir de las medidas efectuadas con las sondas de Langmuir en las placas del divertor, es posible determinar la potencia depositada por el plasma sobre dichas placas y compararla con la deducida a partir de las características globales del plasma, esto es, potencia inyectada, potencia radiada por el plasma y cambio en su energía cinética. Para ello, hay que integrar sobre la placa del divertor la proyección, sobre esta placa, del flujo de potencia perdido por el plasma según la línea de campo, que es la magnitud determinada con las sondas de Langmuir. Así, la potencia sobre las placas del divertor viene dada por

$$P_{DIV} = P_{DIV}^{in} + P_{DIV}^{out} = \frac{2\mu_0 I R_x}{b^2 B_{\phi}} (P_{sep}^{in} f^{in} \lambda_p^{in} + P_{sep}^{out} f^{out} \lambda_p^{out}) , \quad (5.61)$$

donde P_{sep} es el valor del flujo de energía en la separatriz, obtenido de las medidas con las sondas de Langmuir para ambas zonas del divertor, λ_p es su longitud de caída y f es el coeficiente de expansión del flujo correspondiente.

Los resultados experimentales indican un mucho mejor acuerdo que en las descargas con limitador, especialmente en las descargas óhmicas con divertor.

De hecho, para las descargas óhmicas se encuentra típicamente (suponiendo $T_e \approx T_i$)

$$\frac{P_{DIV}}{P_{EDGE}^{INPUT}} (\text{óhmico}) = (80 \pm 20)\% , \quad (5.62)$$

donde P_{EDGE}^{INPUT} viene determinado por las medidas globales del plasma.

Este buen acuerdo experimental contrasta con el desacuerdo encontrado para descargas con limitador, en las cuales la razón anterior es típicamente 10-15 %. En nuestra opinión, esto es debido a que, en este caso, la radiación del plasma se encuentra mejor determinada experimentalmente, al ser la impureza dominante el carbono (dado que estas descargas se llevaron a cabo en la placa divertora superior) y encontrarse la zona de interacción del plasma con las superficies materiales en el campo de visión del bolómetro. También hay que destacar que el plasma de la scrape-off layer es en general más denso (para la misma densidad promedio del plasma central) que en descargas con limitador, por lo que su colisionalidad es más alta, y ello favorece la igualdad de temperaturas electrónica e iónica en este plasma.

Para descargas con calentamiento adicional el balance de energía empeora, especialmente cuando la descarga presenta modo H de confinamiento. Así, para descargas en modo L, con potencia adicional en el rango de 2 a 8 MW de inyección de neutros energéticos, se encuentra

$$\frac{P_{DIV}}{P_{EDGE}^{INPUT}} (L) = (50 \pm 20)\% , \quad (5.63)$$

que, aunque es peor que en descargas óhmicas, se puede considerar aún satisfactorio.

Sin embargo, cuando la descarga con calentamiento adicional presenta modo H de confinamiento, el balance de energía empeora considerablemente. Se obtiene, para un rango de potencia adicional de 8 a 14 MW de inyección de neutros energéticos, valores típicos de

$$\frac{P_{DIV}}{P_{EDGE}^{INPUT}} (H) = (15 \pm 5)\% . \quad (5.64)$$

Existen razones por las que, en principio, es de esperar que este desacuerdo sea mayor en descargas con modo H, que están relacionadas con la existencia de un fuerte gradiente de las magnitudes físicas en las proximidades de la separatriz, para estas descargas. Ello permite una mayor facilidad para escapar del plasma a átomos neutros de relativamente alta energía, que se originan en el intercambio

de carga con átomos provenientes del reciclado. El que este fenómeno sea más importante en descargas con modo H, está relacionado con la existencia de temperaturas del plasma relativamente altas cerca de la separatriz y una caída muy fuerte de la densidad del plasma en esta zona, que permite a estos neutros energéticos escapar fácilmente hacia las paredes del tokamak. También, debido a estos fuertes gradientes, es posible que aparezcan iones y electrones supratérmicos en la SOL, provenientes del plasma interior cercano a la separatriz, que no se encuentran incluidos en el análisis del balance de energía aquí realizado. Sin embargo, estas explicaciones se encuentran aún en el grado de hipótesis plausibles, ya que no existen estimaciones ni medidas experimentales que las confirmen o desmientan.

Por otro lado, en descargas con divertor, no es posible realizar un análisis simple del comportamiento de las impurezas, similar al desarrollado en descargas con limitador. Ello se debe a que estas impurezas son ionizadas en el canal del divertor y, por ello, se ven sometidas a las fuerzas descritas en el capítulo 2, cuyos efectos sobre ellas no son comprendidos satisfactoriamente hasta el presente.

6. Conclusiones

Las conclusiones del estudio desarrollado en esta memoria se detallan a continuación :

- Se han estudiado las pérdidas de energía asociadas con el reciclado de los átomos de hidrógeno e impurezas, en descargas óhmicas con limitador del JET. Para ello, se ha utilizado un modelo difusivo simple, que describe el transporte de las impurezas en las cercanías del limitador, y un modelo de ionización transitoria de dichas impurezas. Se ha encontrado que estas pérdidas son una fracción significativa de la potencia que el plasma deposita sobre el limitador, en un rango amplio de temperaturas electrónica e iónica. Sin embargo, no son suficientes para explicar las diferencias entre la determinación del balance de potencia mediante medidas globales del plasma y las medidas con sondas de Langmuir sobre el limitador.
- Se ha estudiado el efecto de la geometría magnética de la configuración de un tokamak con divertor poloidal en los flujos de energía y partículas, que el plasma deposita sobre las placas del divertor. Para ello, se ha desarrollado un modelo simple, para esta configuración magnética, que permite obtener expresiones analíticas, para la dependencia de los flujos de energía y partículas con las coordenadas espaciales, y calcular analíticamente la longitud de conexión de las líneas de campo magnético en la scrape-off layer del divertor poloidal. Como consecuencia de ello, se ha obtenido que los flujos de energía y partículas, según las líneas de campo magnético, que llegan a la placa del divertor dependen de forma gaussiana de la distancia al punto de campo poloidal nulo. Cuando se tiene en cuenta el ángulo de incidencia de las líneas de campo sobre la placa del divertor, se encuentra que los flujos depositados sobre esta placa presentan máximos locales alejados de la intersección de la separatriz magnética con ella, cuando el punto X se encuentra próximo a la placa del divertor.
- El modelo desarrollado para la geometría magnética del divertor poloidal se ha comparado con los resultados de los códigos de equilibrio magnetohidrodinámico para descargas del JET. Ello ha permitido el ajuste de los parámetros del modelo, que ha sido utilizado para el análisis de las

medidas de las características del plasma en el divertor, mediante sondas de Langmuir, y de los inlfujos de partículas, mediante medidas espectroscópicas, que se comportan de acuerdo a las predicciones del modelo. Así, se ha utilizado el modelo de la geometría magnética del divertor poloidal para discriminar, en las medidas experimentales, los efectos debidos a esta geometría de aquellos asociados con el transporte de energía y partículas en el borde del plasma del tokamak JET. Ello ha permitido determinar con dos medidas independientes (sondas de Langmuir e inlfujos de partículas), las longitudes de caída de los flujos de partículas en la scrape-off layer, para descargas con divertor del JET.

- Utilizando el modelo simple de la geometría magnética del divertor poloidal, se han estudiado los efectos en los parámetros del plasma de la existencia de una región de muy larga longitud de conexión, en las cercanías de la separatriz magnética. Las diferencias encontradas respecto a los resultados obtenidos utilizando una longitud de conexión promedio no son significativas. También se ha estudiado el efecto de la difusión de partículas en la región privada de flujo del divertor poloidal, utilizando el modelo simple de la geometría magnética, para condiciones de densidad baja en el divertor. Se han derivado expresiones analíticas para los perfiles de los parámetros del plasma, medidos sobre la placa del divertor, que reproducen satisfactoriamente las medidas experimentales del JET. Se ha estudiado el efecto que la separación entre el punto X y la placa divertora tiene en estos perfiles, encontrándose reducciones de hasta un 60%, en los valores máximos de la densidad y el flujo de partículas sobre la placa del divertor, cuando el punto X se encuentra lejos de la placa divertora (25 cm), respecto a los que se tendrían si la difusión en la región privada de flujo no tuviese lugar.
- Se han estudiado las leyes de escala de los parámetros del plasma en el divertor con las características del plasma central del JET, en descargas óhmicas y con calentamiento adicional por inyección de neutros energéticos. De las leyes de escala obtenidas, es de destacar la fuerte dependendencia de las longitudes de caída de los flujos de energía y partículas con el campo magnético toroidal, en descargas con modo H de confinamiento. Como consecuencia de ello, las descargas con modo H y alto campo toroidal aparecen como un régimen favorable en la operación de un tokamak.

7. Publicaciones

Los resultados de las investigaciones desarrolladas en esta tesis se han presentado en la siguientes publicaciones :

"An Investigation of the Power Balance Associated with Recycling in JET Ohmic Limiter Discharges". Loarte, A., Harbour, P.J., Summers, H.P., et al., Proc. 18th Institute of Physics Annual Conference on Plasma Physics, Colchester (UK), 1991, y JET Report JET-P(91)22 (1991).

"Effect of the Magnetic Flux Geometry of a Poloidal Divertor on the Profiles and Parameters at the Target". Loarte, A., Harbour, P.J., Nuclear Fusion 32 (1992)681.

"A New Approach to Scaling of the Scrape-off layer and Divertor Plasma in JET". Harbour, P.J., Loarte, A., Clement, S., et al., Proc. 10th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Monterey (USA), 1992, a ser publicado en Journal of Nuclear Materials.

"Probe Edge Measurements in JET X-point Plasmas for Various Heating and Plasma Conditions". Tagle, J.A., Clement, S., Loarte, A., et al., Proc. 10th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Monterey (USA), 1992, a ser publicado en Journal of Nuclear Materials.

"Radial Density Profiles in a Poloidal Divertor Modelled by Diffusion Across a Region with Variable Connection Length". Loarte, A., Proc. 3rd International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Bad Honnef (FRG), 1992, a ser publicado en Contributions to Plasma Physics.

Durante la realización de esta tesis se ha colaborado en distintas investigaciones, habiéndose sido coautor de las siguientes publicaciones :

"TRANSP simulation of ohmic sawtooth regimes in JET". A. Loarte, F.C. Martínez, M. Soler, JET Report JET-IR(89)12.

"Determination of χ_e from X-ray observations of sawtooth heat pulse propagation in JET ohmic discharges". F.C. Martínez, A. Loarte, M. Soler, JET Report JDN/E(89)28.

"Edge radial profiles and transport in JET X-point plasmas". J.A. Tagle, M. Bures, D. Campbell et al. Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur.Conf., Berlin 1991, FRG) y JET Report JET-P(91)08.

"Power flow thickness and edge temperature and density scaling in the scrape-off layer of JET with Be limiters". J.A. Tagle, S. Clement, S.K. Erents et al., Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur.Conf., Berlin 1991, FRG) y JET Report JET-P(91)08.

"Spectral emission characteristics of beryllium near tokamak plasma-wall boundaries". W.J. Dickson, P. Breger, A. Loarte et al., Proc. Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments, Varenna 1991, Italy, y JET Report JET-P(91)55.

"Thermal Instabilities in the Divertor Plasma during density limit discharges in JET". S. Clement, S.K. Erents, N. Gottardi et al., 33rd APS Meeting, Division of Plasma Physics, Tampa 1991, USA, y JET Report JET-IR(91)11.

"Power Handling Capability of C and Be X-Point Target Plates at JET". G. Saibene, S. Clement, E. Deksnis et al., 33rd APS Meeting, Division of Plasma Physics, Tampa 1991, USA, y JET Report JET-IR(91)11.

"Power dissipation and impurity dynamics in the divertor region in JET". H.J. Jaeckel, S. Clement, N. Gottardi et al., 33rd APS Meeting, Division of Plasma Physics, Tampa 1991, USA, y JET Report JET-IR(91)11.

"Edge measurements in the divertor region in high density discharges at JET". S. Clement, S.K. Erents, N. Gottardi et al., Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Eur.Conf., Innsbruck 1992, Austria), y JET Report JET-P(92)37.

"Divertor performance on Carbon and Beryllium targets in JET". G. Janeschitz, R. Konig, L. Lauro-Taroni et al., Proc. 10th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Monterey (USA), 1992, a ser publicado en Journal of Nuclear Materials.

"Impurity profiles at the JET divertor targets compared with the DIVIMP code". G.F. Matthews, P.C. Stangeby, J.D. Elder et al., Proc. 10th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Monterey (USA), 1992, a ser publicado en Journal of Nuclear Materials.

Referencias

PARTE I

- [1.1] International Institute for Applied System Analysis, Energy in a finite world, Ballinger Publishing Co., Cambridge MA (1981), 3-37, 95-147.
- [1.2] Johner, J., Report EUR-CEA-FC 1168, 1982.
- [1.3] Tsoulfanidis, N., Nuc.Tech/Fus 1 (1981)238.
- [1.4] Weinghart, J.M., Energy 4 (1979)775.

Capítulo 1

- [1.1] Stacey, W.M., Fusion Plasma Analysis, Wiley, New York(1980)5.
- [1.2] Miyamoto, K., Plasma Physics for Nuclear Fusion, MIT Press, Cambridge MA(1980)7.
- [1.3] Lawson, J.D., Proc. Phys. Soc.(London) **B70**(1957)6.
- [1.4] Artsimovich, I.A., Nuclear Fusion **12** (1972)215.
- [1.5] Freidberg, J.P., Rev. Mod. Phys. **54** (1982)820.
- [1.6] Bateman, G., MHD Instabilities, MIT Press, Cambridge MA(1978).
- [1.7] Goldston R J., Plasma Phys. and Contr. Fus. **26** (1984)87.
- [1.8] Wagner, F., Becker, G., Behringer, K., et al., Phys. Rev. Lett. **49** (1982)1408.
- [1.9] Watson, R.D., Jour. Nuc. Mat. **176 & 177** (1990)110.
- [1.10] Troyon, F., Gruber, R., Saurenmann, H., et al., Plasma Phys. and Contr. Fus. **26** (1984)209.
- [1.11] Wesson, J.A., Gill, R.D., Hugon, M., et al., Nuclear Fusion **29** (1989)641.
- [1.12] Lipschultz, B., La Bombard, B., Marmor, E.S., et al., Nuclear Fusion **24** (1984)977.
- [1.13] McWhirter, R.W.P., Summers, H.P., en Applied Atomic Collision Physics, Vol. 2. Academic Press, London (1984)54.
- [1.14] Jensen, R V., Post, D.E., Jassby, D.L., Nuc. Sci and Eng. **65** (1978)65.
- [1.15] Brooks, J.N., Niggren, R. E., Dippel, K.H., et al., Jour. Nuc. Mat. **176 & 177** (1990)635.
- [1.16] McCracken, G.M., Stott, P.E., Nuclear Fusion **19** (1979)889.
- [1.17] JET Team, Nuclear Fusion **32** (1992)187.

Capítulo 2

- [2.1] Stangeby, P.C., The Plasma Sheath, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [2.2] Bohm, D., The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, Eds. Guthrie, A., Wakerling, R.K., Mc Graw Hill, New York(1949).
- [2.3] Harrison, E.R., Thompson, W.B., Proc. Phys. Soc. (London) 74 (1959)145.
- [2.4] Ertl K., Bherisch R., Electron Emission from Solid Surfaces, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [2.5] Stangeby, P.C., Phys. Fluids 27 (1984)682.
- [2.6] Emmert, G.A., Wieland, R.M., Mense, T., et al., Phys. Fluids 23 (1980)803.
- [2.7] Chodura, R., Plasma Flow in the Sheath and the Presheath of a Scrape-off Layer, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [2.8] Braginskii, S.I., Transport Processes in a Plasma, en Review of Plasma Physics, Vol. 1, Ed. M.A. Leontovich, Consultants Bureau, New York(1965).
- [2.9] Green, T.S., Fisher, L., Gabriel, A.H., et al., Phys. Fluids 10 (1967)1663.
- [2.10] Morgan, J.G., Harbour P.J., Fusion Technology (Proc. 11th Symp. on Fusion Technology, Oxford 1980), Pergamon Press, Oxford, 2 (1981)1187.
- [2.11] Sivukhin, D.V., Coulomb Collisions in a Fully Ionized Plasma, en Review of Plasma Physics, Vol. 4, Ed. M.A. Leontovich, Consultants Bureau, New York(1966).
- [2.12] Matte, J.P., Virmont, J., Phys. Rev. Lett. 49 (1982)1936.
- [2.13] Tagle, J.A., Clement, S., Loarte, A., et al., 10th Plasma Surface Interactions Conference, Monterey, 1992, a ser publicado en Jour. Nuc. Mat.
- [2.14] Martin-Solís, J.R., Cheetham, A., Erents, S.K., et al., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Amsterdam, 1990), Vol.14B, Part I, European Physical Society (1990)219.
- [2.15] Eckstein, W., Verbeek, H., en Data compendium for plasma-surface interactions, Nuclear Fusion, Special Issue, IAEA, Vienna(1984).
- [2.16] Moller, W., Roth, J., Implantation, Retention and Release of Hydrogen Isotopes in Solids, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [2.17] Simonini, R., Spence, J., Stangeby, P.C., Contrib. Plasma Phys. 28 (1988)459.
- [2.18] Harrison, M.F.A., Atomic and Molecular Collisions in the Plasma Boundary, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [2.19] Roth, J., Jour. Nuc. Mat., 107&108 (1981)291.

- [2.20] Cupini, E., De Matteis, A., Simonini, R., NET Report EUR-XII 324/9 (1983).
- [2.21] Roth, J., Chemical Sputtering and Radiation Enhanced Sublimation of Carbon, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [2.22] Sigmund, P., Phys. Rev., **184** (1969)383.
- [2.23] Roth, J., Physical Sputtering of Solids at Ion Bombardment, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [2.24] Thompson, M.W., Phil. Mag., **18** (1968)377.
- [2.25] Ulrickson, M., JET Team, TFTR Team, Jour. Nuc. Mat., **176&177** (1990)44.
- [2.26] Neuhauser, J., Schneider, W., Wunderlich, R., et al., Nuclear Fusion, **24** (1984)39.
- [2.27] Keilhacker, M., Simonini, R., Taroni, A., et al., Nuclear Fusion, **31** (1991)535.

PARTE II

Capítulo 3

- [3.1] Harrison, M.F.A., Harbour, P.J., Hotston, E.S., Nuc. Tech/Fus, **3** (1983)432.
- [3.2] Ehrenberg, J., Harbour, P.J., Nuclear Fusion, **31** (1991)287.
- [3.3] Wagner, F., Lackner, K., Divertor Tokamak Experiments, en Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI series, Plenum Press, New York(1986).
- [3.4] Tagle, J.A., Erents, S.K., McCracken, G.M., et al., Proc. Course on Diagnostics for Fusion Plasmas, Varenna 1986, Vol.III,CEC(1987)837.
- [3.5] Deksnis, E., JET-Report JET-R(88)19 (1988).
- [3.6] Lowry, C.G., JET, comunicación personal (1992).
- [3.7] Lazzaro, E., Mantica, P., Plasma Phys. and Contr. Fus. **30** (1988)1735.
- [3.8] Pick, M. A., Summers, D.D.R., Jour. Nuc. Mat., **128&129** (1984)440.
- [3.9] O'Brien, D.P., Ellis, J., a ser publicado en Nuclear Fusion (1992).
- [3.10] Lingertat, J., JET, comunicación personal (1992).
- [3.11] Boozer, A.H., Rechester, A.B., Princeton Plasma Physics Laboratory Report PPPL-1343 (1977).
- [3.12] Auherbach, S.P., Boozer, A.H., Phys. Fluids **23** (1980)2396.
- [3.13] Spiegel, M.R., Mathematical Handbook, McGraw-Hill, New York(1968)44.
- [3.14] Harbour, P.J., Summers, D.D.R., Clement, S., et al., Jour. Nuc. Mat., **162-164** (1989)236.
- [3.15] Harbour, P.J., Simonini, R., Tagle, J.A., et al., Jour. Nuc. Mat., **176&177** (1990)379.

[3.16] Wagner, F., Nuclear Fusion, 25 (1985)525.

Capítulo 4

- [4.1] Deksnis, E., Cheetham, A., Hwang, A., et al., Jour. Nuc. Mat., 176&177 (1990)583.
- [4.2] Erents, S.K., Tagle, J.A., Mc Cracken, G.M., et al., Nuclear Fusion, 28 (1988)1591.
- [4.3] Clement, S., Tagle, J.A., Erents, S.K., et al., Jour. Nuc. Mat., 176&177 (1990)432.
- [4.4] Hwang, A., Stamp, M.F., Summers, D.D.R., et al., Jour. Nuc. Mat., 176&177 (1990)588.
- [4.5] Clement, S., Tagle, J.A., Laux, M., et al., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 16th Eur. Conf. Venice, 1989), Vol.13B, Part III, European Physical Society (1989)935.
- [4.6] Simonini, R., Spence, J., Stangeby, P.C., Contrib. Plasma Phys. 28 (1988)459.
- [4.7] Eckstein, W., Verbeek, H., en Data compendium for plasma-surface interactions, Nuclear Fusion, Special Issue, IAEA, Vienna(1984).
- [4.8] Eckstein, W., Bohdansky, J., Roth, J., Atomic and plasma-material interaction data for fusion, Nuclear Fusion, Special Issue, Vol.1, IAEA, Vienna(1991).
- [4.9] Stamp, M.F., Summers H.P., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 17th Eur. Conf. Amsterdam, 1990), Vol.14B, PartIII, European Physical Society (1990)1377.
- [4.10] Bell, K.L., Gilbody, H.B., Hughes, J.G., et al., Culham Laboratory Report CLM-R216 (1982).
- [4.11] Braginskii, S.I., Transport Processes in a Plasma, en Review of Plasma Physics, Vol. 1, Ed. M.A. Leontovich, Consultants Bureau, New York(1965).
- [4.12] Stangeby, P.C., Contrib. Plasma Phys. 28 (1988)507.
- [4.13] Summers, H.P., Stamp, M.F., JET Report JET-P(90)41 (1990).
- [4.14] Summers, H.P., Dickson, W.J., Boileau, A. et al., Plasma Phys. and Contr. Fus. 34 (1992)325.
- [4.15] Lowry, C.G., Proc. Course on Diagnostics for Fusion Plasmas, Varenna 1986, Vol.III,CEC(1987)831.
- [4.16] Hobbs, G.D., Wesson, J.A., Culham Lab.-Report CLM R-61 (1966).
- [4.17] Uckan, T., Mioduszewski, P.K., Bigelow, T. et al., Plasma Phys. and Contr. Fus. 33 (1991)703.

Capítulo 5

- [5.1] O'Brien, D.P., Ellis, J., a ser publicado en Nuclear Fusion (1992).
- [5.2] O'Brien, D.P., Kovanen, M.A., Reichle, R., et al., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 17th Eur. Conf. Amsterdam, 1990), Vol.14B, Part I, European Physical Society (1990)251.
- [5.3] Kovanen, M.A., Reichle, R., Lazzaro, E. et al., Nuclear Fusion, 32 (1992)863.
- [5.4] Core, W.G.F., Lazzaro, L., JET-Report JET-R(91)01 (1991).
- [5.5] Harbour, P.J., Summers, D.D.R., Clement, S., et al., Jour. Nuc. Mat., 162-164 (1989)236.
- [5.6] Harbour, P.J., Simonini, R., Tagle, J.A., et al., Jour. Nuc. Mat., 176&177 (1990)379.
- [5.7] Tagle, J.A., Bures, M., Campbell, D.J., et al., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991), Vol.15C, Part III, European Physical Society (1991)93.
- [5.8] Summers, D.D.R., Lesourd, M., Reichle, R., et al., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991), Vol.15C, Part I, European Physical Society (1991)5 y comunicación personal (1991).
- [5.9] Jaেকে, H.J.F., JET, comunicación personal (1992).
- [5.10] Tanga, A., Campbell, D.J., Denne, B., et al., en Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Eur. Conf. Budapest, 1985), Vol.9F, Part I, European Physical Society (1985)70.
- [5.11] Shimomura, Y., Keilhacker, M., Lackner, K., et al., Nuclear Fusion, 23 (1983)869.
- [5.12] Wagner, F., Nuclear Fusion, 25 (1985)525.
- [5.13] Clement, S., Erents, S.K., Gottardi, N., et al., 33rd Annual Meet. APS-Division of Plasma Physics, Tampa, USA, 1991. JET-Report JET-IR(91)11 (1991).
- [5.14] Schneider, R., Braams, B., Reiter, D., et al., 10th Plasma Surface Interactions Conference, Monterey, 1992, a ser publicado en Jour. Nuc. Mat.
- [5.15] Braginskii, S.I., Transport Processes in a Plasma, en Review of Plasma Physics, Vol. 1, Ed. M.A. Leontovich, Consultants Bureau, New York(1965).
- [5.16] Tagle, J.A., Clement, S., Loarte, A., et al., 10th Plasma Surface Interactions Conference, Monterey, 1992, a ser publicado en Jour. Nuc. Mat.
- [5.17] Lipschultz, B., La Bombard, B., Marmar, E.S., et al., Nuclear Fusion 24 (1984)977.
- [5.18] Tagle, J.A., Clement, S., Erents, S.K., et al., en Controlled Fusion

- and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991), Vol.15C, Part III, European Physical Society (1991)149.
- [5.19] Dylla, H.F., Bell, M.G., Fonck, R.J., et al., Jour. Nuc. Mat., **121** (1984)144.
- [5.20] Tagle, J.A., Erents, S.K., Bures, M., et al., Jour. Nuc. Mat., **162-164** (1989)282.
- [5.21] McCormick, K., Kyriakakis, G., Neuhauser, J., et al., 10th Plasma Surface Interactions Conference, Monterey, 1992, a ser publicado en Jour. Nuc. Mat.
- [5.22] Ulrickson, M., JET Team, TFTR Team, Jour. Nuc. Mat., **176&177** (1990)44.
- [5.23] Christiansen, J.P., Cordey, J.G., Thomsen, K., et al., Nuclear Fusion, **32** (1992)291.

Apéndice A. Diagnósticos para el Borde del Plasma en JET

El objetivo de este apéndice es presentar, de forma resumida, las características básicas de los métodos de medida de los parámetros del plasma del borde en JET, que se utilizan en esta memoria. Existe una abundante literatura sobre diagnósticos para plasmas, que debe ser consultada si se desea más información sobre los métodos de medida que a continuación se describen (por ejemplo [A.1])

A.1 Sondas de Langmuir

Las medidas de las características del plasma del borde en JET, se llevan a cabo mediante sondas de Langmuir simples. Estas consisten en elementos sensores aislados de la cámara de vacío, montados sobre los limitadores, antenas, placas divertoras o un soporte móvil, tales que se puede establecer una diferencia de potencial entre ellos y los elementos materiales en contacto con el plasma.

El principio básico en que se basan las medidas con sondas de Langmuir, es que los iones fluyen hacia las superficies materiales alcanzando la velocidad del sonido al llegar al sheath y, por ello, no serán acelerados si se establece una diferencia de potencial entre el plasma y una superficie material. Sin embargo, los electrones fluyen subsónicamente y, por tanto, se ven afectados por esta diferencia de potencial. De este modo, el número de electrones que llega a la sonda dependerá de la diferencia de potencial entre ella y los elementos materiales en contacto con el plasma (que se encuentran al potencial del sheath). De la dependencia de la corriente que mide la sonda con el voltaje aplicado es posible deducir la temperatura del plasma. Así, si se supone que los electrones son Maxwellianos, la corriente que llega a la sonda, para iones de carga unidad, será

$$I_L(\phi) = \left(e n_L c_s - \frac{e}{4} n_L c_e (1 - \delta_e) e^{-\frac{e(\phi - \phi_f)}{T_e}} \right) A_L , \quad (A.1)$$

donde n_L es la densidad del plasma en el sheath entre la sonda y el plasma, ϕ es el potencial aplicado, $c_s = (8T_e/\pi m_e)^{1/2}$ y A_L es el área de la sonda.

Así, de la dependencia de la corriente medida por la sonda respecto al potencial aplicado, es posible deducir la temperatura electrónica del plasma y el producto $n_L c_s A_L$. Si se desea obtener de esta última medida la densidad del plasma se debe conocer tanto el área de la sonda como la velocidad del sonido, para lo cual es necesario determinar la temperatura de los iones de modo independiente. Por ello, normalmente, se toma igual temperatura electrónica e iónica en la deducción de la densidad.

El hecho de que el plasma en contacto con la sonda se encuentra en un campo magnético complica la situación anterior, puesto que establece dos direcciones en las que los fenómenos de transporte son muy diferentes, esto es, según las líneas de campo y a través de ellas. La teoría de sondas de Langmuir en campos magnéticos ha sido elaborada en [A.2], para el transporte clásico de partículas en campos magnéticos, y adaptada en [A.3] para incluir los fenómenos de transporte anómalo que aparecen en los tokamaks. Como resultado de estos estudios, la parte de la característica de la sonda ($I_L - \phi$) en que esta mide un flujo neto de electrones se ve distorsionada respecto a la simple Eq.A.1. Esta distorsión ha sido determinada experimentalmente en JET [A.4] y, por ello, en la deducción de la temperatura electrónica sólo las medidas con $\phi \leq \phi_c$ son utilizadas. La existencia del campo magnético también determina el área de la sonda que recibe el flujo, que ya no es el área total de la sonda, sino su proyección perpendicular a la línea de campo.

Por tanto, de las medidas de la sonda, es posible deducir la temperatura electrónica y el flujo $n_L c_s$ (también denominado corriente de saturación iónica) y de ellas, mediante la hipótesis del valor de la temperatura iónica (normalmente tomada igual a la electrónica), es posible determinar la densidad del plasma, flujo de energía que el plasma deposita sobre la sonda, etc.

A.2 Medidas Espectroscópicas de Influjos de Partículas

Las medidas espectroscópicas de los influjos de partículas se basan en la emisión de radiación electromagnética por los átomos neutros o iones de bajo estado de ionización, en la periferia de los plasmas de los dispositivos de fusión [A.5]. Así, según el átomo/ión penetra en el plasma, desde las superficies materiales en que se genera, sufre colisiones con los electrones de éste, que lo ionizan o excitan sus niveles electrónicos, conllevando la desexcitación correspondiente por emisión de radiación. En ello, se supone válida la aproximación coronal para las especies atómicas en el plasma, que es válida en

plasmas de baja densidad, según la cual las transiciones de excitación se deben a colisiones con electrones y las de desexcitación al decaimiento radiativo.

De este modo, el número de fotones emitidos por el átomo/ion en una cierta longitud de onda será

$$\varepsilon_n = n_z^n A \quad (\text{fotones} / m^3 \text{ s}) \quad , \quad (\text{A.2})$$

donde n_z^n es la densidad de átomos/iones en el estado de excitación n y A es la probabilidad de emisión de la línea considerada. La medida experimental de esta emisión es la integral de ella, según la línea de visión del dispositivo, que normalmente se encuentra observando una superficie material en contacto con el plasma, es decir

$$I = \int \frac{n_z^n A}{4 \pi} dl \quad (\text{fotones}/m^2 \text{strad s}) \quad . \quad (\text{A.3})$$

Por tanto, el influjo de átomos/iones estará ligado con esta intensidad de emisión, mediante la relación que determina, de todos los átomos/iones entrantes, cuales son excitados al nivel n (y no a otro nivel o ionizados directamente) y de ellos cuales se desexcitan según la transición observada experimentalmente, esto es

$$\Gamma_z = 4\pi \cdot \frac{S I}{X B} \quad (\text{átomos} / m^2 \text{ s}) \quad , \quad (\text{A.4})$$

donde Γ_z es el influjo de átomos/iones, S es la reactividad de la reacción de ionización electrónica, X la de la de excitación por colisiones electrónicas y B (branching ratio), es la probabilidad de que la desexcitación radiativa sea según la transición observada.

Las cantidades S , X y B se obtienen de complejos modelos atómicos colisionales/radiativos para los átomos/iones en el plasma [A.6]. Como ejemplo, se muestra en la Fig.A.1 la dependencia del cociente de estos factores con la temperatura electrónica ($1 \text{ eV} = 1.16 \cdot 10^4 \text{ K}$), para la transición H_α del hidrógeno [A.7].

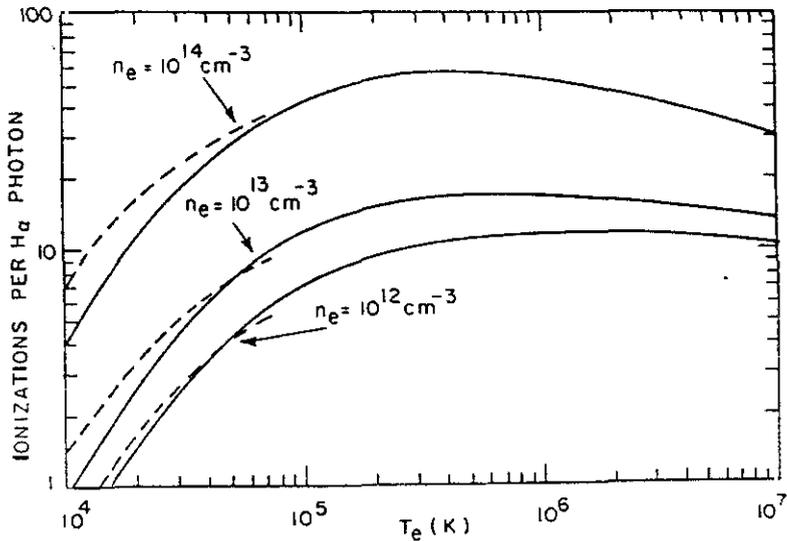


Fig.A.1. Número de ionizaciones por fotón H_{α} emitido, en función de la temperatura electrónica [A.7].

A.3 Referencias

- [A.1] Hutchinson, I.H., Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press, Cambridge(1987).
- [A.2] San Martín, J.R., Phys. Fluids **13** (1970)103.
- [A.3] Stangeby, P.C., J. Phys. D **15** (1982)1007.
- [A.4] Tagle, J.A., Stangeby, P.C., Erents, S.K. Plasma Phys. and Contr. Fus. **29** (1987)297.
- [A.5] Behringer, K., Summers, H.P., Denne, B., et al., Plasma Phys. and Contr. Fus. **31** (1989)2059.
- [A.6] McWhirter, R.W.P., Summers, H.P., en Applied Atomic Collision Physics, Vol. 2, Academic Press, London (1984)54.
- [A.7] Johnson, L.C., Hinnov, E., J. Quant. Spectr. Rad. Trans. **13** (1973)333.