

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



**ESTUDIO DE LA DINÁMICA DE IONES POR MÉTODOS
ESPECTROSCÓPICOS EN EL TJ II**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

David Rapisarda Socorro

Bajo la dirección del doctor
Bernardo Zurdo Hernández

Madrid, 2007

ISBN: 978-84-669-3120-5

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



**ESTUDIO DE LA DINÁMICA DE IONES POR
MÉTODOS ESPECTROSCÓPICOS
EN EL TJ-II**

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

David Rapisarda Socorro

Bajo la dirección del Doctor:
Bernardo Zurro Hernández

Madrid, 2006

A mis padres,

Agradecimientos

Cuando comencé mi proyecto de tesis doctoral nunca imaginé que al término del mismo tendría tantas personas que, de una u otra manera, hubiesen contribuido a su desarrollo. Es por ello que me gustaría dedicarles unas líneas para agradecerles su ayuda y su apoyo durante estos cuatro años.

En primer lugar, me gustaría darle las gracias a mi director de tesis, el **Dr. Bernardo Zurro**, quien confió en mí y me dio la oportunidad de embarcarme en el mundo de la investigación. Han sido cuatro años en los que hemos compartido muchas horas de laboratorio, correos y discusiones. Su paciencia y comprensión en determinados momentos me dieron la tranquilidad necesaria para sacar adelante las metas que en un principio nos propusimos.

En segundo lugar, me gustaría agradecer al **Dr. Víctor Tribaldos** su paciencia y dedicación durante estos cuatro años. Realmente me faltarían líneas para agradecerle, tanto en el terreno profesional como en el personal, toda la ayuda que me ha brindado, por lo que siempre me sentiré en deuda con él. Esta tesis es, también, un poco suya.

También me siento muy agradecido hacia los doctores **Marian Ochando** y **Kieran McCarthy**, por su inestimable ayuda en la minuciosa corrección de esta tesis. Asimismo al **Dr. Alfonso Baciero** por el desarrollo del código SPECTRA, sin el que no podría haber avanzado tan rápidamente en mi trabajo.

A los doctores **Eric Hollmann** y **George Tinnan**, del laboratorio PISCES en la Universidad de California San Diego (UCSD). La estancia en Estados Unidos ha sido una de las mejores experiencias de mi vida. Me gustaría mostrar mi especial agradecimiento a Eric no sólo por ser un excelente compañero de trabajo sino también un indiscutible amigo.

A todos los becarios del Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético, por las fructíferas discusiones y los buenos ratos que hemos pasado, y en especial a mis

compañeros de despacho, **José Antonio, Emilio, Ángela y Eduardo**. Ánimo a todos los que no han acabado para que saquen adelante sus respectivas tesis.

También me gustaría expresar mi agradecimiento a todo el **equipo del TJ-II**: investigadores, técnicos y personal de administración. Igualmente al personal del taller por la fabricación de la montura para fibras ópticas.

A mis compañeras de piso, **Elba, Elena y Elka**, por aguantar lo inaguantable en épocas de sequía. Y en especial a mi prima **Ana**, por ser mi mejor amiga y mi familia en Madrid en estos dos últimos años.

A todos los amigos que he hecho en Madrid (que no son pocos y por eso no puedo nombrarlos a todos), y en especial a **David, Sergio y Pedro**, con los que comencé esta aventura. Y por supuesto a todos mis amigos que se quedaron en Canarias y que desde la distancia siempre me animaron a seguir adelante: la gente de Arucas, l@s chiquill@s de Vecindario, mis ‘chichas’ queridos... Saben que son lo mejor que tengo en este mundo, soy muy afortunado de haberles conocido.

A **Susana**, por su risa y su apoyo durante estos tres años, pues desde la distancia siempre tuve su incondicional amistad. En especial, me gustaría darle las gracias por su cariño en estos últimos meses, por su paciencia, y por la mejor paella que me comí en toda mi vida. Gracias socia.

Me siento especialmente afortunado por tener una familia que siempre me ha apoyado en todo lo que he hecho. Gracias por el esfuerzo que hicieron cuando inicié mis estudios de Física en Tenerife, por estar ahí en la distancia y por hacer mi vida más fácil. A mis hermanos, **Dara e Iru**, y mis padres, **Javier y Merchi**, porque aunque estén tan lejos, los quiero como a nada en este mundo. Ellos son mi ejemplo de cómo andar por la vida, de respeto y de cariño. Los admiro y les quiero. Gracias.

En definitiva, a todos aquellos que de alguna manera han contribuido no sólo a que pueda haber realizado este proyecto, sino a ayudarme a ser feliz.

RESUMEN

La fusión nuclear por confinamiento magnético se perfila, junto con las energías renovables, como la fuente de energía del futuro. A las temperaturas requeridas para que se produzcan reacciones de fusión los electrones se encuentran completamente desligados de los núcleos, encontrándose la materia en estado de plasma. Es por ello que el estudio de la física de plasmas calientes resulta clave para poder desarrollar reactores de fusión que consigan suplir las necesidades energéticas de la población mundial. En este sentido, numerosos grupos de investigación, tanto teóricos como experimentales, trabajan en todo el mundo para aportar conocimientos en un campo tan complejo como motivador. Esta Memoria trata de hacer una pequeña aportación al estudio de la dinámica de los iones presentes en un plasma de alta temperatura, empleando una técnica conocida como espectroscopia pasiva de emisión, y para la que el uso de espectrómetros de alta resolución, detectores ópticos, fibras ópticas, etc. ha sido fundamental. La importancia de la espectroscopia como diagnóstico se pone de manifiesto en plasmas de alta temperatura, ya que puede acceder a la información proveniente del centro del plasma, y puede proporcionar medidas de un amplio conjunto de magnitudes: temperatura, velocidad de rotación, densidad de partículas, emisividad de líneas espectrales, campo eléctrico, campo magnético, etc.

Las medidas que aquí se presentan se han realizado en el *stellarator* TJ-II, del Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético, perteneciente al CIEMAT (Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas) y situado en Madrid. Dichas medidas se han centrado en el estudio de la rotación y de la temperatura de iones de impurezas, así como de la emisión indirecta de protones del plasma que se han convertido previamente en neutros rápidos. Se han realizado en la dirección toroidal de la máquina, por medio del desplazamiento y anchura de sus líneas espectrales. Mientras que este tipo de medidas se ha venido realizando, en su mayor parte, para las impurezas, la teoría ha sido desarrollada para los propios iones del plasma. Una de las principales motivaciones de esta Memoria ha surgido de ese vacío en las medidas de rotación de los protones, y que se trata a través del análisis de la línea espectral H_{α} . Debido a las bajas velocidades de las partículas del TJ-II, a la complejidad

geométrica de sus plasmas, y al hecho de disponer de una sola vista toroidal muy estrecha, resulta prácticamente imposible el uso de las técnicas tradicionales de calibración en longitud de onda. Así, surge la necesidad de implementar un sistema flexible para calibrar absolutamente velocidades de rotación en tiempo real.

Por otro lado, la anchura espectral de las líneas proporciona información sobre la temperatura iónica del plasma, que ha sido otro de los puntos tratados en esta Memoria. Al igual que ocurre con las medidas de rotación, las medidas espectroscópicas de temperatura normalmente se realizan con líneas de emisión de impurezas del plasma, lo cual puede llevar a grandes equívocos: sus temperaturas, deducidas de la anchura espectral de líneas de emisión, no han de ser necesariamente iguales a las de los protones, como han mostrado varios trabajos centrados en ese tema. Por ello, el estudio se ha ampliado nuevamente a la medida de la temperatura protónica a partir de la emisión de los neutros de alta energía del plasma, para lo que se ha desarrollado un código numérico que tiene en cuenta el balance energético en el mismo, y que trata de ayudar en la interpretación de los resultados.

Como apoyo a las medidas que se han realizado en esta Memoria, también se ha desarrollado un código para obtener parámetros locales a partir de barridos espaciales y otro que da cuenta del efecto Zeeman sobre las líneas espectrales más importantes de impurezas. Además, se proponen dos sistemas ópticos para la mejora de las medidas.

Esta Memoria se separa en dos grandes bloques: uno instrumental, en el que se describen las herramientas necesarias que se han desarrollado para poder realizar y analizar las medidas, y otro centrado en la física de la rotación y de la temperatura de los iones en el plasma. Todas las medidas se presentan en unidades del *SI*, excepto los cálculos correspondientes a la sección 5.4 que, por simplicidad y analogía con el código empleado, se realizan en el sistema *cgs*. En el Apéndice A-II se recoge el conjunto de acrónimos empleados y la localización de los dispositivos de fusión que se nombran en esta Memoria.

ÍNDICE

Índice	iii
1. INTRODUCCIÓN	1
1.1. LA IMPORTANCIA DE LA ENERGÍA DE FUSIÓN	1
1.2. CONFINAMIENTO MAGNÉTICO	5
1.3. EL STELLARATOR TJ-II	7
1.3.1. Componentes y características	9
1.3.2. Diagnósticos	13
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	21
2.1. BREVE INTRODUCCIÓN A LA ESPECTROSCOPIA DE PLASMAS ...	21
2.2. PROCESOS ATÓMICOS RESPONSABLES DE LA EMISIÓN DE RADIACIÓN EN ESPECTROSCOPIA PASIVA	23
2.2.1. Ionización y excitación colisional	24
2.2.2. Recombinación radiativa y emisión espontánea	26
2.2.3. Procesos de intercambio de carga	27
2.3. ROTACIÓN EN PLASMAS	28
2.4. ENSANCHAMIENTO DE LÍNEAS ESPECTRALES	34
2.4.1. Ensanchamiento Doppler térmico	34
2.4.2. Ensanchamiento asociado al desdoblamiento Zeeman	35
2.4.3. Velocidades no térmicas: fluctuaciones	40
2.5. FUNCIONES DE DISTRIBUCIÓN Y FORMA DE LAS LÍNEAS ESPECTRALES	40
3. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL	47
3.1. DISPOSITIVO DE CALIBRACIÓN ABSOLUTA PARA MEDIR VELOCIDADES DE ROTACIÓN	47
3.1.1. Sistema experimental	50
3.1.2. Pruebas del sistema y aplicaciones	56

3.2. ANÁLISIS DE DATOS	60
3.3. RECONSTRUCCIÓN LOCAL DE PERFILES INTEGRADOS	62
3.3.1. Geometría de observación y barrido	62
3.3.2. Modelo local	65
3.3.3. Resultados de la simulación	67
3.4. MÉTODO PARA ATENUAR UNA PARTE DE UNA LÍNEA ESPECTRAL	
3.4.1. Diseño y fabricación de la máscara	71
3.4.2. Resultados experimentales	74
4. MEDIDAS DE ROTACIÓN TOROIDAL EN TJ-II	79
4.1. INTRODUCCIÓN	79
4.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES DE ROTACIÓN: FENOMENOLOGÍA	
4.2.1. Calentamiento por microondas: <i>ECRH</i>	84
4.2.2. Calentamiento por inyección de haces neutros: <i>NBI</i>	89
4.3. DEPENDENCIA DE LA ROTACIÓN TOROIDAL CON LA DENSIDAD ELECTRÓNICA	94
4.4. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS	97
5. MEDIDAS DE TEMPERATURA IÓNICA EN TJ-II	109
5.1. INTRODUCCIÓN	109
5.2. TEMPERATURAS EXPERIMENTALES: FENOMENOLOGÍA	111
5.2.1. Calentamiento por microondas: <i>ECRH</i>	111
5.2.2. Calentamiento por inyección de haces neutros: <i>NBI</i>	113
5.3. DEPENDENCIA DE LA TEMPERATURA CON LA DENSIDAD ELECTRÓNICA	116
5.4. CALENTAMIENTO IÓNICO	118
5.5. ESTUDIO DEL PAPEL DE LOS IONES SUPRATÉRMICOS EL EN CALENTAMIENTO DE LOS IONES TÉRMICOS	124
5.5.1. Influencia del efecto Zeeman sobre líneas de impurezas	125
5.5.2. Población de supratérmicos	127
5.5.3. Caso experimental 1	128
5.5.4. Caso experimental 2	132
5.5.5. Origen de la población de supratérmicos	135

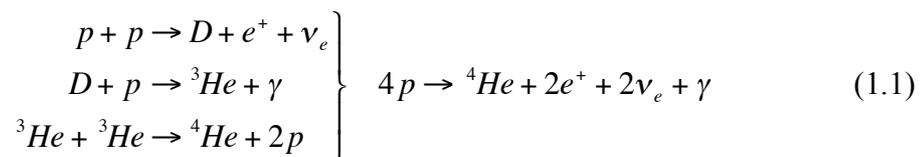
6. CONCLUSIONES	141
APÉNDICE A-I	145
<i>Tabla de principales líneas para espectroscopia pasiva en TJ-II</i>	
APÉNDICE A-II	147
<i>Lista de acrónimos</i>	
APÉNDICE A-III	149
<i>Lista de símbolos</i>	
<i>Publicaciones</i>	151

1. INTRODUCCIÓN

Este primer capítulo se centra en la descripción de la fusión nuclear como proceso físico y fuente de energía, así como su situación en el panorama energético actual. A continuación se describe el concepto de stellarator, dispositivo de generación de plasmas en el que se ha desarrollado esta Memoria, y se sitúa en el contexto de los otros esquemas de confinamiento magnético. Posteriormente se hace un resumen de los principales componentes y características del heliac TJ-II, para concluir con una síntesis de los sistemas de diagnosis más relevantes que se emplean en este dispositivo para determinar sus parámetros físicos.

1.1. LA IMPORTANCIA DE LA ENERGÍA DE FUSIÓN

La fusión nuclear es la fuente de energía del universo, ya que toda la radiación que proviene de las estrellas se genera a través de reacciones de fusión que tienen lugar en su interior. La cadena protón-protón (p-p) es una de las dos reacciones de fusión que se producen en los interiores estelares para convertir el hidrógeno en helio, siendo el otro proceso conocido el ciclo CNO (carbono, nitrógeno, oxígeno). El balance global del proceso p-p es el equivalente al de unir cuatro protones para formar un núcleo de helio-4:



donde p representa un protón, D un deuterón (un isótopo pesado del núcleo de hidrógeno formado por un protón y un neutrón), ${}^3\text{He}$ y ${}^4\text{He}$ son isótopos del helio, γ es un fotón de alta energía, e^+ un positrón y ν_e un neutrino. Por lo general, la reacción protón-protón sólo ocurre si la temperatura (i.e., energía cinética) de los protones es lo suficientemente alta como para que logren vencer las fuerzas coulombianas de repulsión. A las temperaturas estelares de entre 10 - 20 millones de Kelvin y densidades de 10^{30} partículas / m^3 , el tiempo medio de la reacción (1.1) es de alrededor de 109 años, tiempo muy prolongado pero más que suficiente para sostener el Sol debido a la gran cantidad

de hidrógeno contenido en su núcleo y a las enormes cantidades de energía que incluso ese bajo ritmo de reacción aporta. La primera confirmación experimental del modelo teórico de generación de energía en el centro de las estrellas no se produjo hasta 1992 cuando, a través de la colaboración europea para el experimento *GALLEX* [1], se detectaron neutrinos solares de baja energía procedentes de la cadena p-p.

En la Tierra hay abundantes cantidades de elementos ligeros (hidrógeno, litio) que podrían ser usados para producir energía por medio de reacciones nucleares de fusión. Sin embargo, las condiciones necesarias para que éstas se produzcan son muy difíciles de alcanzar en la Tierra, ya que se requieren temperaturas y presiones muy altas, como las que se encuentran en el centro de las estrellas. A principios de los años 50 se comenzó a estudiar este tipo de reacciones para ser utilizadas con fines de generación de energía [2]. El estudio detallado de las posibles reacciones de fusión que se pueden utilizar para generar energía [3], muestra que las reacciones más atractivas son las denominadas como ciclo D-T (deuterio-tritio), ya que tienen la mayor sección eficaz a bajas energías:

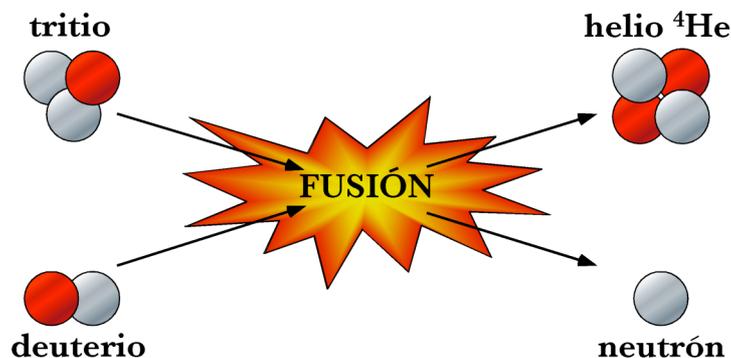
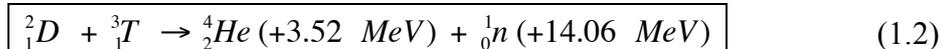
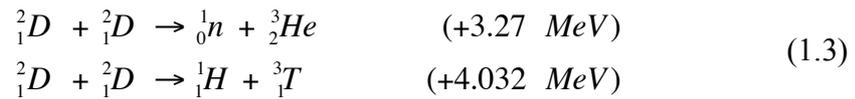


Figura 1.1. Representación esquemática de la reacción de fusión D-T. Un núcleo de deuterio y otro de tritio se unen para dar lugar a un núcleo de helio y un neutrón, liberándose una energía de 17.58 MeV.

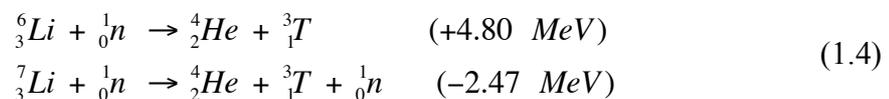
En esta reacción se liberan 17.58 MeV, de los cuales 14.06 MeV se los lleva el neutrón en forma de energía cinética y 3.52 MeV se los queda el núcleo de helio (o partícula α). Por otro lado, al tener plasmas D-T también es esperable que se produzcan reacciones D-D (deuterio-deuterio):



Nótese que una rama de la reacción D-D produce tritio. Los neutrones producidos en ambas reacciones se pueden detectar, y midiendo su número absoluto y su espectro de energía puede obtenerse información sobre la temperatura iónica del plasma. Todos los aspectos de la fusión por confinamiento magnético, incluidas las reacciones más relevantes para la fusión, pueden encontrarse en dos buenas referencias a nivel de divulgación [4] y a nivel técnico [5].

El nuevo núcleo 4He , resultante de la reacción (1.2), tiene masa inferior a la suma de las masas de los dos núcleos que se han fusionado para formarlo. La diferencia es liberada, según la relación de Einstein $E = mc^2$, en forma de energía, siendo m el defecto de masa de la reacción nuclear. La energía que se libera varía en función de los núcleos que se unen y del producto de la reacción.

Obtener deuterio no es difícil, ya que es un elemento estable y abundante (en el agua una parte por 5000 es deuterio, i.e. hay 30 gramos del mismo en 1 m³ de agua). El tritio no se encuentra en la naturaleza, por lo que se debe producir artificialmente. Para obtenerlo se puede recurrir a las centrales de fisión, donde se puede generar por la activación del hidrógeno contenido en el agua, o al bombardeo del litio (abundante en la corteza terrestre) con neutrones. Hay dos isótopos estables del litio, litio-6 y litio-7, siendo éste último mucho más abundante. Por desgracia, la reacción que absorbe neutrones es la que se da con el litio-6, el menos abundante.



Debido a todos estos problemas se están investigando otras reacciones de sección eficaz alta pero más limpias, siendo una de la más prometedoras la del $D-{}^3He$. La desventaja de esta reacción reside en la menor sección eficaz con respecto a la de $D-T$ y en la propia obtención del helio-3, ya que es el isótopo más raro de dicho elemento. Además, estudios sobre el esquema de confinamiento que necesitan estas reacciones han mostrado que pueden ser extremadamente complicadas de llevar a la práctica [6].

A las temperaturas requeridas para que se produzcan las reacciones de fusión, los

átomos de hidrógeno se encuentran totalmente ionizados y en estado de plasma: sistema que contiene un número significativo de partículas cargadas libres y cuya dinámica presenta efectos colectivos dominados por las interacciones electromagnéticas de largo alcance entre las mismas [7]. Esta cualidad de presentar efectos colectivos importantes hace que habitualmente se le conozca como el ‘cuarto estado de la materia’.

Un reactor de fusión debe ser energéticamente rentable, es decir, la potencia generada por las reacciones que en él tengan lugar deberá ser mayor que la que se consume en crear y mantener el plasma, de tal forma que a partir de un cierto umbral se produzca un proceso automantenido en el que no es necesario un aporte energético externo. El criterio de Lawson [8] establece un requisito que debe cumplir un reactor de fusión para alcanzar el estado de ignición, es decir, aquel en el que la energía de los productos de las reacciones de fusión (en este caso las partículas α , ya que los neutrones no calientan un medio tan poco denso) resultan suficientes para calentar el plasma, manteniendo su temperatura sin necesidad de aporte externo de potencia. La fórmula original de Lawson establece un límite inferior del producto del tiempo de confinamiento de la energía del plasma, τ_E , por su densidad, n_e . Si se considera que tanto la densidad y temperatura de los electrones e iones es la misma, es decir, la del plasma, para una temperatura de 25 keV, el doble producto debe ser $n_e \tau_E \geq 1.5 \times 10^{20} \text{ s / m}^3$. Más tarde se sugirió el uso del “triple producto” $n_e T_i \tau_E$ como una figura de mérito más útil, siendo T_i la temperatura iónica del plasma. Éste sólo depende en última instancia de la temperatura, y por lo tanto constituye una buena medida de la eficiencia del sistema de confinamiento. En particular, para la reacción de $D-T$ el criterio establece $n_e T_i \tau_E \geq 10^{21} \text{ keV s / m}^3$.

Actualmente, se investiga principalmente en dos vías con el objetivo puesto en conseguir reactores nucleares de fusión:

1. Confinamiento inercial. El confinamiento inercial produce reacciones nucleares de fusión tras el calentamiento y compresión de bolas de hidrógeno (alcanzándose densidades de $\sim 10^{32} \text{ m}^{-3}$ y temperaturas de decenas de keV) durante periodos de tiempo muy cortos (nanosegundos). Para comprimir las bolas a altas densidades y calentarlas se emplean láseres de alta potencia, por lo que para el progreso del confinamiento inercial se requiere un fuerte desarrollo de los mismos [9].

2. Confinamiento magnético. En los dispositivos de confinamiento magnético se emplean campos magnéticos para mantener aislado el plasma de la cámara de vacío. El plasma, normalmente formado a partir de átomos de hidrógeno y sus isótopos (con densidades de 10^{20} m^{-3}), se calienta a temperatura muy elevada (decenas de keV) y con un tiempo de confinamiento de la energía alto (del orden de segundos). El confinamiento magnético se consigue porque el plasma, aunque macroscópicamente neutro, está compuesto por partículas cargadas (iones y electrones), que se desplazan helicoidalmente a lo largo de las líneas de campo [3].

1.2. CONFINAMIENTO MAGNÉTICO

Aprovechando el hecho de que las partículas cargadas siguen las líneas de campo magnético, en los años sucesivos a la Segunda Guerra Mundial se diseñaron máquinas lineales de plasma con el objetivo de confinarlas dentro de unos campos establecidos. Este tipo de dispositivos presentaban un gran ventaja, y era su extremada estabilidad y la baja difusión anómala a lo largo del campo magnético. Sin embargo, al ser sistemas abiertos las pérdidas de partículas en su extremo final debido a las partículas que se escapan siguiendo las líneas de campo hace que, aunque se aumente la intensidad del campo o el tamaño del plasma, el tiempo de confinamiento sea menor. Por lo tanto, este tipo de dispositivos no podrían pensarse como futuros reactores de fusión, y de ahí surge el concepto de máquina toroidal, donde las líneas de campo no tienen un final, sino que generan superficies magnéticas cerradas, y en principio las partículas quedarían perfectamente confinadas. Los dispositivos toroidales son los que han logrado los mejores rendimientos en confinamiento. Dentro de estos dispositivos destacan dos clases de dispositivos: el *TOKAMAK* y el *STELLARATOR*. Una visión histórica de la fusión por confinamiento magnético puede verse en el libro [2].

El *tokamak*, propuesto por Sajarov y Tamm en 1951 [10], es el dispositivo con el que se han conseguido los mejores resultados en el campo de la investigación en fusión nuclear controlada [3]. Es simétrico con respecto al eje central, con bobinas externas alrededor del toro que generan un campo magnético toroidal muy alto (varios teslas), ver figura

1.2. El campo magnético poloidal se consigue induciendo una corriente en el seno del plasma en la dirección toroidal. Esta corriente se induce debido a la ley de Lenz (efecto transformador), actuando el propio plasma como circuito secundario. De la combinación de ambos campos resultan las líneas de campo magnético, las cuales tienen forma helicoidal a lo largo del toro. El confinamiento del plasma no se puede mantener indefinidamente sólo con la corriente inductiva, por lo que el *tokamak* es un dispositivo intrínsecamente pulsado. Mediante inducción de corriente por otros medios y ayudados por la propia corriente de *bootstrap*, parte de esta limitación puede solventarse, con el coste de recircular parte de la potencia de salida y por lo tanto bajando la eficiencia del dispositivo. Sin embargo, la existencia de disrupciones de corriente (pérdida rápida de energía que trae como consecuencia la terminación brusca del plasma), especialmente cuando se experimenta cerca de la frontera de los límites de operación, hace que el *tokamak* no sea el esquema de confinamiento más deseable para un reactor comercial. Los mejores resultados en plasmas de fusión se consiguieron en 1997 en el *tokamak* europeo *JET*, donde en una descarga se produjo el equivalente a 21.7 MJ de energía de fusión, mientras que en otra se alcanzó un pico de potencia de fusión generada de 16.1 MW, usando en ambos casos plasmas compuestos por una mezcla de deuterio y tritio [11].

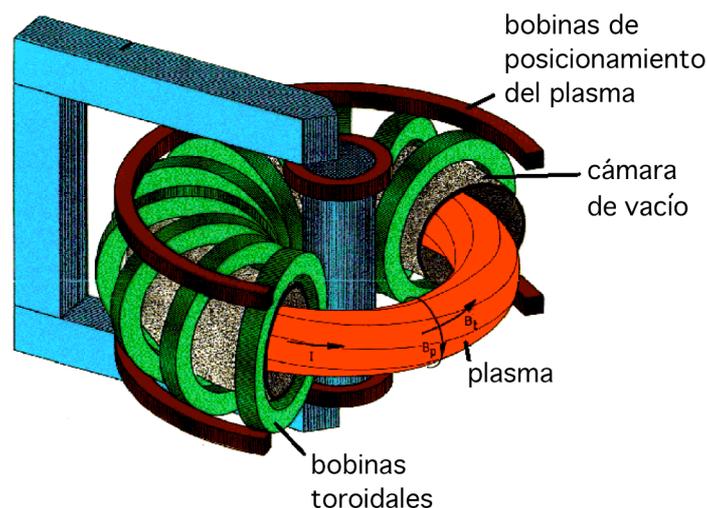


Figura 1.2. Representación esquemática un tokamak, que consigue la generación de corriente I por medio de un conjunto de bobinas que emplean el efecto transformador. En rojo puede verse el plasma.

El *stellarator* es un dispositivo toroidal de confinamiento magnético que fue propuesto

por el astrofísico Lyman Spitzer en 1951 [12]. Los dispositivos de la clase *stellarator* no tienen simetría toroidal, y los campos magnéticos necesarios para confinar el plasma son generados exclusivamente por bobinas externas, sin requerir una corriente eléctrica toroidal en el plasma [13]. Esta característica hace que su confinamiento sea inherentemente estacionario, siempre que se mantengan las corrientes en las bobinas externas. Salvando estas diferencias, la física de los plasmas producidos en *stellarators* y *tokamaks* es similar. Debido a que el diseño y la construcción de los *stellarators* es más complicado, su desarrollo ha ido siempre una generación por detrás de los *tokamaks*, no alcanzando el rendimiento de estos últimos. Sin embargo, últimamente se ha impulsado la investigación en *stellarators*, y de los dispositivos de fusión por confinamiento magnético que han entrado recientemente en operación o están en construcción pueden destacarse los *stellarators LHD*, en Toki, Japón (cuyo primer plasma se consiguió en marzo de 1998 [14]) y *Wendelstein 7-X*, en Greifswald, Alemania (en construcción y prevista su finalización en 2010 [15]). Ambos utilizan bobinas superconductoras para generar los campos magnéticos, con lo que permiten una investigación más orientada hacia los plasmas estacionarios que serán requeridos en un reactor.

1.3. EL STELLARATOR TJ-II.

El dispositivo TJ-II es un *stellarator* [16] de tipo *heliac* flexible [17,18] de tamaño medio, cuyo objetivo es el estudio del confinamiento y transporte de energía y partículas en plasmas calientes. La disposición de sus bobinas permite una gran variedad de configuraciones magnéticas, y un amplio rango de valores de transformada rotacional ($\iota/2\pi$ en el centro entre 0.9 y 2), siendo ésta su característica más especial, y que lo distingue de otros *stellarators*. Además su eje magnético es helicoidal, confiriéndole una extremada tridimensionalidad. En el TJ-II se pueden explorar configuraciones con pequeña cizalladura magnética (-1 a 10 %), profundidad de pozo magnético variable (0 a 6 %) y diferentes radios medios de plasma (0.12 a 0.22 m, con volúmenes entre 0.3 y 1.2 m³). Además, tiene un alto valor teórico de la β (razón entre la presión cinética del plasma y la presión magnética) de equilibrio y estabilidad, que básicamente representa la eficiencia en el confinamiento del plasma, ($\langle\beta\rangle > 4\%$)

[19,13]. El TJ-II tiene una periodicidad $M=4$ con un campo magnético central de ~ 1 T y un radio mayor medio de 1.5 m. Una característica destacable del TJ-II es que consigue el control efectivo de la transformada rotacional y la cizalladura magnética, lo que permite disponer de un amplio conjunto de configuraciones magnéticas. En la figura 1.3 puede verse $\frac{1}{4}$ de la cámara de vacío del *stellarator* TJ-II y su plasma. En la figura de la izquierda se aprecia claramente la periodicidad 4, así como la helicidad del plasma alrededor del conductor central. La figura de la derecha muestra las ventanas de observación a través de las cuales puede diagnosticarse el plasma.

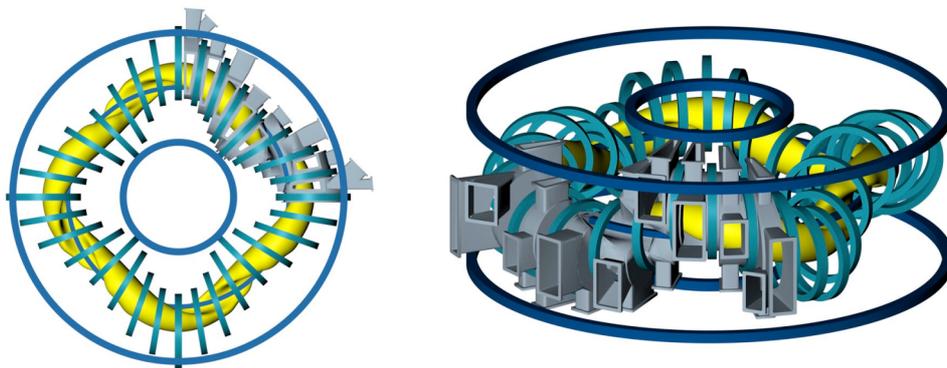


Figura 1.3. Cámara de vacío, bobinas, y representación del plasma (color amarillo) del stellarator TJ-II.

Los primeros estudios sobre la configuración magnética del TJ-II se realizaron conjuntamente entre el laboratorio *ORNL* (Oak Ridge, EE.UU.) y el CIEMAT [20], cuyo resultado fue el proyecto TJ-II, desarrollado por el CIEMAT [19] dentro del programa de fusión europeo. El TJ-II, incluyendo la cámara de vacío, las bobinas y la estructura que las soporta (figura 1.3), tiene un diámetro de cinco metros, una altura de dos metros sobre el suelo de la plataforma experimental y un peso de sesenta toneladas, fabricado en acero de baja permeabilidad magnética (304 LN).

A finales de 1997 se consiguieron las primeras descargas con plasma [21], y desde entonces el dispositivo ha estado en funcionamiento. La operación del dispositivo se organiza en campañas experimentales que duran varios meses. Tras cada campaña se producen paradas en las cuales se procede a operaciones de mantenimiento y de mejora de la instalación. El equipo científico y de operación del TJ-II comprende alrededor de cien personas, de las cuales unas sesenta son titulados superiores (físicos, químicos e ingenieros).

1.3.1 Componentes y características

Bobinas. El campo magnético del TJ-II es generado por un conjunto de bobinas externas, que le confieren la configuración deseada, ver Tabla 1-I. Cada bobina posee un número variable de vueltas, cuya corriente por vuelta depende del tipo de bobina y de la configuración magnética que se desee, llegando desde los 5.2 kA por vuelta en las radiales hasta los 32.5 kA por vuelta en las toroidales. El campo magnético producido puede alcanzar 1.2 teslas. La zona de corriente estabilizada tiene una duración nominal, para todas las bobinas, de 1 s con una frecuencia de repetición de un pulso cada ocho minutos. Todas las bobinas se refrigeran con agua que circula a través de orificios longitudinales en los conductores de cobre, y están embridadas por una estructura mecánica para evitar deformaciones.

Bobinas	Radio (m)	nº vueltas	I(kA)/vuelta	Uso
CIRCULAR (CC)	1.5	24	11.7	Generan \vec{B} poloidal
HELICOIDAL (HX)	1.5 (excursión 7cm)	24	10.8	Generan \vec{B} helicoidal
TOROIDAL (TF) 32 bobinas (4 agrandadas/28 normales)	0.475/0.425 (agrandadas/normales)	9/8	32.5	Generan \vec{B} toroidal
VERTICAL (VF) 2 bobinas	2.25	16	12.5	Generan \vec{B} vertical para posicionar eje plasma
COMPENSACIÓN (OH) 4 bobinas (2 interior/2 exterior)	0.78/2.29 (interior/exterior)	20/1	7.2	Cancelan posibles corrientes toroidales espurias
RADIAL (R) 4 bobinas (2 interior/2 exterior)	0.74/2.24 (interior/exterior)	7/5	5.2	Generan \vec{B} radial Compensan \vec{B} no deseados

Tabla 1-I. Bobinas que generan el campo magnético en el TJ-II y principales características de las mismas.

Cámara de vacío. La cámara de vacío del TJ-II está constituida por ocho octantes iguales, que se diseñaron para aprovechar la simetría de los campos magnéticos del mismo. Además, cuenta con 92 ventanas de observación (figura 1.3) para los diagnósticos del plasma, los sistemas de calentamiento y los de inyección de gas. La vasija está preparada para trabajar con presiones menores que 10^{-6} Pa, por tanto ultra-alto vacío, siendo su presión base en operación menor que 10^{-5} Pa. Se dispone de un

sistema para realizar plasmas tenues de helio, que sirve para eliminar impurezas, principalmente H_2O , presentes en las paredes de la vasija. Con el fin de reducir el efecto de las impurezas pesadas (*alta Z*) en el plasma, la cara interior de la cámara de vacío se recubre de boro (~ 50 nm). Con estas técnicas se pueden conseguir descargas con baja concentración de impurezas y apropiado control de densidad [22], lo cual, como se verá más adelante, constituye un inconveniente a la hora de realizar estudios espectroscópicos relacionados con la dinámica de los iones, ya que las intensidades de las líneas son menores.

Configuraciones magnéticas. Las líneas de campo magnético forman las superficies magnéticas, que son superficies cerradas y anidadas dentro de la cámara de vacío. En primera aproximación, el movimiento de las partículas cargadas está restringido a estas superficies [23], y dado que su movimiento a lo largo de las líneas de campo es mucho más rápido que en la dirección perpendicular, presentan las mismas propiedades termodinámicas, como densidad, temperatura y presión. Con el fin de evitar la alteración de las superficies magnéticas de una configuración dada, alrededor del TJ-II sólo se permite utilizar materiales de baja permeabilidad magnética ($\mu_r \leq 1.01$ a menos de 3 metros del dispositivo), hecho que se ha tenido en cuenta en el diseño de la montura para fibras ópticas que se introducirá en el capítulo 3.

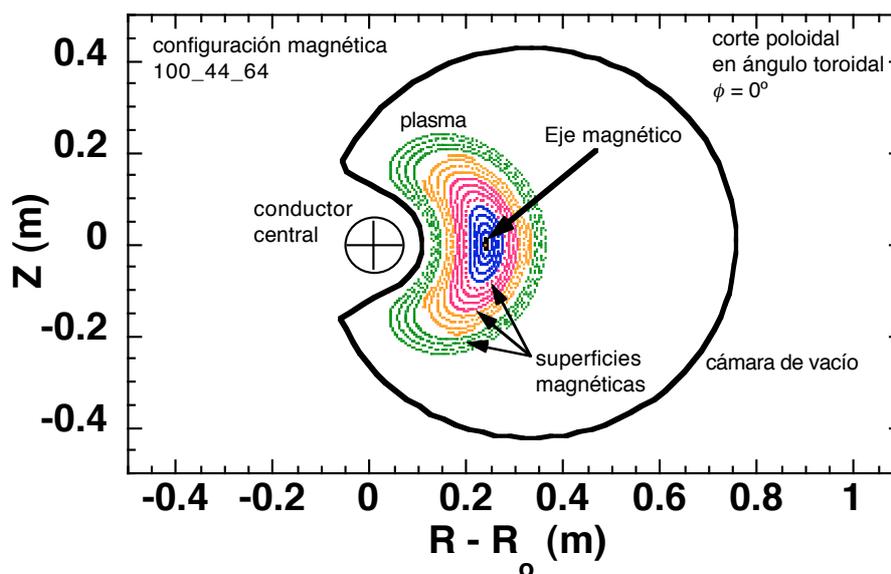


Figura 1.4. Corte poloidal de la cámara de vacío y las superficies magnéticas para la configuración estándar del TJ-II, 100_44_64, en el ángulo toroidal 0° .

La configuración magnética está determinada por el valor de las corrientes en las bobinas. Así, la nomenclatura usada en el TJ-II para denominarlas consiste en tomar las décimas de kA-vuelta de las corrientes de la bobina circular central, la helicoidal y las de campo vertical, que se redondean y se separan por rayas de subrayado. Como ejemplo, la configuración que corresponde a las corrientes por vuelta en las bobinas de $I_{\text{circular}}=10.03$ kA, $I_{\text{helicoidal}}=4.01$ kA e $I_{\text{vertical}}=6.28$ kA, se denomina 100_40_63. Cuando se desea tener una configuración magnética dada se fijan estas corrientes, mientras que la que circula por las bobinas toroidales se ajusta de tal forma que el plasma absorba óptimamente las ondas electromagnéticas de radiofrecuencia empleadas para calentarlo. En la figura 1.4 se muestra la forma teórica de las superficies magnéticas para la configuración estándar en el TJ-II, la 100_44_64, en el corte para el ángulo 0° toroidal. La forma de las superficies varía con el mismo, aunque se repite cada 90° , debido a la periodicidad $M=4$ del campo magnético.

Los plasmas de hidrógeno y helio conseguidos con calentamiento por *ECRH* han alcanzado temperaturas y densidades electrónicas centrales de hasta 2 keV y $1.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, con una energía almacenada en el plasma de 1.5 kJ y una temperatura iónica de 90-120 eV [24], pero no simultáneamente.

Sistemas de calentamiento. El TJ-II tiene instalados dos girotrones (generadores de microondas de alta potencia), sintonizados al segundo armónico de la resonancia ciclotrónica electrónica. Cada girotrón es capaz de inyectar en el plasma 300 kW a la frecuencia de 53.2 GHz durante un pulso de duración máxima de 1 segundo [25]. Este tipo de calentamiento, denominado *ECRH*, usa ondas electromagnéticas en modo extraordinario sintonizadas al segundo armónico del giro ciclotrónico de los electrones del plasma alrededor de las líneas de campo [26], con lo que las ondas son absorbidas por éstos. Las ondas son inyectadas perpendicularmente a las superficies magnéticas de la configuración, y los haces se encuentran espacialmente sintonizados para evitar una generación adicional de corriente (ver figura 1.5, *ECRH GRI*, *ECRH GR 2*). La frecuencia a la que son absorbidas las ondas depende de la densidad electrónica, que para los parámetros de las microondas inyectadas en TJ-II tiene una densidad de corte de $1.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (que equivale a una densidad media de línea de $0.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), a partir de la cual las ondas son reflejadas y no calientan el plasma.

Desde principios de 2003 opera uno de los haces del sistema de calentamiento por inyección de partículas neutras, con el que se introduce en el plasma un haz de átomos de hidrógeno de alta energía (40 keV) en dirección paralela al campo magnético toroidal y con el mismo sentido (antihorario, visto desde arriba, ver figura 1.5). Al interaccionar con el plasma, los átomos del haz se ionizan y ceden su energía al mismo. Así, se pueden conseguir plasmas con mayores densidades y energías. Los principales parámetros del haz de neutros se encuentran recogidos en la Tabla 1-II. Al encontrarse no compensado también cede momento en la dirección toroidal. Para evitar este efecto, y para alcanzar una mayor β , se encuentra en fase de preparación un segundo inyector, en dirección opuesta al primero [27].

INYECTOR DE PARTÍCULAS NEUTRAS (NBI)	
Potencia Inyectada	≤ 650 kW
Voltaje Accel.	30 - 35 kV
Anchura del pulso	100 – 150 ms
Divergencia teórica	1.3°

Tabla 1-II. Características principales del haz de inyección de neutros de hidrógeno para calentamiento.

Sistema de alimentación eléctrica. Para alimentar durante una descarga todo el sistema eléctrico de alta potencia del TJ-II, que comprende las bobinas, los sistemas de calentamiento y determinados diagnósticos, se dispone de un generador impulsional de 140 MVA, que almacena 100 MJ a 15 kV y 100 Hz.

Operación. La duración de los pulsos eléctricos en el dispositivo TJ-II es de aproximadamente unos dos segundos, en los cuales se alimentan las corrientes de las bobinas, se introducen los gases dentro de la cámara de vacío y se encienden los girotrones, para que calienten el gas. Los girotrones comienzan típicamente 1020 ms después del inicio del pulso y se mantienen emitiendo microondas durante un intervalo de 300 ms. Una vez que se apagan, el plasma se enfría y pierde su energía. El haz de neutros puede ser inyectado en diferentes instantes temporales, dependiendo del experimento que se vaya a realizar.

Debido a la existencia de fuertes campos magnéticos y radiación alrededor del TJ-II, el dispositivo se encuentra en un recinto cerrado en el que no se permite la presencia de ninguna persona durante la operación del mismo. La sala de control del TJ-II se encuentra situada junto a la sala experimental, y en ella se encuentran los responsables de la operación y los encargados de los diagnósticos. Así, toda la instrumentación que está en el recinto del TJ-II se opera remotamente, sin que requiera acceso *in situ* durante la descarga. Además, el acceso al recinto del TJ-II durante el tiempo entre las descargas de un día de operación está muy restringido, por lo que es conveniente que todos los controles de la instrumentación que se necesiten modificar entre descarga y descarga sean accesibles remotamente.

1.3.2. Diagnósticos

El principal objetivo de la diagnosis del plasma es deducir información de su estado a partir de observaciones experimentales de los procesos físicos y efectos asociados que en él se producen. Para conseguir un rendimiento científico óptimo del TJ-II, se dispone de un conjunto de diversos diagnósticos con el que se pueden determinar las características fundamentales del plasma producido [28]. En la figura 1.5 se muestra la localización de los principales diagnósticos usados en este trabajo, así como las líneas de inyección de calentamiento por microondas y de partículas neutras descritas en apartados anteriores.

Espectroscopia. Se dispone de espectrómetros de baja resolución en el rango del visible para monitorizar la emisión de algunas líneas espectrales de interés de impurezas presentes en el plasma, como la línea 227.1 nm del C^{4+} y la línea 441.5 nm del O^+ . Asimismo, se encuentran instalados espectrómetros de alta resolución en los rangos del visible y del ultravioleta de vacío [29,30], provistos de detectores multicanales de alta sensibilidad, que se utilizan para observar y monitorizar las líneas de emisión de impurezas presentes en el plasma del TJ-II [31]. Uno de ellos opera en el visible y lleva acoplado un sistema de detección monocanal con un sistema de calibración capaz de dar valores absolutos de rotación toroidal [32]¹. El sistema posee resolución temporal, proporcionando también medidas de temperatura iónica del plasma. También se encuentra operativo un sistema espectral de alta resolución con 9 canales espaciales para

¹ D. Rapisarda *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 33506 (2006).

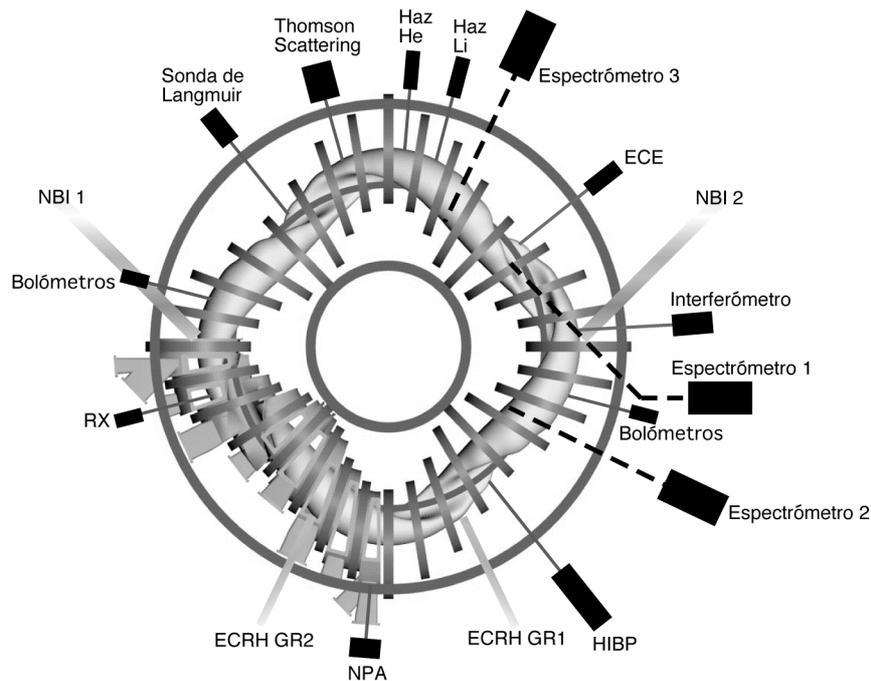


Figura 1.5. Localización y representación esquemática de los principales diagnósticos del stellarator TJ-II. También se muestran las dos líneas de calentamiento de ECRH (GR1 y GR2), así como las líneas de inyección de partículas neutras para calentamiento (NBI).

analizar la anchura y desplazamiento de líneas espectrales, con el objeto de determinar la temperatura y velocidad de rotación poloidal de los iones del plasma [33].

Para monitorizar la emisión proveniente de la línea H_{α} hay un conjunto de fotodiodos de silicio, con filtros con anchos de banda de 1 nm y 10 nm, colocados en diferentes posiciones toroidales del TJ-II. Su intensidad sirve para cuantificar el flujo de partículas.

Bolometría. Los bolómetros son detectores de radiación, con respuesta bien caracterizada y sensibles a todo el rango espectral relevante (2 eV – 4 keV), que sirven para estimar las pérdidas totales de energía del plasma por radiación. En el TJ-II se emplean matrices de fotodiodos de silicio que miden la emisión proveniente de diferentes cuerdas del plasma, y que tras un proceso de inversión permiten calcular su emisión local [34].

Rayos X. Para detectar la radiación en el rango de los rayos X hay instalado un detector de germanio que permite contar los fotones emitidos por el plasma con discriminación en energía. Además, se dispone de cámaras de matrices de diodos que permiten realizar reconstrucciones tomográficas de la emisión de rayos X del plasma, es decir, obtener los

valores locales de emisión de rayos X de baja energía [35]. Su medida puede emplearse para visualizar la estructura magnética durante la operación del plasma, para la detección de islas, para la obtención de la Z_{eff}^2 del plasma, etc.

Esparcimiento Thomson. (*Thomson scattering*) El análisis del esparcimiento incoherente de un haz de fotones procedente de un láser pulsado de rubí, debido a los electrones del plasma, permite determinar los perfiles de densidad y temperatura electrónica en un instante bien definido de la descarga del TJ-II. Para ello se cuenta con un espectrómetro provisto de un detector multicanal intensificado que registra el espectro de esparcimiento [36,37].

Microondas. La evolución temporal de la densidad media a lo largo de una cuerda central se obtiene en el TJ-II con un interferómetro heterodino de 2 mm (140 GHz). Los perfiles locales de densidad electrónica en la zona periférica de gradiente se miden con resolución temporal mediante un reflectómetro de microondas [38].

El perfil de temperatura electrónica y su evolución temporal continua se consigue con un radiómetro calibrado absolutamente de 16 canales, que mide la intensidad de emisión alrededor del segundo armónico de la emisión ciclotrónica [39]. Estos canales se denominan canales de *ECE*.

Sondas y partículas. El TJ-II dispone de sondas de Langmuir para obtener información de la densidad, temperatura y potencial en el borde del plasma, así como de sus fluctuaciones [40].

Para calcular la temperatura iónica y su perfil espacial, se dispone de dos analizadores de partículas neutras (*NPA*), móviles angularmente, que permiten analizar los flujos y la distribución energética de los neutros rápidos producidos por reacciones de intercambio de carga en el seno del plasma [41].

La evolución espacio-temporal del potencial del plasma se consigue con una sonda de iones de cesio (*HIBP*), que se inyectan en el plasma con energía entre 100 y 200 keV [42].

$$^2 Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i}; \text{ donde el subíndice } i \text{ se refiere a los diferentes iones que componen el plasma.}$$

Magnéticos. Se dispone de bobinas de tipo Rogowski, diamagnéticas y de Mirnov que sirven para determinar, respectivamente, la corriente total, el contenido total de energía del plasma y el nivel de fluctuaciones magnéticas del mismo [43].

Haces atómicos. Por medio del estudio de la emisión proveniente de la interacción de haces atómicos (litio térmico y helio supersónico) con el plasma se calculan los perfiles de densidad y temperatura en el borde del mismo [44,45].

Referencias.

- [1] P. Anselmann *et al.*, “Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso”, *Phys. Lett. B* **285**, 376 (1992).
- [2] C.M. Braams y P.E. Stott, “Nuclear Fusion. Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research”. IOP Publishing Ltd, Bristol (2002).
- [3] J. Sheffield, “The physics of magnetic fusion-reactors”, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1015 (1994).
- [4] Paul-Henri Rebut, “L'Énergie des étoiles. La Fusion Nucléaire Controlée”, Odile Jacob (1999).
- [5] A. Dinklage, T. Klinger, G. Marx y L. Schweikhard, “Plasma Physics. Confinement, transport and collective effects”. Lecture Notes in Physics, Springer (2005).
- [6] P.E. Stott, “The feasibility of using D-He-3 and D-D fusion fuels”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, 1305 (2005).
- [7] J.R. Reitz, F.J. Milford y R.W.Christy, “Fundamentos de la teoría electromagnética”. Addison-Wesley Iberoamericana, Wilmington (1996).
- [8] J.D. Lawson, “Some criteria for a power producing thermonuclear reactor”, *Proc. Phys. Soc. B* **70**, 6 (1957).
- [9] A.R. Bell, “Laser produced plasmas”, En: “Plasma Physics: An introductory course”. Cambridge University Press, Cambridge (1993).
- [10] I.Y. Tamm y A. Sakharov, “Theory of a magnetic thermonuclear reactor”. Pergamon, Oxford (1961).
- [11] M. Keilhacker *et al.*, “The scientific success of JET”, *Nucl. Fusion* **41**, 1925 (2001).
- [12] L. Spitzer, “The stellarator concept”, *Physics of Fluids* **1**, 253 (1958).
- [13] J.F. Lyon *et al.*, “Stellarators”, *Nucl. Fusion* **30**, 1695 (1990).
- [14] R. Kumazawa *et al.*, “Liquid stub tuner for ion cyclotron heating”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 2665 (1999).
- [15] M. Wanner *et al.*, “Status of Wendelstein 7-X construction”, *Nucl. Fusion* **43**, 416 (2003).
- [16] M. Wakatani, “Stellarator and Heliotron Devices”. Oxford University Press, Oxford (1998).
- [17] S. Yoshikawa, “Design of a helical-axis stellarator”, *Nucl. Fusion* **23**, 667 (1983).
- [18] J.H. Harris *et al.*, “A flexible heliac configuration”, *Nucl. Fusion* **25**, 623 (1985).

- [19] C. Alejaldre *et al.*, “TJ-II project: A flexible heliac stellarator”, *Fusion Technol.* **17**, 131 (1990).
- [20] T.C. Hender *et al.*, “Studies of a flexible heliac configuration”, *Fusion Technol.* **13**, 521 (1988).
- [21] C. Alejaldre *et al.*, “First plasmas in the TJ-II flexible heliac”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, A539 (1999).
- [22] F.L. Tabarés *et al.*, “Impact of wall conditioning and gas fuelling on the enhanced confinement modes in TJ-II”, *J. Nucl. Mater.* **313-316**, 839 (2003).
- [23] K. Miyamoto, “Plasma Physics for Nuclear Fusion”. MIT Press, Cambridge (1980).
- [24] C. Alejaldre *et al.*, “Review of confinement and transport studies in the TJ-II flexible heliac”, *Nucl. Fusion* **41**, 1449 (2001).
- [25] A. Fernández *et al.*, “Quasioptical transmission lines for ECRH at TJ-II stellarator”, *Int. J. Infrared Milli.* **21** 1945 (2000).
- [26] R.A. Cairns, “Radio-frequency plasma heating”, En: “Plasma Physics: an Introductory Course”. Cambridge University Press, Cambridge (1993).
- [27] J. Guasp *et al.*, “Thermal Load Calculations at TJ-II Vacuum Vessel Under Neutral Beam Injection”, *Fusion Sci. and Technol.* **35** 32 (1999).
- [28] J. Sánchez *et al.*, “Diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac”, *J. Plasma Fusion Res. Series* **1**, 338 (1993).
- [29] K.J. McCarthy *et al.*, “A toroidal focusing mirror based vacuum ultraviolet diagnostic for TJ-II”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 312 (1999).
- [30] K.J. McCarthy *et al.*, “Results of an experiment relating apparent doppler ion temperatures with non-thermal velocities in hot-fusion plasmas”, *Europhys. Lett.* **63**, 49 (2003).
- [31] K.J. McCarthy *et al.*, “An Impurity Emission Survey in the near UV and Visible Spectral Ranges of Electron Cyclotron Heated (ECH) Plasmas in the TJ-II Stellarator”, CIEMAT Report **965** (2001).
- [32] D. Rapisarda, B. Zurro, A. Baciero y V. Tribaldos, “Novel passive spectroscopy system for absolutely referenced plasma rotation measurements in clean plasmas”, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 33506 (2006).
- [33] A. Baciero *et al.*, “A multi-channel spectroscopic system for measuring impurity ion temperatures and poloidal rotation velocities in TJ-II”, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 971 (2001).

- [34] M.A. Ochando *et al.*, “Bolometry systems for the TJ-II flexible heliac”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 384 (1999).
- [35] F. Medina *et al.*, “X-ray diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 642 (1999).
- [36] C.J. Barth *et al.*, “High-resolution multiposition Thomson scattering for the TJ-II stellarator”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 763 (1999).
- [37] J. Herranz *et al.*, “The spectrometer of the high-resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-II”, *Fusion Eng. Des.* **65**, 525 (2003).
- [38] T. Estrada *et al.*, “Density profile measurements by AM reflectometry in TJ-II”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, 1535 (2001).
- [39] E. de la Luna, “Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator”, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 379 (2001).
- [40] M.A. Pedrosa *et al.*, “Fast movable remotely controlled Langmuir probe system”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 415 Part 2 (1999).
- [41] J.M. Fontdecaba *et al.*, “Energy-resolved neutral particle fluxes in TJ-II ECRH plasmas”, *Fusion Eng. Des.* **46**, 271 (2004).
- [42] I.S. Bondarenko *et al.*, “Installation of an advanced heavy ion beam diagnostic on the TJ-II stellarator”, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 583 Part 2 (2001).
- [43] D. Lopez-Bruna *et al.*, “Effects of ohmic current in the TJ-II stellarator”, *Nucl. Fusion* **44**, 645 (2004).
- [44] B. Brañas *et al.*, “Atomic beam diagnostics for characterization of edge plasma in TJ-II stellarator”, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 602 (2001).
- [45] A. Hidalgo *et al.*, “Multipulse supersonic helium beam diagnostic in the TJ-II stellarator”, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3478 (2004).

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

En este capítulo se presentan las bases teóricas necesarias para seguir el desarrollo de esta Memoria, comenzando por un resumen de la espectroscopia de plasmas. Se describen los procesos atómicos responsables de la emisión de radiación enfatizando las reacciones de intercambio de carga, las cuales permiten obtener información de los protones del interior del plasma. A continuación, se muestran los principales mecanismos físicos relacionados con la rotación toroidal en un dispositivo de fusión. Por último, se presentan los diferentes mecanismos de ensanchamiento de una línea espectral y su relación con la función de distribución de velocidades, cuyo conocimiento resulta crucial a la hora de estimar las temperaturas iónicas del TJ-II.

2.1 BREVE INTRODUCCIÓN A LA ESPECTROSCOPIA DE PLASMAS

La espectroscopia es un método potente y el menos perturbativo de diagnóstico de plasmas. Dependiendo del rango espectral a estudiar y del procedimiento utilizado (pasivo o activo, bien usando haces atómicos o láseres), la espectroscopia permite acceder a información tanto del borde como del centro del plasma, siendo capaz de proporcionar datos sobre un amplio rango de características del mismo, algunas de ellas de enorme importancia en un plasma de fusión, como el contenido de impurezas y su transporte. En particular, la espectroscopia de alta resolución espectral permite la determinación de la temperatura iónica y la rotación del plasma, puntos sobre los que versa el contenido de esta Memoria. Hay que resaltar que existen excelentes textos donde se tratan los fundamentos básicos y las aplicaciones de la espectroscopia tanto a plasmas de laboratorio como astrofísicos [1-4], así como excelentes trabajos de revisión sobre temas más específicos [5-7]. Existe un amplio conjunto de mecanismos [8] por los que un átomo o ión, una vez ionizados por colisiones con los electrones del plasma, puede pasar a un estado excitado, emitiendo fotones de frecuencia bien determinada (líneas de emisión). Sus características espectrales (intensidad, polarización, anchura y

desplazamiento) se pueden relacionar con propiedades locales del plasma en la región donde reside el elemento emisor. Muy recientemente, Y. Ralchenko *et al.* han publicado una guía muy completa sobre bases de datos atómicos para plasmas de alta temperatura [9], accesibles vía Internet. La herramienta usada en este trabajo de investigación es la espectroscopia pasiva de emisión en el rango visible y ultravioleta próximo, técnica en la que a partir de ahora se centrará la discusión.

Las líneas de emisión que se utilizan para extraer información del plasma son las del gas base (hidrógeno en el caso TJ-II) y de iones de impurezas presentes en pequeñas concentraciones, como carbono, boro y helio. Las líneas de emisión que se emplean para propósitos de diagnóstico con técnicas espectroscópicas de alta resolución espectral son aquellas que se encuentran mejor aisladas espectralmente y que tienen una mayor intensidad. En el Apéndice A-I se muestra una tabla con una selección de líneas espectrales que pueden usarse para espectroscopia pasiva en el rango visible y en el ultravioleta cercano en el TJ-II, junto con las transiciones atómicas del elemento al que corresponden. Un estudio más detallado de líneas espectrales en estos rangos de longitud de onda puede verse en la Ref. [10], para plasmas del TJ-II con la cámara de vacío sin boronizar. En el capítulo 3 se mostrarán espectros reales obtenidos en el TJ-II.

Actualmente se ha extendido el uso de la espectroscopia activa por intercambio de carga, en concreto, para abordar los dos temas que trata esta Memoria: la medida de la temperatura iónica y de la rotación en plasmas. Por ello, conviene hacer un comentario que compare ambas técnicas con el fin de resaltar sus ventajas e inconvenientes. En la espectroscopia de intercambio de carga se consigue que emitan radiación los átomos de carbono completamente ionizados, C^{6+} , que siempre están presentes en mayor o menor proporción a cualquier radio del plasma, haciéndolos interaccionar con un haz de neutros (hidrógeno) de alta energía, de tal manera que quedan preferentemente poblados los niveles altamente excitados del ión de carga inferior. Su desexcitación genera la línea espectral del C^{5+} , $C\ VI\ 5290\ \text{\AA}^3$, que usualmente se emplea en plasmas de fusión como base de este diagnóstico (el proceso de intercambio de carga será discutido con mayor detalle en la siguiente sección). Sin embargo, en la formación de esta línea interviene la excitación del mismo nivel producida por la interacción de iones

³ En notación espectroscópica, la línea de emisión se indica por el símbolo del elemento que produce la línea, seguido por el número romano que corresponde a sumar uno a la carga del ión.

completamente ionizados con los neutros fríos y la propia excitación electrónica de iones C^{5+} residentes en las zonas periféricas. Esto implica la existencia de un fondo intrínseco que modifica las pretensiones ideales de este diagnóstico de tener una emisión local, lo que puede ser un gran problema para conseguir las relaciones señal-ruido necesarias para obtener resultados fiables, aunque se puede eliminar. Su principal ventaja, particularmente en máquinas con la pared recubierta de grafito, donde la concentración de carbono es grande, es que proporciona una buena resolución espacial y temporal que puede llegar hasta el centro del plasma. Lo último resulta extremadamente complicado de lograr con espectroscopia pasiva, ya que se trata de medidas integradas, en plasmas con temperaturas electrónicas superiores a 500 eV. Sin embargo, la espectroscopia activa se centra en una sola línea de un ión fijo, por lo que se le pueden escapar efectos más fáciles de detectar con espectroscopia pasiva, sobre todo si se lleva a cabo en varios rangos espectrales y con iones de diferente masa, como es el caso de la influencia de las velocidades fluctuantes en la temperatura iónica [11]. Una ventaja adicional de la espectroscopia pasiva, especialmente en los rangos espectrales de interés para este trabajo, es que se puede adaptar a una geometría de medida mucho más flexible, al no necesitar de un haz de neutros de alta energía. En el caso del dispositivo TJ-II, y para el sistema espectral usado en esta Memoria, conviene resaltar que el ión más interno que se detecta con espectroscopia pasiva (C^{4+}) no es central para descargas de baja densidad y alta temperatura [12], pero su emisividad es máxima en el centro en descargas con inyección de neutros con densidades superiores a $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, y donde la temperatura electrónica central es $\leq 300 \text{ eV}$.

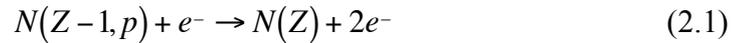
2.2. PROCESOS ATÓMICOS RESPONSABLES DE LA EMISIÓN DE RADIACIÓN EN ESPECTROSCOPIA PASIVA.

Extraer información del plasma a partir de medidas cuantitativas de la intensidad absoluta de la emisión de líneas de impurezas y del gas base, o de la razón de intensidades de líneas, es un procedimiento que se realiza de manera rutinaria en las máquinas de fusión. En este trabajo, se emplean las líneas de emisión de los iones como “sondas” que proporcionan información sobre la temperatura y rotación toroidal del mismo. Para el primer objetivo sería necesario modelar el transporte y los procesos

atómicos que dan lugar a la emisión de radiación usando códigos de simulación numérica [13]. Para el caso que aquí se trata, sólo interesa una comprensión cualitativa de los mecanismos básicos, más relevantes, que conducen a la emisión de las líneas, punto que se resume en esta sección.

2.2.1. Ionización y excitación colisional.

Cuando un electrón con suficiente energía (E) colisiona con un átomo o ión, uno de los procesos que puede suceder es que uno de los electrones ligados sea expulsado y el elemento quede ionizado,



siendo $N(Z, p)$ el ión de carga Z con su electrón en el estado p , y e^- el electrón. Este proceso tiene un umbral por debajo del cual la energía del electrón no es suficiente para causar una ionización, y que se conoce como potencial de ionización, V_p . Por encima de este umbral su sección eficaz sube hasta un máximo, a una energía aproximadamente 2 ó 3 veces V_p . A partir de ahí, para transiciones dipolares eléctricas, decae a un comportamiento asintótico proporcional al $(\log E)/E$. Cada uno de los electrones ligados contribuye a la sección eficaz total de ionización σ_i . En un plasma estos procesos se caracterizan por el ritmo de ionización,

$$S = \langle \sigma_i v \rangle \quad [m^3 s^{-1}] \quad (2.2)$$

donde el promedio se toma sobre la distribución de velocidades de los electrones, $f(\vec{v})$. Cuando f es una distribución maxwelliana, S será función de la temperatura electrónica. En la literatura se encuentran expresiones analíticas para calcular estos coeficientes que son imprescindibles para calcular el equilibrio de ionización en un plasma [14,15]. En cuanto a la excitación de un ión positivo, una característica digna de resaltar es que su sección eficaz tiene un valor finito en el umbral de excitación. En un plasma, la ionización y la excitación deben ser tratadas en un contexto bastante más complejo de lo que aquí se hace cuando se trata de relacionar las intensidades absolutas de las líneas de impurezas con su concentración, como puede verse en la Ref. [16].

En la figura 2.1 se presentan los ritmos de excitación e ionización para el hidrógeno en el estado fundamental, en función de la energía del electrón. Para la excitación se ha escogido la reacción en la que el átomo de hidrógeno queda en el estado $n=3$ que, por emisión espontánea es el que genera la línea H_α perteneciente a la serie de Balmer y en la que se centra parte de este trabajo. En la figura 2.2 se muestran los ritmos de

excitación por impacto electrónico para dos de las líneas del carbono, C V 2270.89 Å (línea negra continua) y C III 2296.87 Å (línea gris punteada) [17], que también se estudiarán en este trabajo.

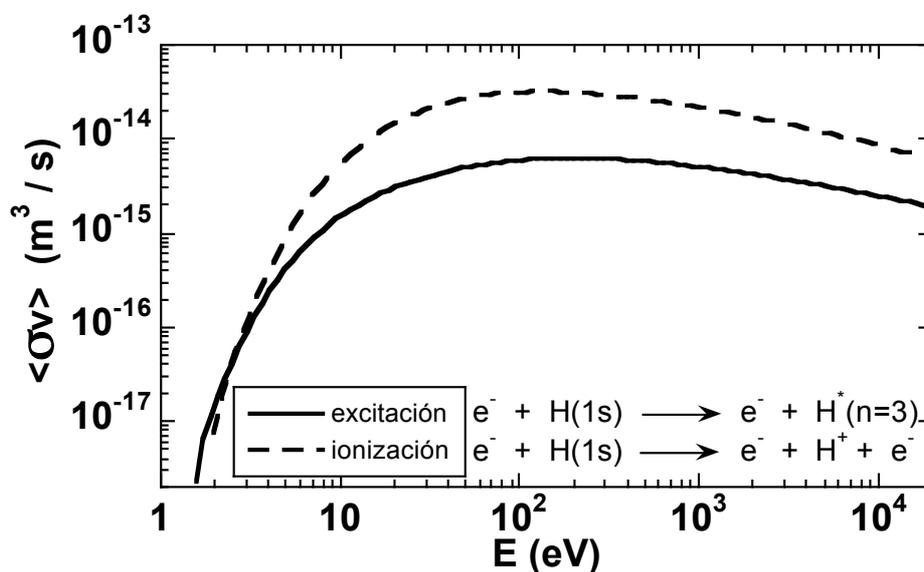


Figura 2.1. Ritmos de excitación y de ionización para el hidrógeno atómico en su estado fundamental. Para la excitación se ha seleccionado como resultante el estado $n=3$, que en su desexcitación da lugar a la emisión de la línea H_{α} .

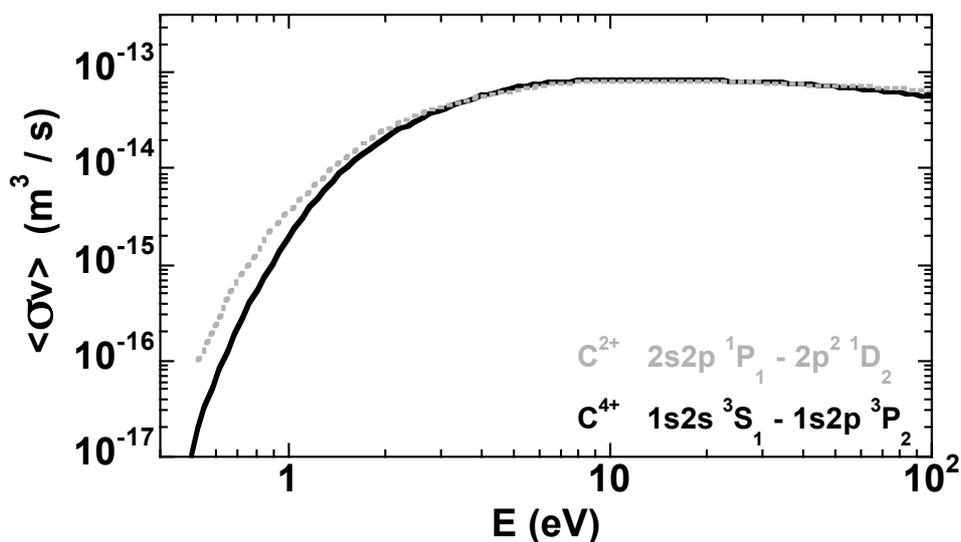


Figura 2.2. Ritmos de excitación por impacto electrónico para dos transiciones bien conocidas del carbono. Se han seleccionado aquellas que serán de interés a la hora de realizar los estudios con líneas espectrales de impurezas en TJ-II.

Como el carbono es la impureza que más se estudiará en este trabajo, en la figura 2.3 también se presenta la secuencia de los diferentes estados de ionización en los que puede encontrarse en función de la temperatura. Los cálculos se han realizado para un modelo corona teniendo en cuenta funciones de distribución maxwellianas.

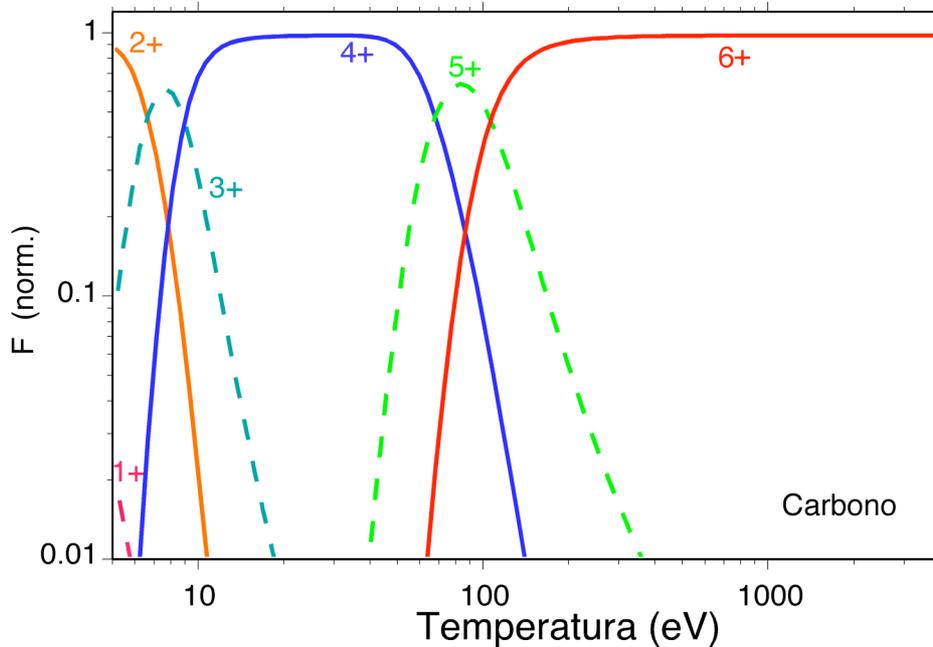
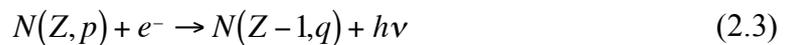


Figura 2.3. Secuencia de ionización para el carbono en función de la temperatura. Las diferentes líneas muestran los distintos estados de carga.

2.2.2 Recombinación radiativa y emisión espontánea.

La recombinación radiativa ocurre cuando un electrón libre en el campo de un ión positivo sufre una transición a un nivel ligado en la que emite un fotón, formando así un ión o átomo de carga una unidad menor:



Dicho fotón se lleva el exceso de energía, es decir la energía cinética del electrón antes de la recombinación más el potencial de ionización del estado ligado final. Así, el espectro de recombinación se caracteriza por discontinuidades correspondientes a las energías de los potenciales de ionización de los niveles ligados relevantes. La recombinación radiativa, en contraste con la recombinación colisional, es un proceso de dos cuerpos por lo que el ritmo de la reacción es proporcional al producto de las densidades electrónica e iónica. El proceso inverso de la recombinación es la fotoionización, y su ritmo es proporcional al flujo de radiación. Para equilibrar la recombinación radiativa, la densidad de flujo de fotones y espectro deberían ser los de

un cuerpo negro a la temperatura de los electrones, lo que nunca sucede para los plasmas de interés en este trabajo.

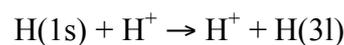
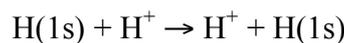
Las líneas espectrales, cuyo estudio es tema de este trabajo, se originan en el decaimiento radiativo entre un nivel superior, p , y otro inferior, q . El coeficiente empleado para caracterizar el ritmo de este proceso es la probabilidad de transición espontánea, $A(p,q)$, la cual se mide en s^{-1} . La intensidad de una línea espectral viene dada por:

$$I = \frac{1}{4\pi} n(p) \sum_{r < p} \frac{A(p,r)}{A(p,q)} h\nu \left[\frac{J}{m^3 sr} \right] \quad (2.4)$$

En el caso de que la población del nivel fundamental sea la dominante se toma $n(p) = n_e n(1) X(1,p)$, siendo X el ritmo de excitación del nivel; de otra manera se debe aplicar un modelo colisional-radiativo que tenga en cuenta todos los niveles y procesos atómicos que intervienen en el poblamiento de los mismos.

2.2.3 Procesos de intercambio de carga.

Mientras que los iones de impurezas emiten radiación de línea, los protones no lo hacen directamente. La única forma de extraer información óptica de ellos es a través de la emisión procedente de partículas neutras formadas a partir de protones que intercambiaron su carga con átomos neutros. En este proceso se produce un número importante de átomos en niveles excitados, bien generados directamente en el proceso de intercambio de carga o por excitación de átomos en el nivel fundamental por colisión con electrones. Los átomos excitados emiten espontáneamente radiación óptica discreta (líneas características), cuya forma refleja el estado cinético de los propios protones. El átomo resultante después del proceso de intercambio de carga con un neutro tiene una probabilidad bien conocida de quedar en dos estados que son de interés para este trabajo [18]:



Una colisión de este tipo finaliza transfiriendo un electrón del átomo de hidrógeno al ión, y el neutro rápido generado tiene prácticamente la misma velocidad y dirección que el protón de procedencia. De ahí la importancia que tienen estos procesos a la hora de extraer información de los protones en un dispositivo de fusión.

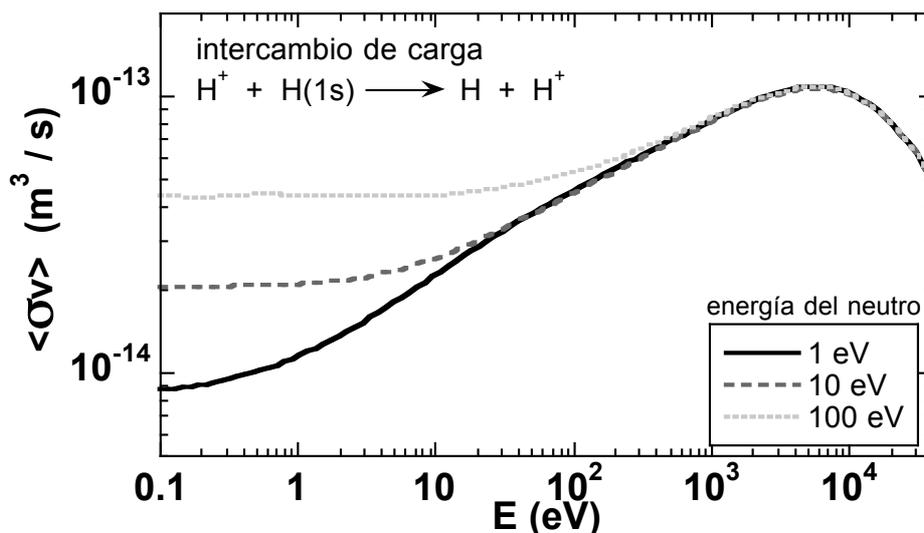


Figura 2.4. Ritmo de intercambio de carga para el hidrógeno atómico en su estado fundamental en función de la energía del protón y para tres energías del neutrón distintas.

2.3. ROTACIÓN EN PLASMAS.

El efecto Doppler. El efecto Doppler consiste en la variación aparente de la frecuencia o de la longitud de onda de un objeto en movimiento, para cualquier tipo de onda emitida o recibida por el mismo. En el caso del espectro visible de la radiación electromagnética, la radiación emitida por un objeto que se mueve hacia un observador se comprime; su frecuencia se percibe aumentada y se dice que “se desplaza hacia el azul”. Si el objeto se aleja, su frecuencia se percibe más estrecha y se dice que “se desplaza hacia el rojo”. Debido a la relación inversa que existe entre frecuencia y longitud de onda, se puede describir el desplazamiento Doppler en términos de esta última. La radiación se corre hacia el rojo cuando la longitud de onda aumenta y se corre hacia el azul cuando la longitud de onda disminuye. Esta desviación hacia el rojo o el azul es muy leve incluso para velocidades elevadas, como las velocidades relativas entre estrellas o entre galaxias, y el ojo humano no puede captarlo, solamente medirlo indirectamente utilizando instrumentos de precisión como los espectrómetros.

En la figura 2.5 puede verse la influencia del movimiento del objeto sobre la longitud de onda observada.

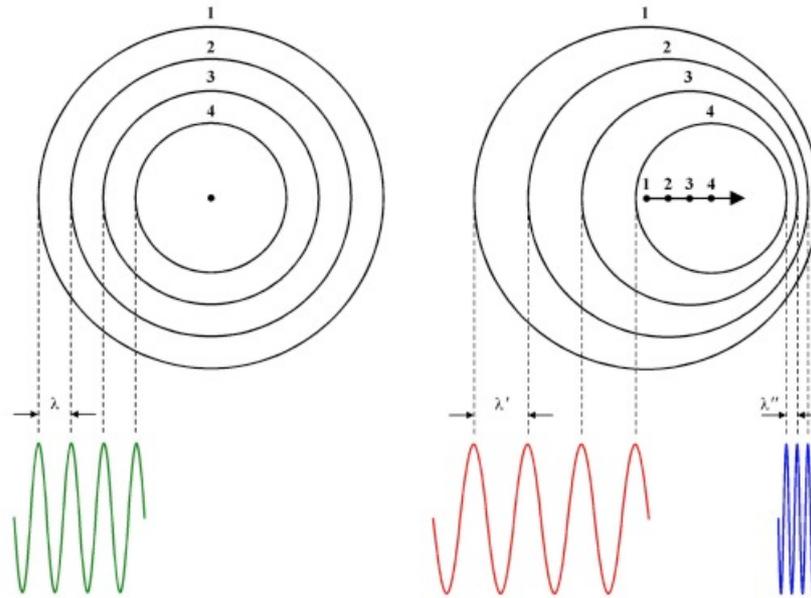


Figura 2.5. (a) Fuente fija con respecto al observador: la frecuencia de la fuente y la frecuencia observada coinciden. (b) Fuente en movimiento: la frecuencia de la fuente es menor que la observada por el observador del cual se aleja y mayor que la observada por el observador al cual se dirige. Esto es lo que se llama desplazamiento hacia el rojo y hacia el azul de la frecuencia de la fuente.

En el primer caso, las perturbaciones generadas por la fuente tienen la misma frecuencia en el lugar en que se originan que en el lugar donde son percibidas (la fuente está en reposo con respecto al observador). La longitud de la onda es λ . En el segundo caso, la fuente se mueve: el observador del cual la fuente se aleja percibe las perturbaciones como si la onda tuviera la longitud λ' ; el observador al cual la fuente se dirige lo hace como si su longitud fuera λ'' .

El cálculo de estas longitudes de onda a partir de la velocidad de propagación de la onda, la velocidad de la fuente, v_o , y el período, T , es sencillo: al tratarse de ondas electromagnéticas, su velocidad de propagación es directamente la velocidad de la luz, c :

$$\lambda = cT \quad \lambda' = (c + v_o)T \quad \lambda'' = (c - v_o)T \quad (2.5)$$

La longitud de onda percibida cambia. Si se expresa el cambio de longitud de onda como una fracción de la longitud de onda de la fuente en reposo queda:

$$\begin{aligned}\lambda' &= (c + v_o) \frac{\lambda}{c} = \left(1 + \frac{v_o}{c}\right) \lambda \Rightarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{v_o}{c} \\ \lambda'' &= (c - v_o) \frac{\lambda}{c} = \left(1 - \frac{v_o}{c}\right) \lambda \Rightarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda'' - \lambda}{\lambda} = -\frac{v_o}{c}\end{aligned}\quad (2.6)$$

Su importancia se encuentra en el hecho de que muestran que el cambio relativo en longitud de onda depende de la relación entre la velocidad de la fuente y la velocidad de propagación de la onda, no de ambas velocidades. Por tanto, si se tienen partículas en movimiento que emiten fotones (como es el caso de los iones o los neutros en un plasma), su velocidad puede determinarse a partir de las relaciones (2.6) siempre que se pueda medir con gran precisión los desplazamientos $\Delta\lambda$.

Ecuación de balance. La ecuación de balance de fuerzas (o momentos) de la magnetohidrodinámica (MHD) puede escribirse, para una especie determinada, como [19]:

$$m \frac{d}{dt} (n \vec{v}) = \vec{F} + nq \vec{E}' - \vec{\nabla} p + mn \vec{g} \quad (2.7)$$

donde n es la densidad de partículas en estudio y m la masa de las mismas. \vec{E}' es el campo eléctrico al que se encuentran sometidas, q es la carga del electrón, \vec{F} son las fuerzas externas aplicadas sobre el sistema, p es la presión ($p_i + p_e$), y por último \vec{g} es la aceleración de la gravedad, la cual puede ser incluida en el conjunto de fuerzas externas. Por otro lado, en un dispositivo de fusión se tiene que:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}; \quad \vec{F} = 0; \quad \vec{g} \rightarrow \text{despreciable frente al resto}$$

con lo que la ecuación de balance de momentos simplificada queda:

$$m \frac{d}{dt} (n \vec{v}) = nq \vec{E} + nq (\vec{v} \times \vec{B}) - \vec{\nabla} p \quad (2.8)$$

Si se supone que el plasma se encuentra en estado estacionario, y por tanto puede despreciarse la derivada temporal, se tiene que:

$$\boxed{0 = nq \vec{E} + nq (\vec{v} \times \vec{B}) - \vec{\nabla} p} \quad (2.9)$$

La deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Cuando partículas cargadas en el seno de un campo magnético \vec{B} se encuentran sometidas a la acción de una fuerza externa, se genera una velocidad de deriva que hace que las partículas se desvíen de sus órbitas originales. Una de las

fuerzas externas más importantes que puede encontrarse en un plasma es la debida al campo eléctrico, $\vec{F} = q\vec{E}$. Ésta da lugar a una velocidad de deriva de las partículas:

$$\boxed{\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}} \quad (2.10)$$

Esta velocidad no depende del signo de la carga o de la masa de las partículas (electrones e iones de cualquier carga y masa), por lo que la deriva “ $\vec{E} \times \vec{B}$ ” representa un movimiento global del plasma. Una descripción minuciosa de cómo obtenerla puede encontrarse en libros generales de física del plasma como [20-22].

El campo eléctrico radial. Como se ha discutido, el campo eléctrico es una de las piezas clave para entender la rotación en una máquina de fusión, ya que está relacionado a través de la ecuación de balance de fuerzas con las velocidades y los gradientes de densidad y temperatura. Además, es el causante de la velocidad “ $\vec{E} \times \vec{B}$ ” que produce una deriva de las partículas en dirección perpendicular a los campos. Despejando en la Ec. 2.9:

$$\boxed{\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} + \frac{1}{nq} \nabla p} \quad (2.11)$$

Si se realiza el producto vectorial y se descompone el vector \vec{E} en sus correspondientes coordenadas cilíndricas puede separarse la parte radial como:

$$E_r = -(v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta) + \frac{1}{nq} \nabla_r p = v_\phi B_\theta - v_\theta B_\phi + \frac{1}{nq} \nabla_r p \quad (2.12)$$

donde el subíndice θ indica la componente poloidal del vector y el ϕ la toroidal.

Finalmente, en este sistema de coordenadas el gradiente de presión es directamente $\frac{\partial p}{\partial r}$,

con lo que resulta:

$$\boxed{E_r = v_\phi B_\theta - v_\theta B_\phi + \frac{1}{nq} \frac{\partial p}{\partial r}} \quad (2.13)$$

Por lo tanto, el campo eléctrico radial está asociado a las velocidades de rotación toroidal y poloidal macroscópicas del fluido, y al gradiente de presión iónica. Por tanto las medidas de rotación juegan un papel fundamental en la determinación del mismo, siempre que otros mecanismos no estén actuando con más peso.

La corriente de bootstrap. Puesto que la velocidad de las partículas y la densidad de corriente del plasma están directamente relacionadas a través de:

$$\left. \begin{aligned} \vec{j} &= nq \int_{-\infty}^{\infty} \vec{v}_{\parallel} f(\vec{v}) d\vec{v} \\ \vec{j} &= \sum_i n_i q_i \vec{v}_i \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

es lógico pensar que corrientes presentes en el plasma afecten a la rotación del mismo. A comienzos de la década de los 70, resultados teóricos mostraron que en dispositivos de confinamiento magnético la difusión radial de partículas inducía una corriente en dirección toroidal, la cual podía ser grande en una región donde la colisionalidad fuese baja. Posteriormente, la existencia de esta corriente ha sido comprobada experimentalmente encontrando que es la que podría mantener parte de la corriente del plasma en un *tokamak* en estado estacionario, de ahí su nombre de corriente de *bootstrap*⁴. En el caso de que existiese esta corriente en un dispositivo tipo *stellarator* podría modificar fuertemente su topología magnética, de ahí la importancia que tiene su estudio y conocimiento. En este sentido, las medidas de rotación toroidal resultan fundamentales para ver si se puede encontrar alguna conexión experimental con la misma, ya que la distribución espacial de la densidad de corriente resulta extremadamente difícil de medir en el caso de plasmas de alta temperatura. En el caso de dispositivos de baja temperatura se ha medido la misma insertando sondas [23], o mediante bobinas de tipo Rogowski [24,25].

Debido a la variación de la dirección e intensidad del campo magnético a lo largo de sus líneas de fuerza y a la constancia del momento magnético de las partículas cargadas (debido al giro de Larmor), las trayectorias de éstas en el interior de un dispositivo de fusión se pueden dividir en dos grandes tipos de partículas: pasantes y atrapadas. La explicación se debe a que las constantes de movimiento libre de las partículas son: su energía $E = m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/2$, (en general los efectos relativistas son despreciables ya que las temperaturas son mucho menores que las energías en reposo) y su momento magnético $\mu = mv_{\perp}^2/2B$. A lo largo de las líneas de campo las variables libres son el valor del módulo del campo y la componente paralela de la velocidad de las partículas. Se dice que una partícula es pasante si ésta no cambia el signo v_{\parallel} (se mueven siempre en el mismo sentido) y, por lo tanto, circula a lo largo de la línea de campo magnético

⁴ El nombre de *corriente de bootstrap* fue sugerido en alusión al libro “Alicia en el País de las Maravillas”, en donde la heroína se automantenía en el aire tirando de sus propios cordones [B.B. Kadomtsev: “Tokamak Plasma: A complex physical system”, pág. 130].

que engendra una superficie magnética. Por el contrario, las partículas que cambian el sentido en el que recorren la línea de campo se dicen atrapadas debido a que no pueden acceder a todas las regiones de campo magnético (especialmente las de alto módulo de campo), ya que $v_{||} = \pm \sqrt{2(E - \mu B)/m}$. El problema principal de las partículas atrapadas es que, al no recorrer toda la superficie magnética, el promedio de las fuerzas que actúan sobre ellas en la dirección perpendicular a las superficies magnéticas no se anula. Las partículas se mueven de forma que mantengan constante su energía y su momento magnético, aunque eso signifique abandonar la superficie magnética. La corriente de *bootstrap* es consecuencia del momento paralelo que transfieren las partículas atrapadas a las partículas pasantes debido a la correlación existente entre el sentido de movimiento de las partículas (a favor o en contra del sentido del campo) y su movimiento perpendicular a las superficies magnéticas (hacia el interior o el exterior del plasma debida a sus derivas), en presencia de gradientes en la función de distribución (tanto en el espacio real como en el espacio de velocidades). La situación es algo más complicada cuando se incluyen las colisiones como resultado de dos efectos: por una parte las colisiones modifican la extensión radial de las trayectorias de las partículas atrapadas (máximas a baja colisionalidad), y por otra cambian el ritmo de transferencia de momento (máximas a alta colisionalidad). Por último, la corriente de *bootstrap* depende fuertemente de la estructura de campo magnético del dispositivo considerado, que es la que determina el movimiento de las partículas atrapadas.

En el caso de los dispositivos de tipo *stellarator*, la única posibilidad de calcular esta corriente es mediante procedimientos numéricos. Su cálculo se basa en el computo del coeficiente monoenergético de *bootstrap*, G , en función de la colisionalidad y la configuración magnética. A partir de dicho coeficiente hay que realizar la convolución con la función de distribución, que se asume maxwelliana, para obtener los coeficientes térmicos D_{31} y D_{32} para por último incluir el efecto de las fuerzas termodinámicas (los gradiente de densidad, temperatura y campo eléctrico radial) y así obtener las componentes electrónica e iónica de la corriente:

$$j_{\alpha}^{bootstrap} = -en_{\alpha} \left[D_{31}^{\alpha} \left(\frac{n'_{\alpha}}{n_{\alpha}} - q_{\alpha} \frac{E_r}{T_{\alpha}} \right) + D_{32}^{\alpha} \frac{T'_{\alpha}}{T_{\alpha}} \right] \quad (2.15)$$

En el caso del dispositivo TJ-II el cálculo de la corriente de *bootstrap* presenta dificultades extremas debido a la compleja estructura de su campo magnético, y sólo puede estimarse con una precisión relativamente baja [26].

2.4. ENSANCHAMIENTO DE LÍNEAS ESPECTRALES.

La forma de una línea espectral, que se explicará en la siguiente sección (2.5), no puede entenderse sin sentar primero las bases del ensanchamiento que afecta a las mismas, las cuales se tratan con mayor detalle en las referencias [1-3]. Éste puede dividirse en ensanchamiento natural, que siempre está presente; ensanchamiento Doppler, debido al movimiento de los átomos e iones en diferentes direcciones que produce un ensanchamiento en la frecuencia de la línea observada; y ensanchamiento colisional, que se debe fundamentalmente al efecto que ejercen otras partículas sobre el átomo emisor. Otros ensanchamientos, que llamaremos “adicionales”, también afectan a la forma de las líneas, como el que puede producirse si el elemento emisor está inmerso en un campo magnético intenso, o el debido a las fluctuaciones.

Las líneas espectrales no tienen una anchura infinitesimal, debido fundamentalmente a que los estados cuánticos en un átomo no tienen una energía discreta, sino un conjunto de ellas. Esta incertidumbre en energías hace que la línea esté ensanchada de forma natural, de tal forma que si se conoce el tiempo de vida τ para un átomo aislado en un nivel determinado, se puede obtener de manera sencilla su ensanchamiento natural [4]:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{2\pi\tau} \Rightarrow \Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2\pi\tau c} \quad (2.16)$$

Sin embargo, la forma y anchura de las líneas espectrales pueden verse modificadas como consecuencia de diferentes mecanismos de ensanchamiento que se deben a las propiedades dinámicas del emisor o a las del medio en el que se encuentren. A continuación se verán algunos de los más importantes que están presentes en un plasma de fusión nuclear.

2.4.1. Ensanchamiento Doppler térmico.

Los iones que se encuentran en un plasma pueden estar sometidos a una gran cantidad de procesos de interacción (partícula-partícula, onda-partícula) que hacen que adquieran una determinada temperatura, T_i . El ensanchamiento Doppler proviene del hecho de que las partículas se están moviendo continuamente. En el caso de una distribución maxwelliana de velocidades, esta temperatura iónica está relacionada con la anchura de una línea espectral a través de la expresión:

$$T_i = 1.68 \cdot 10^8 A_i \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} \right)^2 \quad (2.17)$$

donde λ_o (Å) es la longitud de onda en reposo de la línea espectral y A_i (u.m.a.) la masa del ión. $\Delta\lambda$ (Å) es conocido como ensanchamiento Doppler de la línea espectral, viniendo T_i expresada en unidades de eV para que (2.17) sea dimensionalmente correcta. La dependencia de la anchura Doppler con la longitud de onda y la masa del ión podría servir, en principio, para distinguir este tipo de ensanchamiento de otros mecanismos de ensanchamiento adicionales. Sin embargo, en un plasma de alta temperatura resulta difícil disponer de iones con masa diferente emitiendo desde el mismo punto del plasma y con longitudes de onda suficientemente discriminadas espectralmente y accesibles para el mismo sistema experimental. En espectroscopia de alta resolución, la medida de $\Delta\lambda$ es empleada para obtener las temperaturas correspondientes, dependiendo del ión que se esté observando. No obstante, si T_i se computa a partir de la $\Delta\lambda$ medida y de la Ec. 2.17, y si existiesen fenómenos que hacen que la línea espectral se vea ensanchada, se tendría una evaluación incorrecta de la temperatura iónica. Por lo tanto, lo más correcto siempre es hablar de temperaturas aparentes - las que se deducen suponiendo que todo el ensanchamiento es causado por el efecto Doppler térmico -, que posteriormente han de ser tratadas para determinar cuál es la temperatura real. A continuación se hará una breve descripción de cuáles son los mecanismos que pueden hacer que una línea espectral se vea ensanchada “adicionalmente”.

2.4.2. Ensanchamiento asociado al desdoblamiento Zeeman.

Las medidas espectroscópicas de alta resolución pueden estar afectadas por los campos magnéticos. Los átomos e iones que componen el plasma tienen una interacción directa con el campo magnético del dispositivo de fusión, lo que provoca que al producirse transiciones entre niveles de energía las líneas espectrales se separen en diferentes componentes, dando lugar a lo que se conoce como efecto Zeeman. De esta manera, cuando un átomo se encuentra inmerso en un campo magnético \vec{B} , la interacción entre ellos puede describirse por medio de un término perturbativo $\langle W \rangle$ que es proporcional al momento angular electrónico \vec{J} del átomo

$$\langle W \rangle = g\mu_o \vec{J} \vec{B} \quad (2.18)$$

siendo μ_o el magnetón de Bohr y g el factor de Landé. Puede considerarse que, para un átomo en el estado γJ , su momento magnético viene dado por [27]:

$$\vec{\mu} = -\mu_o g \vec{J} \quad \text{con} \quad \mu_o = \frac{e\hbar}{2mc} \quad (2.19)$$

Si se toma la dirección del campo a lo largo del eje z la perturbación puede escribirse como:

$$\langle W \rangle = g\mu_o MB \quad (2.20)$$

El nivel γJ en un campo magnético se desdobra en $(2J + 1)$ componentes con números cuánticos magnéticos $M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$. Las componentes σ ($\Delta M = \pm 1$), polarizadas circularmente, son las que se observan en la dirección del eje z (dirección del campo magnético), mientras que las σ y las π ($\Delta M = 0$), polarizadas linealmente, lo hacen en una dirección perpendicular al mismo. Como se desprende de las relaciones anteriores, el desdoblamiento de los niveles es lineal con B y, debido a los valores de M , simétrico. Su magnitud quedará determinada únicamente por los valores de B y el factor g , el cual depende del tipo de acoplamiento. En este trabajo se ha empleado la aproximación de acoplamiento LS^5 (o de Russell-Saunders), ya que por lo general es el que se aplica a los estados de baja energía de los átomos ligeros. En dicha aproximación, g , tiene la siguiente expresión [27]:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (2.21)$$

Procedimiento numérico. Para el estudio del efecto del campo magnético sobre iones en el TJ-II, se ha desarrollado un código numérico que tiene en cuenta la transición atómica de la línea en estudio y las características del ión al que corresponde. Para ello se determinan los factores de Landé g_k a partir de la Ec. 2.21 y los valores de M_k correspondientes a los dos niveles, donde $k = i, s$ se refiere a los niveles inferior y superior de la transición, respectivamente. De esta manera, las posiciones Zeeman para las componentes π y σ se obtienen a partir de las expresiones:

$$\left. \begin{aligned} \delta_\pi &= (g_s - g_i)M_s B \\ \delta_\sigma &= (g_s M_s - g_i M_i) B \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

⁵ En esta corrección a la aproximación de campo central sólo se consideran las perturbaciones de primer orden del hamiltoniano, viniendo determinados los niveles de energía por pares de números cuánticos L y S . Para más información ver Ref. 28.

En el código, este paso se realiza considerando que el campo magnético tiene un valor de 1 T, de tal forma que los incrementos no se vean afectados por el mismo. La razón es facilitar los gráficos y las comparaciones entre los términos que se obtienen para las diferentes transiciones; más adelante se introducirá el efecto del campo en la conversión a longitudes de onda. El cálculo de las intensidades relativas para cada una de las componentes se realiza a través de las relaciones que pueden encontrarse en [27, pág.193].

En la figura 2.6 se muestran las intensidades relativas y posiciones δ para diferentes transiciones. Se ha seguido la notación habitual para representar las componentes π (valores positivos, color rojo) y las σ (valores negativos, color azul).

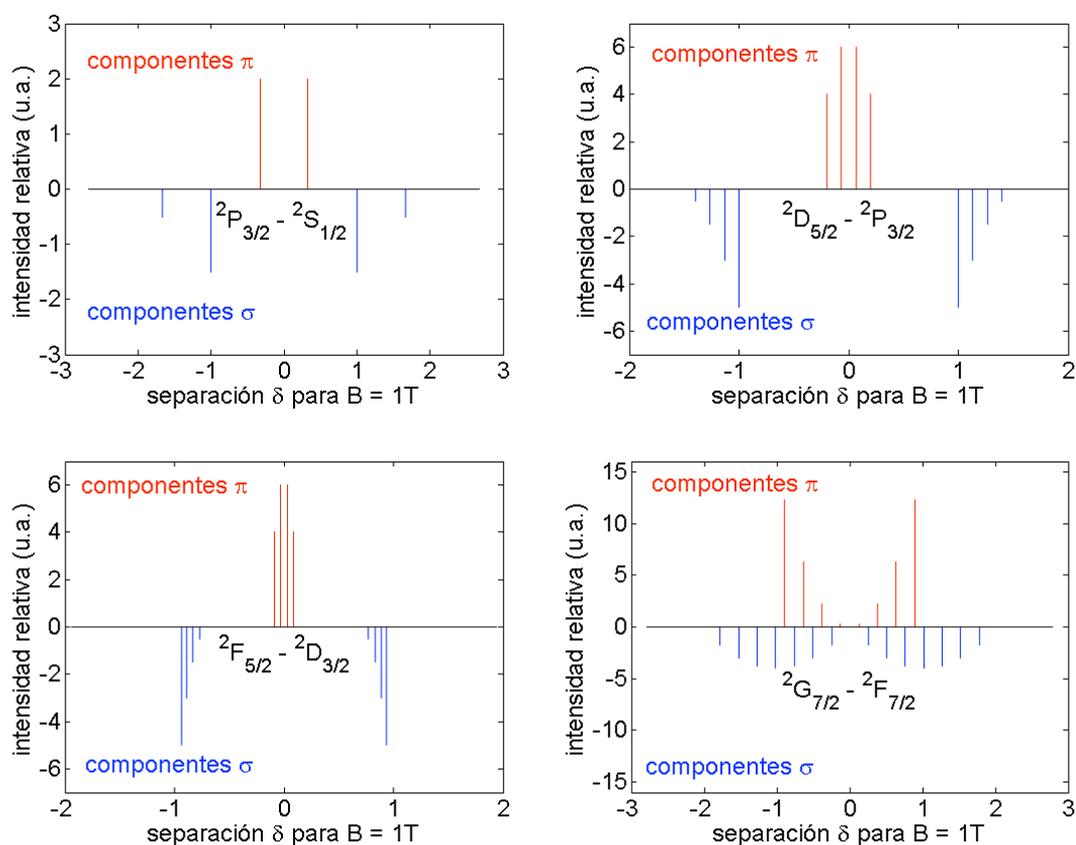


Fig. 2.6. Intensidades relativas y posiciones δ para diferentes transiciones de líneas espectrales sometidas a un campo magnético de 1 T. Las componentes π se representan en color rojo, mientras que las σ en color azul.

La transformación de las posiciones δ a longitud de onda se hace de acuerdo a la expresión que puede encontrarse en: R.C. Isler, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36**, 171

(1994) [29]. Las posiciones en las que aparecerán las nuevas líneas espectrales λ_z serán simétricas respecto de la longitud de onda central λ_o y, de acuerdo con la Ec. 2.22, dependientes del campo magnético aplicado:

$$\lambda_z = \lambda_o + \Delta\lambda_z \quad (2.23)$$

$$\Delta\lambda_z = 4.6686 \cdot 10^{-9} \delta B \lambda_o^2 \quad (2.24)$$

Para que la Ec. 2.24 sea dimensionalmente correcta, B debe ir expresado en Tesla y λ en Å. Como en la realidad no se tienen funciones delta en las posiciones en las que aparecen las componentes Zeeman, se ha asignado a cada posición una distribución gaussiana que dé cuenta de la temperatura que tienen los iones en el plasma. Para ello el programa tiene en cuenta el ensanchamiento Doppler (2.17), ya descrito en el apartado anterior. Por tanto, el código determina las líneas espectrales situadas en λ_z con una intensidad relativa I_r , y que corresponden a cada una de las componentes, a partir de la siguiente relación:

$$I_z(\lambda) = I_r(\lambda_z) \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_z)^2}{\Delta\lambda^2}\right) \quad (2.25)$$

Habrán tantas componentes espectrales Zeeman como transiciones permitidas por las reglas de selección entre los dos niveles atómicos, con lo que sumando todas dentro del mismo espectro puede obtenerse la línea total resultante de la simulación.

Para ilustrar el efecto del campo magnético sobre el desdoblamiento de una línea espectral, se ha escogido una línea de las llamadas ‘magnéticas’, y que suelen ser objeto de estudio en el campo de la astrofísica [30]. Estas líneas se caracterizan por tener factores de Landé mayores o iguales a 2.5, y por lo tanto (ver Ec. 2.24), una mayor separación entre las componentes. Como ejemplo se ha tomado la línea del hierro, Fe I 8468.4 Å ($^5P_1 - ^5P_1$), que posee un factor de Landé $g = 2.5$. Esta línea presenta 3 componentes Zeeman, una π centrada en λ_o y dos σ simétricas respecto de ella. El efecto del campo sobre esta “línea magnética” es muy fuerte, como puede verse en la figura 2.7. Para una misma temperatura de 80 eV, se han elegido tres casos bien diferenciados: campo magnético débil (0.5 T), medio (1.5 T) y alto (2.5 T).

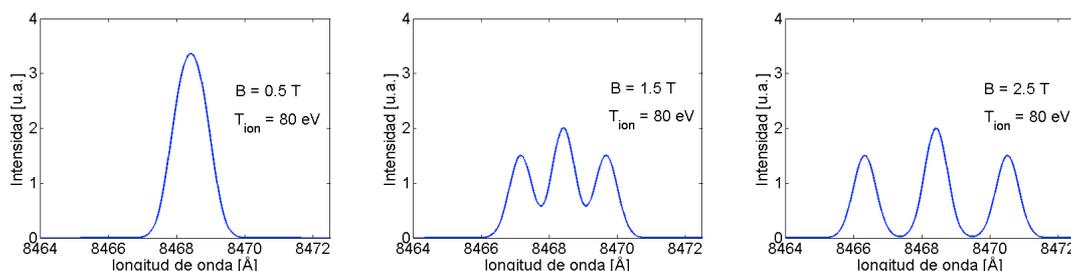


Fig. 2.7. Efecto Zeeman sobre una línea espectral, Fe I 8468.4 Å, afectada especialmente por el campo magnético. La temperatura se ha dejado fija, escogiendo tres casos bien diferenciados: campo magnético débil (0.5 T), medio (1.5 T) y alto (2.5 T).

La posibilidad de observar el efecto Zeeman para una línea concreta puede estar limitada por la propia anchura de la línea (temperatura) o por la propia resolución espectral del sistema de detección. En la figura 2.8 se muestra el efecto de la anchura sobre la observación de las diferentes componentes Zeeman. Para ello se han supuesto dos casos con el mismo campo magnético pero con diferentes temperaturas que podrán ilustrar este efecto.

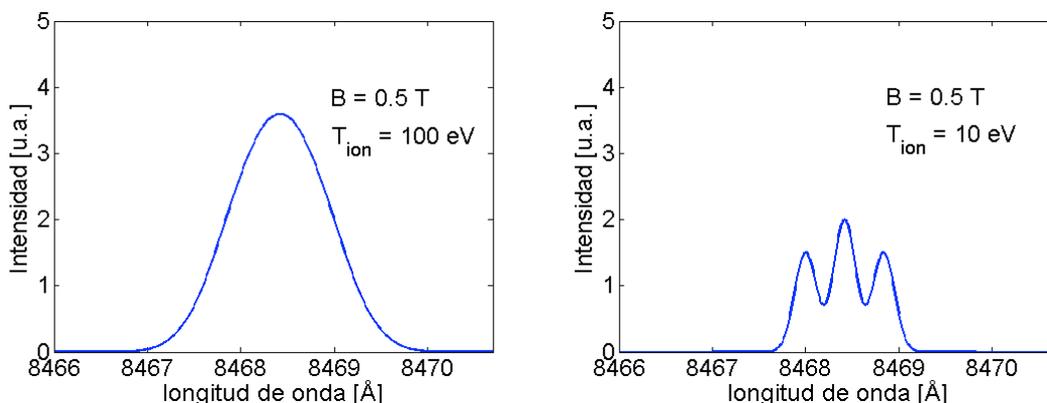


Fig. 2.8. Efecto sobre la anchura de una línea espectral sometida a un campo magnético de 0.5 T, para dos temperaturas diferentes de (a) 100 eV y (b) 10 eV.

Como se desprende de la Ec. 2.17, a mayor temperatura iónica la anchura de la línea espectral aumenta, por lo que las diferentes componentes no están suficientemente resueltas, dando como resultado un espectro “ensanchado” de la línea original (Fig. 2.8(a)). Sin embargo, cuando la anchura de las líneas es más pequeña éstas quedan bien resueltas y se distinguen las diferentes componentes (Fig. 2.8(b)).

2.4.3. Velocidades no térmicas: fluctuaciones.

Debido al acoplamiento colisional que debe existir entre las diferentes especies del plasma, en principio cabría esperar que las mismas debieran estar termalizadas y por lo tanto sus temperaturas ser iguales. Sin embargo, en ocasiones se ha observado que esto no es cierto, habiendo sido atribuida esta diferencia aparente de temperaturas a la presencia de velocidades no térmicas, las cuales modifican el ensanchamiento de las líneas espectrales dependiendo de la masa del elemento emisor. Aunque es un efecto omnipresente en el análisis de espectros astrofísicos y consignados en la literatura especializada [3], solamente se ha tenido en cuenta en algunos casos en plasmas de laboratorio para entender observaciones experimentales anómalas [11,31,32]. Conviene resaltar que, debido a las dificultades intrínsecas de un plasma de fusión, resulta difícil disponer de medidas de temperatura iónica deducidas a través de diferentes tipos de iones que emitan líneas espectrales exactamente de la misma zona del plasma.

Como se ha puesto de manifiesto en estos últimos trabajos, el efecto de velocidades debidas a ondas y turbulencia se puede resumir en que la temperatura aparente de un ión de masa atómica A y carga Z viene dada por:

$$T_z = T_i + \frac{A_z}{A_i} T_{turb} \quad (2.26)$$

donde T_i es la temperatura iónica que tendrían todos los iones termalizados si no existiesen velocidades turbulentas, o la de los iones principales como protones (caso del TJ-II), y A_i su masa atómica. T_{turb} es la temperatura asociada al campo de la turbulencia.

2.5. FUNCIONES DE DISTRIBUCIÓN Y FORMA DE LAS LÍNEAS ESPECTRALES.

En buena aproximación, se puede suponer que la distribución de velocidades de los iones en el plasma es maxwelliana. Esto permite definir una temperatura del plasma, que como se ha mencionado está relacionada con la anchura de la distribución a través de la Ec. 2.17. Una función de distribución maxwelliana en una dimensión está definida matemáticamente por una gaussiana, y tiene la forma mostrada en la figura 2.9. La

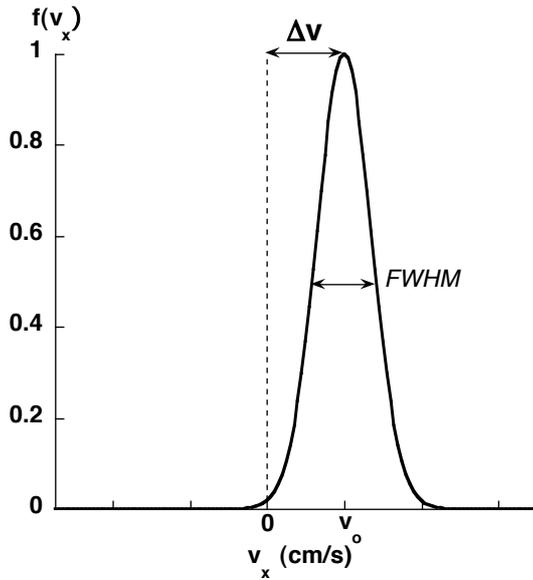


Fig. 2.9. Función distribución de velocidades normalizada, cuya anchura a mitad de altura es *FWHM* y se encuentra centrada en la posición v_0 en el eje de velocidades v_x .

forma funcional más general de la misma en todo el espacio de velocidades se escribe como:

$$f(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2kT}((v_x - v_{ox})^2 + (v_y - v_{oy})^2 + (v_z - v_{oz})^2)} \quad (2.27)$$

Esta función de distribución representa la probabilidad de encontrar una partícula con velocidad \vec{v} en el intervalo $(\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v})$, y da información del estado cinético del conjunto: en primer lugar, su anchura a mitad de altura (*FWHM*) es proporcional a la raíz de la temperatura; en segundo lugar, el cociente que acompaña al término de velocidades se conoce como velocidad térmica v_{Th} de las partículas, y coincide con el valor de la velocidad más probable de la distribución v_p :

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \equiv v_{Th} \quad (2.28)$$

Ocasionalmente puede aparecer un término en la exponencial de la función distribución de velocidades (Ec. 2.27) que la desplaza de su origen un valor v_0 , figura 2.9, el cual puede medirse mediante técnicas espectroscópicas. Este nuevo término está representado dimensionalmente por una velocidad, por lo que en principio, y como aproximación de orden cero, puede suponerse que este desplazamiento Doppler del centro de las líneas espectrales está asociado a una rotación pura.

Esta es la base sobre la que se desarrollarán los análisis de las líneas espectrales, las cuales serán ajustadas en primera aproximación mediante funciones gaussianas. Otra

forma habitual de escribir la distribución de probabilidad maxwelliana es en función de la energía:

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{kT}} \quad (2.29)$$

Por tanto, suponiendo que los átomos presentes en el plasma tienen una distribución maxwelliana de velocidades, la probabilidad de encontrar uno con velocidad v_x en el intervalo $(v_x, v_x + dv_x)$ viene dada por la expresión [33]:

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \quad (2.30)$$

Si se tiene en cuenta que el movimiento de la fuente emisora es en dirección hacia el dispositivo espectral, su longitud de onda viene dada por la Ec. 2.6, que junto a la Ec. 2.30 permiten llegar a la siguiente expresión sencilla para la forma de una línea espectral:

$$I = I_o \exp \left(-\frac{mc^2}{2kT_i} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} \right)^2 \right) \quad (2.31)$$

Como se ha mostrado en la sección anterior, otros factores que dependen de los parámetros del plasma pueden modificar la Ec. 2.31, afectando a la forma de la línea. Ésta también queda condicionada cuando la luz atraviesa el sistema espectral, viéndose ensanchada por lo que se conoce como función instrumental: la forma de la línea que resulta de la medida real con un aparato espectral, es la convolución de la forma de la misma en el caso ideal con la función instrumental del sistema. De acuerdo con las medidas efectuadas tanto con láser de He-Ne (6328 Å) como con diversas lámparas espectrales, la función instrumental del dispositivo empleado en este trabajo se puede aproximar por una gaussiana [34]⁶. Siempre y cuando no se especifique lo contrario, se ha aplicado la fórmula de deconvolución de dos gaussianas para la anchura instrumental [35]:

$$\left(\Delta\lambda_{ap} \right)^2 = \left(\Delta\lambda_{med} \right)^2 - \left(\Delta\lambda_{instr} \right)^2 \quad (2.32)$$

⁶ D. Rapisarda, *Trabajo de Suficiencia Investigadora*, DEA (2003 – 2004).

donde $\Delta\lambda_{instr}$ es la anchura a mitad de altura instrumental, $\Delta\lambda_{med}$ la que se obtiene del ajuste y $\Delta\lambda_{ap}$ la anchura real de la distribución de iones.

Si la función de distribución no fuese maxwelliana se puede aproximar por dos distribuciones que sí lo sean, o recurrir a funciones más generales usadas en la literatura [35], lo cual exigiría redefinir lo que se entiende por temperatura. Si son los electrones los que no son maxwellianos esto puede tener un impacto notable en los ritmos de ionización, recombinación y excitación, que consecuentemente pueden afectar a la secuencia de ionización de impurezas y a la evolución temporal de la intensidad de las líneas espectrales [36,37]. La complejidad que supone considerar distribuciones no maxwellianas es grande, y en espectroscopia de plasmas de fusión se encuentran muy pocos trabajos donde este punto se haya tratado. Ello se debe principalmente a que dicho tipo de distribuciones deben obtenerse y caracterizarse de forma independiente, para posteriormente determinar su impacto sobre los procesos de calentamiento estudiados en este capítulo.

Referencias.

- [1] D. Emerson, “Interpreting Astronomical Spectra”. Johns Wiley and Sons, Reino Unido (1996).
- [2] H.R. Griem, “Principles of Plasma Spectroscopy”. Cambridge Monographs on Plasma Physics, Cambridge (1997).
- [3] I.H. Hutchinson, “Principles of Plasma Diagnostics”. Cambridge University Press, New York (2002).
- [4] T. Fujimoto, “Plasma Spectroscopy”. Oxford University Press, Oxford (2004).
- [5] A.J.H. Donné, “Diagnostics for current density and radial electric field measurements: overview and recent trends”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**: B137 Suppl. 12B (2002).
- [6] M.G. von Hellermann *et al.*, “Complex Spectra in Fusion Plasmas”, *Physica Scripta* **T120**, 19 (2005).
- [7] A. Pospieszczyk, “Spectroscopic Diagnostics of Tokamak Edge Plasmas”, *Physica Scripta* **T119**, 71 (2005).
- [8] R.J. Janev, “Atomic and Molecular Physics Issues in Current Thermonuclear Fusion Research”, *Contemporary Phys.* **46**, 121 (2005).
- [9] Y. Ralchenko *et al.*, “A guide to Internet atomic databases for hot plasmas” *J. Quant. Spec. Rad. Transfer* **99**, 499 (2006).
- [10] K.J. McCarthy, B. Zurro y A. Baciero, “An Impurity Emission Survey in the Near UV and Visible Spectral Ranges of Electron Cyclotron Heated (ECH) Plasmas in the TJ-II Stellarator”, CIEMAT Report **965** (2001).
- [11] B. Zurro y C. Burgos, “A code for calculating spectral line shapes in tokamaks and assisting in experimental data interpretation”, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 5196 (1992).
- [12] B. Zurro, A. Baciero, D. Rapisarda, V. Tribaldos y TJ-II Team, “Comparison of impurity poloidal rotation in ECRH and NBI discharges of the TJ-II heliac”, *Fusion Sci. Technol.* **50**, 419 (2006).
- [13] R. Dux, IPP Garching, Strahl user manual, comunicación privada (2002).
- [14] P. Mazzotta, “Ionization balance for optically thin plasmas: rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni”, *Astr. Astrophys. Supl. Ser* **133**, 403 (1998).
- [15] R.K. Janev y J.J. Smith, “Atomic and plasma-material interaction data for fusion”, *Nucl. Fusion* **4**, IAEA, Vienna (1993).

- [16] H.P. Summer, “Ionization state, excited populations and emission of impurities in dynamic finite density plasmas: I. The generalized collisional-radiative model for light elements”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 263 (2006).
- [17] H. Suno y T. Kato, “Cross section database for carbon atoms and ions: electron-impact ionization, excitation, and charge exchange in collisions with hydrogen atoms”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **92**, 407 (2006).
- [18] A. Kolakowska *et al.*, “Excitation and charge transfer in proton hydrogen collisions”, *Phys. Rev. A* **58**, 2872 (1998).
- [19] J. Wesson, “Tokamaks”. Oxford Science Publications, Oxford (2004).
- [20] F.F. Chen, “Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion”. Plenum Press, New York (1984).
- [21] K. Miyamoto, “Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion”. NIFS-PROC-48, Nagoya (2000).
- [22] “Summer University for Plasma Physics”, Editado por A. Könies y K. Krieger (IPP), Garching (2004).
- [23] J.D. Treffert y J.L. Shohet, “Measurements of the Pfirsch-Schlüter and Bootstrap currents in a stellarator”, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2409 (1984).
- [24] M. Murakami *et al.*, “Bootstrap-Current experiments in a toroidal plasma-confinement device”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 707 (1991).
- [25] B.C. Zhang, B.D. Blackwell, G.G. Borg y V.Petrzilka, “Observation of the neoclassical current in the Small Helical Experimental Apparatus (SHEILA)”, *Phys. Plasmas* **4**, 3986 (1997).
- [26] V. Tribaldos, H. Maasberg, J.A. Jiménez y A. Varias, “Bootstrap current simulations for the TJ-II stellarator”, 2003 *Proc. 30th EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Physics (St. Petersburg)*, vol. **27A**, P-1.28.
- [27] I.I. Sobelman, “Atomic Spectra and Radiative Transitions”. Springer, Berlin (1979).
- [28] G.W.F. Drake, “Atomic, Molecular, & Optical Physics”. AIP Press, New York (1996).
- [29] R.C. Isler, “An overview of charge-exchange spectroscopy as a plasma diagnostic”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36**, 171 (1994).
- [30] D.F. Gray, “Lectures on Spectral-Line Analysis: F, G, and K Stars”. Aylmer Express Ltd., Ontario (1988).

- [31] M. von Hellermann, “Quantitative Spectroscopy For Fusion Plasmas”, Report de Laboratorio JET-P(94) 08.
- [32] K.J. McCarthy, B. Zurro, R. Balbín, A. Baciero, J. Herranz e I. Pastor, “Results of an experiment relating apparent Doppler ion temperatures with non-thermal velocities in hot-fusion plasmas”, *Europhys. Lett.* **63**, 49 (2003).
- [33] I.M. Podgorny, “Topics in plasma diagnostics”. Plenum Press, New York-London (1971).
- [34] D. Rapisarda, “Primeras medidas de rotación toroidal de protones e impurezas en el stellarator TJ-II”, *Trabajo de Suficiencia Investigadora*, Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Facultad de Ciencias Físicas, UCM (2003 – 2004).
- [35] P.A. Jansson, “Deconvolution. With Applications in Spectroscopy”. Academic Press, Orlando (1984).
- [36] V.A. Shurygin, “Anomalous impurity transport: charge-state diffusion due to atomic processes in tokamak plasmas”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, 355 (1999).
- [37] E. Dzifckov, “Carbon and Oxygen Coronal Line Intensities for the Electron kappa-Distribution”, *Solar Phys.* **218**, 41 (2003).

3. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Este capítulo comienza con una descripción del sistema experimental usado para medir la temperatura y la rotación toroidal de los iones del plasma con resolución temporal en el dispositivo TJ-II. La parte más novedosa del mismo es la calibración absoluta en tiempo real de longitudes de onda, la cual es descrita, justificada y defendida en su novedad con gran detalle. Posteriormente se describe el método de análisis de líneas espectrales que se ha usado en este trabajo, y que se centra en los procesos físicos y experimentales relacionados con la formación de las mismas. El procedimiento y el “hardware” desarrollados para hacer barridos espaciales con el fin de obtener perfiles, para lo que se ha diseñado un sistema muy compacto capaz de operar con alto campo magnético, son también descritos. Asimismo, una técnica de enmascaramiento de la señal espectroscópica en el plano focal, que podría permitir la extrapolación de las medidas de temperatura protónica presentadas en el capítulo 5 a dispositivos más grandes y densos que el TJ-II, se describe al final del capítulo.

3.1. DISPOSITIVO DE CALIBRACIÓN ABSOLUTA PARA MEDIR VELOCIDADES DE ROTACIÓN.

La espectroscopia activa o pasiva de líneas de impurezas es la técnica más usada para medir velocidades de rotación y temperaturas iónicas en plasmas, ya que se trata de un método no perturbativo con el que se puede acceder a la mayor parte del mismo. Las técnicas no espectroscópicas, como las sondas de Langmuir y de Mach en el borde [1], o más hacia el interior del plasma, la reflectometría Doppler [2], no suelen medir la velocidad del fluido, sino que sus medidas están orientadas a medir la velocidad de propagación de un modo o la de la turbulencia de banda ancha, que no necesariamente han de ser coincidentes.

Sin embargo, la medida de desplazamientos Doppler de líneas espectrales en plasmas de dispositivos *stellarators*, y en especial en sistemas helicoidales, resulta complicada en la dirección toroidal por varias razones: la velocidad de rotación toroidal suele ser bastante menor que la de un plasma de *tokamaks*, el acceso al plasma está más limitado y disponer de vistas opuestas para usar el propio plasma como fuente de calibración absoluta para el desplazamiento de las líneas resulta bastante complicado. Por lo tanto, una buena elección de la referencia absoluta para la calibración de la longitud de onda resulta crucial, siendo necesario desarrollar métodos espectroscópicos absolutamente calibrados que permitan medir la velocidad en dispositivos tales como el TJ-II, el cual presenta una baja rotación y es un sistema fuertemente no-axisimétrico.

En diferentes trabajos se ha abordado el problema de la calibración absoluta para realizar medidas de velocidad de rotación en dispositivos de fusión [3,4]. En general, los sistemas de espectroscopia activa de intercambio de carga operan con una línea fija en el visible, por ejemplo C VI (5290 Å), lo que simplifica la calibración con respecto a un sistema pasivo que debe trabajar en un amplio rango espectral, pero no poseen una calibración absoluta en tiempo real. Un método muy interesante de calibración absoluta se ha realizado en el *tokamak DIII-D*, consistente en insertar una lámpara espectral difusa en el camino óptico del sistema entre descargas del plasma [5]. Sin embargo, esta técnica al realizarse después de cada descarga, puede resultar problemática cuando las velocidades que se pretenden medir son bajas (del orden de 1 km / s). En *JET* se emplearon dos métodos diferentes para resolver el problema de la calibración absoluta, dando resultados ligeramente distintos [6]. El primero consiste en el uso de una lámpara de cátodo hueco para determinar la dispersión del instrumento fuera de operación, mientras que el segundo emplea líneas del borde del plasma como referencia. La primera no proporciona una medida *in situ* de calibración, mientras que la última presupone que los iones ubicados en la región más periférica no rotan, lo cual es incorrecto de acuerdo con las medidas que se presentarán en este trabajo.

Se han desarrollado otras técnicas, como efectuar medidas en direcciones opuestas, de tal forma que restando los espectros pueda obtenerse la calibración absoluta [7]. También puede usarse algún criterio interno relacionado con el plasma (por ejemplo, suponer en el caso de medidas de velocidad poloidal con sistemas multicanales que el canal central no rota, o que el perfil de rotación es simétrico con respecto al centro del

plasma [8]). Desafortunadamente, estos métodos no pueden usarse en el TJ-II para medir rotación toroidal: en primer lugar, la geometría tridimensional del plasma y la cámara de vacío del TJ-II (ver figura 2 en la Ref. 9) no permiten la implementación de dos líneas de visión tangenciales y opuestas (en la práctica, tener dos líneas de visión exactamente opuestas no es una tarea trivial). En segundo lugar, el acceso restringido durante la operación a la sala experimental trae como consecuencia que un método en el que haya que insertar un sistema de calibrado después de cada pulso no sea factible. En tercer lugar, la rotación toroidal en la periferia del TJ-II no es tan pequeña en comparación con la central como para que líneas que proceden de esa zona puedan usarse para calibración absoluta suponiendo que la rotación de estos iones es despreciable.

La calibración en tiempo real es otra de las características deseables para un dispositivo de este tipo, ya que todos los sistemas espectrales tienen una deriva térmica que añade incertidumbre a la posición real de la longitud de onda central de una línea espectral. Esta peculiaridad, unida a influencias ambientales como pueden ser las condiciones de humedad relativa, es bien conocida en la literatura química instrumental [10]. Esta podría ser la razón de las diferencias encontradas entre los dos métodos empleados en *JET*, ya que las calibraciones no son realizadas al mismo tiempo, y podrían haber sido eliminadas con un método de calibración en tiempo real como el que se ha desarrollado en este trabajo.

Por último, cuando se emplea espectroscopia pasiva de emisión normalmente se está interesado en medir líneas de iones de distintos elementos y estados de ionización a diferentes longitudes de onda. De esta manera se pueden obtener velocidades de rotación asociadas a diferentes zonas espaciales del plasma.

El diseño del sistema que aquí se presenta, [11]⁷, ha sido guiado por la necesidad de medir la rotación toroidal en el TJ-II bajo las siguientes condiciones:

- 1) El uso de una única línea de visión donde sólo un sistema muy compacto podía ser instalado.

⁷ D. Rapisarda *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 33506 (2006).

- 2) El uso de fibras ópticas más gruesas para maximizar el rendimiento del espectrómetro. Debido a la efectividad de la boronización de la cámara de vacío del TJ-II, se ha reducido mucho la concentración de impurezas, lo que resulta en bajas señales.
- 3) La necesidad de tener una referencia absoluta y en tiempo real de longitud de onda con el objetivo de eliminar la deriva típica de 1 píxel / °C [12], a la vez que poder calibrar la velocidad de rotación de iones de diferente carga que emiten en distintas zonas espectrales.

3.1.1. Sistema experimental.

a) Óptica de colección.

En la figura 3.1 se presenta un esquema del dispositivo experimental empleado para las medidas de rotación, junto a un plasma de TJ-II. La figura no está a escala, ya que se ha puesto el énfasis en las partes ópticas que componen el sistema (el diámetro de la estructura soporte del *heliac* es ~ 4 metros, mientras que el espectrómetro tiene ~ 1 metro de longitud). La emisión del plasma pasa a través de una ventana rectangular de cuarzo de la cámara de vacío del TJ-II, y que se encuentra protegida por un sistema de cierre cuando se realiza la boronización de la máquina, evitando un deterioro en la transmisión del cristal. Posteriormente, la luz es guiada hacia la rendija de entrada de un espectrómetro a través de un focalizador compacto compuesto por una lente biconvexa de cuarzo fundido (10 mm de diámetro y 30 mm de focal) y una fibra óptica de cuarzo fundido compuesta por dos ramas en uno de sus extremos. Cada rama tiene 2 m de longitud, y su núcleo es de 1 mm de diámetro. Una de ellas recoge en tiempo real el espectro de una lámpara de cátodo hueco, mientras que la otra apunta directamente al plasma. Tanto el diámetro como la longitud de la fibra son parámetros muy importantes, ya que la señal de impurezas es baja, debido a que los plasmas en el TJ-II están muy limpios. Por lo tanto, cuanto menor sea la longitud de la fibra y mayor su diámetro podrá colectarse una mayor cantidad de luz, y por tanto optimizar la sensibilidad del sistema.

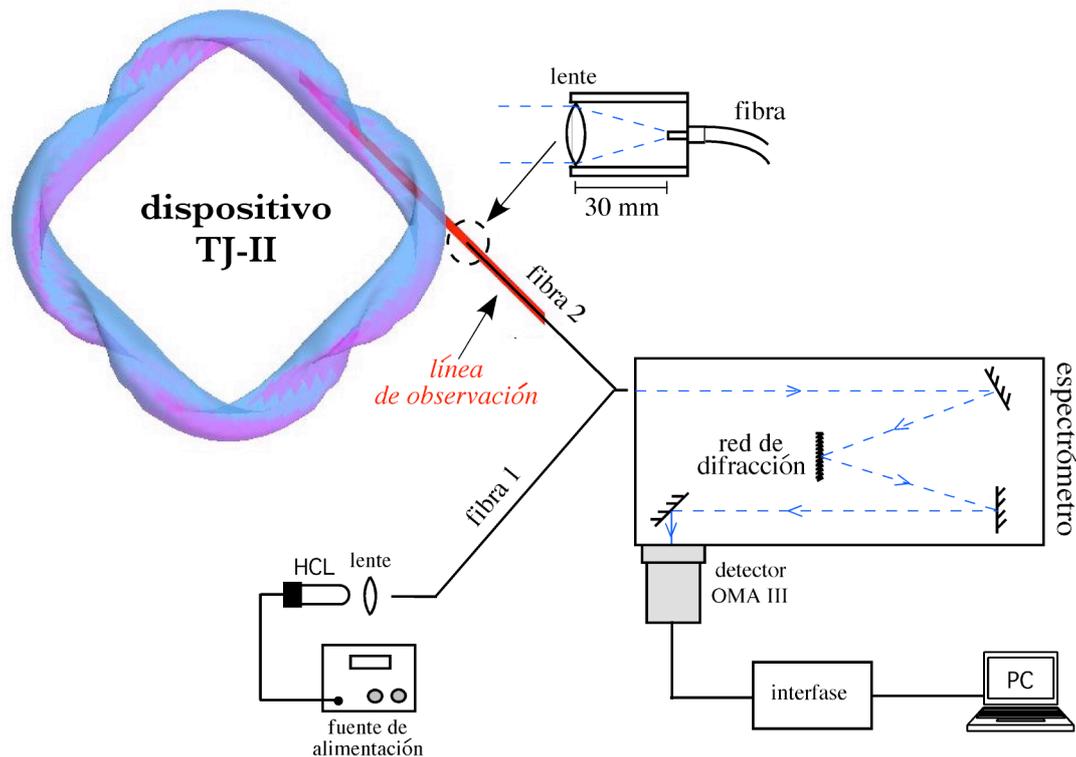


Figura 3.1. Dibujo esquemático del dispositivo experimental montado en el dispositivo TJ-II para medidas absolutas de rotación toroidal. El sistema de calibración absoluta en longitud de onda consta de una fibra óptica de dos ramas que se bifurcan hacia el plasma y una lámpara de cátodo hueco (HCL).

Ambas ramas se encuentran unidas por medio de un conector de fibra tipo SMA (siglas en inglés de “single male subminiature version A”) macho, unido a otro SMA hembra situado en la rendija de entrada del espectrómetro, que previamente ha sido fijado en la posición óptima sobre el eje óptico. Que las fibras estén montadas permanentemente en la rendija de entrada evita el problema de tener que situar la lámpara en el camino óptico de la luz proveniente del plasma, lo que podría desembocar en efectos indeseados.

La ventana rectangular permite una visión más cercana al plasma (aproximadamente se encuentra a 0.5 m del mismo), y se encuentra situada al final de una caja de acero inoxidable que penetra en la cámara de vacío del TJ-II, la cual es compartida con una cámara que opera en el rango visible para medidas del borde del plasma. La falta de espacio en dicha caja, unida al intenso campo magnético de 0.4 T en esta posición, puso serias restricciones en el diseño: la cabeza de la fibra fue montada usando un *gymbal* compacto y motorizado desarrollado en el propio CIEMAT (ver figura 3.2). Con ella se pretende evitar el problema de tener una única línea de visión en cada medida, de tal

forma que puedan realizarse barridos espaciales de una forma remotamente controlada desde la sala de control del experimento TJ-II. Dicha montura tiene tres grados de libertad: desplazamiento vertical (manual, error en la posición de ± 0.5 mm), desplazamiento horizontal (manual, error en la posición de ± 0.5 mm) y cabeceo del punto de pivote en ángulos verticales respecto de la posición nominal (error en la posición de $\pm 1^\circ$). Éste último movimiento se consigue con la ayuda de un pequeño motor piezoeléctrico de empuje (Squiggle SQ-2000, *New Scale Technologies INC.*), el cual es insensible a campos magnéticos. Este motor se controla a 50 m, desde la sala experimental, a través de una interfaz óptica RS-232, por medio del software de control del mismo operado desde un PC.

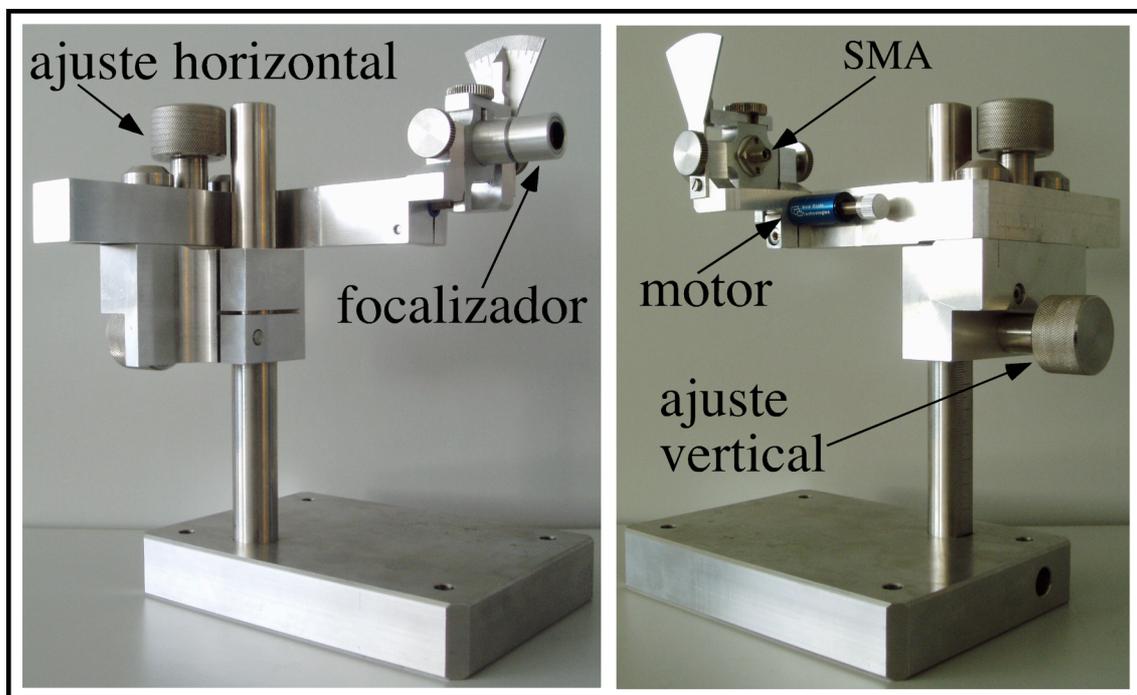


Figura 3.2. Montura 'gymbal' para fibra óptica desarrollada en el CIEMAT. Se muestran sus 3 movimientos: desplazamiento vertical, desplazamiento horizontal y cabeceo del punto de pivote con un pequeño motor de empuje.

Es importante asegurarse de que el camino que recorre un ión antes de emitir un fotón es suficientemente pequeño como para poder considerar que la emisión que recoge el detector es local. La imagen que forma el sistema en el plasma (*spot*) es de aproximadamente 2 cm. Para velocidades típicas de los iones en el TJ-II (con máximo de 10-20 km / s), el camino que recorre un ión antes de emitir un fotón puede calcularse de manera sencilla si se tienen en cuenta los ritmos de emisión espontánea de las

transiciones que originan las diferentes líneas espectrales. En ninguno de los casos estudiados en esta Memoria dicha distancia es mayor que 1 mm. De esta manera la señal no es perturbada por partículas que vengan de fuera del cono de visión, y en primera aproximación las medidas pueden considerarse como locales.

b) *Espectrómetro.*

Para analizar la emisión recogida por la fibra se empleó un espectrómetro Czerny – Turner de 1 m de focal (modelo 2051, de la firma *McPherson*) equipado con una red de difracción holográfica de 1200 líneas / mm, siendo la dispersión del sistema lineal en todas las longitudes de onda y de 8 Å / mm. La ventaja de tener una red holográfica es que su transmisión en función de la longitud de onda es mucho más plana que la de las redes convencionales, y por lo tanto más útil para medir diferentes líneas de iones a distintas longitudes de onda sin necesidad de optimizar el sistema para una dada.

En el plano focal del espectrómetro se situó un conjunto de fotodiodos de silicio lineales precedidos de un intensificador, (*OMA III*, modelo 1421, de la firma *EG&G Princeton Applied Research Corporation*), sensibles a un amplio rango de longitudes de onda (200 – 900 nm). Este detector está formado por 700 píxeles activos de 25 µm de anchura por 2.5 mm de altura. Sus especificaciones principales son: una ganancia (fotoelectrones / cuentas) ≤ 1 , lo que corresponde a unos 10 fotones por cuenta; una desviación de la respuesta lineal menor que 1 % y un intensificador de 18 mm de diámetro.

La anchura de la rendija del espectrómetro se ha fijado en 100 µm para todos los experimentos realizados. Su elección ha venido motivada por la necesidad de obtener un compromiso entre tener niveles de señal aceptables para definir bien el centro de las gaussianas (medidas de velocidad), y tener suficiente resolución espectral para poder medir bien las anchuras (medidas de temperatura).

El uso de un sistema absolutamente calibrado para medir velocidades de rotación tiene importantes ventajas desde el punto de vista del espectrómetro, a saber:

- 1) No depende de ninguna aproximación externa para encontrar el cero, como suponer que direcciones opuestas permiten la cancelación de cualquier efecto o que un canal central corresponda a la velocidad cero.

- 2) Permite el uso de fibras de 1 mm de diámetro, típicamente más gruesas que las empleadas por los sistemas con alta resolución espacial (200 μm); por lo tanto hemos incrementado la eficiencia del sistema en un factor 5.
- 3) Se utiliza exclusivamente la parte central del plano focal del espectrómetro, minimizando las aberraciones producidas por asimetrías y desplazamientos residuales de los centros de las líneas.

Debido a los niveles de señal existentes en TJ-II la resolución temporal se fija entre 15 y 50 ms, a lo que hay que añadir el tiempo de lectura del conjunto de fotodiodos. Éste no puede ser menor que ~ 11 ms, pues aunque las líneas espectrales de interés sólo ocupan unas decenas de píxeles, y podrían leerse a más velocidad, al tener un sistema de calibración en tiempo real se debe leer todo el espectro para grabar la emisión del resto de líneas de la lámpara. Por otro lado, la falta de señal puede suplirse con el uso de espectrómetros de gran apertura. Sin embargo, dispositivos como el TJ-II requieren espectrómetros con una gran resolución, ya que la temperatura iónica no es demasiado elevada, y por lo tanto necesitan distancias focales mayores.

Por último, la función instrumental del sistema espectroscópico se determinó en función del ancho de la rendija de entrada del espectrómetro, aproximando su forma por una gaussiana [13]⁸. Para un ancho de rendija de 100 μm , el valor que se obtuvo para la anchura fue de 2.8 píxeles, el cual es constante en todo el rango de longitudes de onda. Dicha anchura corresponde a una medida de temperatura para la línea H_{α} de 1.22 eV.

c) *Elección de la lámpara óptima para cada línea del plasma.*

Para calibrar las longitudes de onda se emplearon varias lámparas de cátodo hueco de la firma *Cathodeon Ltd., Cambridge, Inglaterra*. La fuente de alimentación, de la misma firma, tiene una estabilidad mayor que 0.05 %, condición indispensable para realizar una calibración óptima. Estas lámparas tienen una vida media aproximada de año y medio, dependiendo de la intensidad y del elemento del cátodo. Para estabilizarse necesitan aproximadamente 15 minutos, mientras que dos descargas de TJ-II se dan típicamente cada 10 minutos. Por lo tanto, la lámpara debe estar encendida durante todo

⁸ D. Rapisarda, *Trabajo de Suficiencia Investigadora*, DEA (2003 – 2004).

el tiempo que dure el experimento. Las lámparas de cátodo hueco permiten un amplio rango de materiales para el cátodo y de gases con los que ser rellenas. Para esta aplicación, la elección de los mismos se hizo considerando que, idealmente, la lámpara debía emitir dos o tres líneas espectrales intensas cerca de la línea del plasma usada para las medidas, pero sin perturbarla (por ejemplo, con líneas parásitas débiles). Además, las líneas de calibración y la del plasma debían estar en la misma ventana espectral dentro del rango de exposición del conjunto espectrómetro-detector, que para la red empleada es de unos 140 Å. Para este propósito se realizó una búsqueda sistemática utilizando la base de datos ofrecida por el *NIST* [14], que proporciona una lista de líneas espectrales para una serie de iones seleccionados. Para calibrar las diferentes líneas de emisión de las impurezas existentes en el plasma se usó un conjunto de lámparas trabajando con el mismo gas, neón. El cátodo varió en función de las necesidades del experimento: Pt, Cd, Zr, Cr-Co-Ni.

Iones TJ-II (Å)	HCL Cd-Ne (Å)	HCL Zr-Ne (Å)	HCL Pt-Ne (Å)	HCL Cr-Co-Ni-Ne (Å)	Ventana espectral (Å)
H _α 6562.7		Ne I 6506.5281 Ne I 6532.8822 Ne I 6598.9529	Ne I 6506.5281 Ne I 6532.8822 Ne I 6598.9529		6493.6 - 6631.8
He I 5015.678		Zr I 5046.58 Ne I 5037.7512 Ne I 5080.385			4944.6 - 5085.3
He II 4685.7	Cd I 4678.149 Ne I 4704.395	Zr I 4687.80 Ne I 4704.395		Co I 2323.14* Ni I 2320.03* Ne I 4704.395	4615.1 - 4756.8
C III 2296.87*	Cd I 2288.022* Cd II 2265.02*			Cr I 4545.96 Co I 4530.96 Ni I 2289.98	4466.9 - 4609
C V 2270.89*	Cd I 2288.022* Cd II 2265.02*			Cr I 4545.96 Co I 4530.96 Ni I 2289.98*	4466.9 - 4609
B III 4497.73	Cd I 2288.022* Cd II 2265.02*			Cr I 4545.96 Co I 4530.96 Ni I 2289.98*	4466.9 - 4609

Tabla 3-I. Conjunto de lámparas de cátodo hueco y líneas de calibración (asterisco: líneas que se miden en 2º orden de difracción) que pueden usarse para calibrar las líneas de diferentes iones en el TJ-II (las longitudes de onda han sido tomadas de NIST, ver Ref. 14). La última columna de la tabla refleja el rango espectral que cubre el sistema experimental en cada caso.

Una de las lámparas más utilizadas en los experimentos de rotación toroidal es la de cadmio-neón, ya que emite en diferentes zonas espectrales relevantes, ver Tabla 3-I. En la misma tabla se muestran otras lámparas disponibles y sus líneas de interés. Cada línea del plasma (“iones TJ-II”) puede ser calibrada con diferentes líneas provenientes de diferentes lámparas. Las líneas indicadas con un asterisco son medidas en segundo orden de difracción. La última columna en la tabla (“ventana espectral”) indica el rango de longitudes de onda que cubre cada exposición del detector, teniendo en cuenta la longitud de onda central de cada medida y la dispersión del sistema. De esta manera, siempre es posible obtener una estimación robusta de la dispersión lineal sin necesidad de extrapolar las medidas realizadas en otras longitudes de onda.

3.1.2. Pruebas del sistema y aplicaciones.

Una de las primeras pruebas experimentales se centró en comprobar la estabilidad en intensidad y longitud de onda de las lámparas de cátodo hueco para las exigentes necesidades de esta aplicación. En la figura 3.3 se presenta la dispersión de la posición del píxel central para dos líneas de calibración, Ne I (6532.882 Å) y Ne I (6598.9529 Å), frente al tiempo para uno de los numerosos casos estudiados. La variación es menor que 0.04 píxeles, que para el sistema que hemos desarrollado se encuentra dentro de la precisión requerida (típicamente ≤ 1 km / s). El serpeanteo en la posición del centro de la línea corresponde a una incertidumbre en la velocidad de $\sim \pm 0.3$ km / s, y por lo tanto es adecuada para las medidas, como mostraremos más adelante. Este valor ha sido comprobado con y sin campo magnético, por lo que no puede ser debido a efectos inducidos durante la operación del TJ-II.

La calibración absoluta en longitud de onda precisa de una excelente medida de la dispersión del espectrómetro, ya que en última instancia se emplea para calcular el desplazamiento Doppler. Por lo tanto, el resultado final debe tener en cuenta la influencia del error de 0.04 píxeles en el ajuste. Para ello se ha estimado la propagación del error a la dispersión que, en el peor de los casos, se traduce en una incertidumbre de ± 1 km / s en las velocidades de rotación calculadas. El error instrumental en todas las medidas será el resultado de combinar el error intrínseco a la estabilidad de las lámparas (0.3 km/s) y el intrínseco al propio sistema espectral (1 km/s), resultando ± 1.05 km / s.

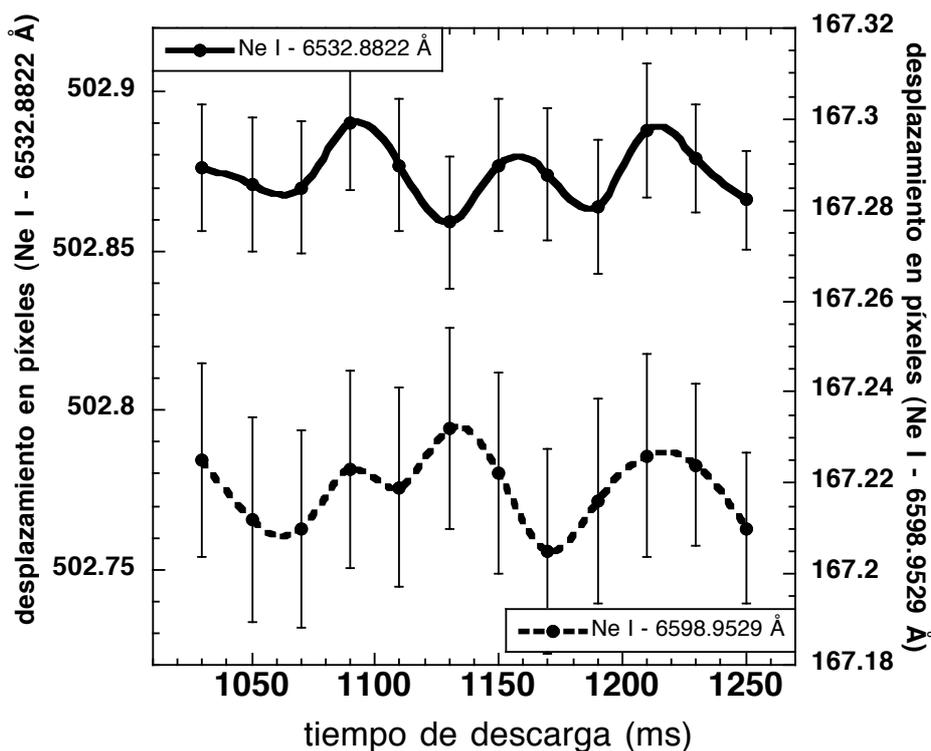


Figura 3.3. Evolución temporal del centro de dos líneas [Ne I (6532.8822 Å) y Ne I (6598.9529 Å)] procedentes de la lámpara de cátodo hueco empleada para las medidas de rotación absoluta. La incertidumbre en la determinación del centro de la línea es menor que 0.04 píxeles (equivalente a un error de ~ 0.3 km/s). Las barras de error provienen de la estimación del ajuste gaussiano a la forma de la línea.

El método de calibración supone que la intensidad de una línea espectral y su desplazamiento deben ser los mismos cuando introducimos la luz proveniente de una misma lámpara por ambas ramas de la fibra, ver figura 3.4(a). Aunque el primer punto no resulta crítico para las medidas de rotación, puede ayudar a detectar pequeñas inclinaciones o rotaciones entre la imagen de la rendija de entrada en el plano focal y los píxeles del detector. Además indica diferencias en la transmisión de ambos canales debido a un defecto en alguna de las fibras o en el conector. Mucho más importante es el paralelismo existente entre la imagen de la rendija de entrada y el formato rectangular de los píxeles del detector, ver figura 3.4(b). Esta característica debe ser tomada en cuenta por el código de análisis de datos, y debe ser vigilada periódicamente para asegurarse de que ninguna inestabilidad mecánica del sistema la modifique durante la campaña experimental. En la figura 3.4(c) se presenta la diferencia, en posiciones en el detector, entre las líneas medidas por las dos fibras cuando el punto anterior no se cumple. Para ello se ha empleado una línea intensa de una lámpara de mercurio, Hg I

4358.335 Å, y su luz recogida por ambas fibras de manera sucesiva. “Fibra 1” y “fibra 2” indican, respectivamente, la emisión proveniente de la rama que va a la lámpara de cátodo hueco y de la rama que va al plasma (como puede verse en la figura 3.1).

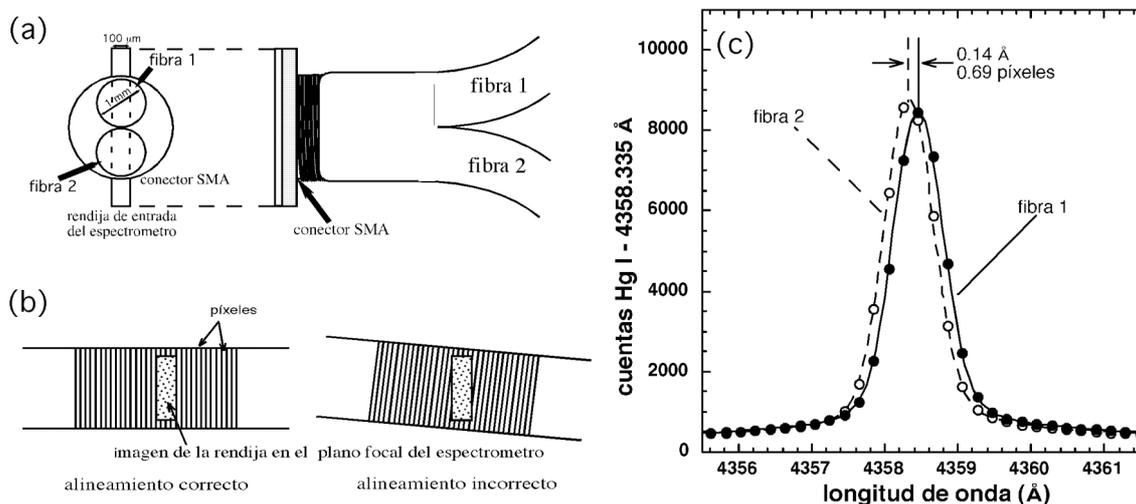


Figura 3.4. (a) Posición de las dos ramas de la fibra óptica sobre la rendija de entrada del espectrómetro. Ambas ramas terminan en un conector SMA. (b) Alineamiento rotacional entre el detector y el espectrómetro. (c) Las fibras presentan un pequeño desplazamiento entre las líneas medidas que debe ser tenido en cuenta para los análisis de la velocidad. Fibra 1: HCL y Fibra 2: plasma (ver figura 3.1).

Para obtener una calibración de este desplazamiento residual se ha usado una lámpara específica para cada zona espectral, cubriendo los rangos típicos de medida (200-900 nm). Sin embargo no se ha observado una dependencia sistemática con la longitud de onda. Los valores típicos para este desplazamiento son entre 0.7-1 píxeles en todo el rango espectral, que implica una diferencia de 0.14-0.2 Å, o lo que es lo mismo 9-12 km / s. Si el detector estuviese acoplado al plano focal por medio de una plataforma rotatoria con ajuste fino este efecto podría ser corregido instrumentalmente, y si por alguna razón hubiese que quitar el detector y volverlo a montar, el desplazamiento residual podría ser nuevamente corregido. Con la fibra de dos ramas entrando se consigue superponer el espectro proveniente del plasma y el de la lámpara de cátodo hueco en el espectrómetro, siendo registrados simultáneamente por el detector acoplado al plano focal del espectrómetro, como puede verse en la figura 3.5. Para este ejemplo se ha seleccionado la zona espectral del C V, ya que en ella se encuentran diversas líneas de interés de diferentes impurezas del plasma TJ-II. La línea C V (2270.89 Å) fue

grabada en segundo orden de difracción para aumentar la resolución espectral de la medida. El espectro de la figura 3.5 tiene dos líneas, Cd I (2288.022 Å) y Cd II (2265.02 Å), provenientes de la emisión de la lámpara de cátodo hueco de cadmio-neón (“fibra 1”), mientras que el resto de líneas espectrales pertenecen al plasma (“fibra 2”). Las líneas más importantes en este rango espectral son C V (2270.89 Å), C III (2296.871 Å) y B III (4497.73 Å). Este espectro no ha sido corregido aún del desplazamiento residual, el cual se introduce posteriormente a la hora de realizar los análisis. Para este ejemplo se empleó un tiempo de exposición de 30 ms.

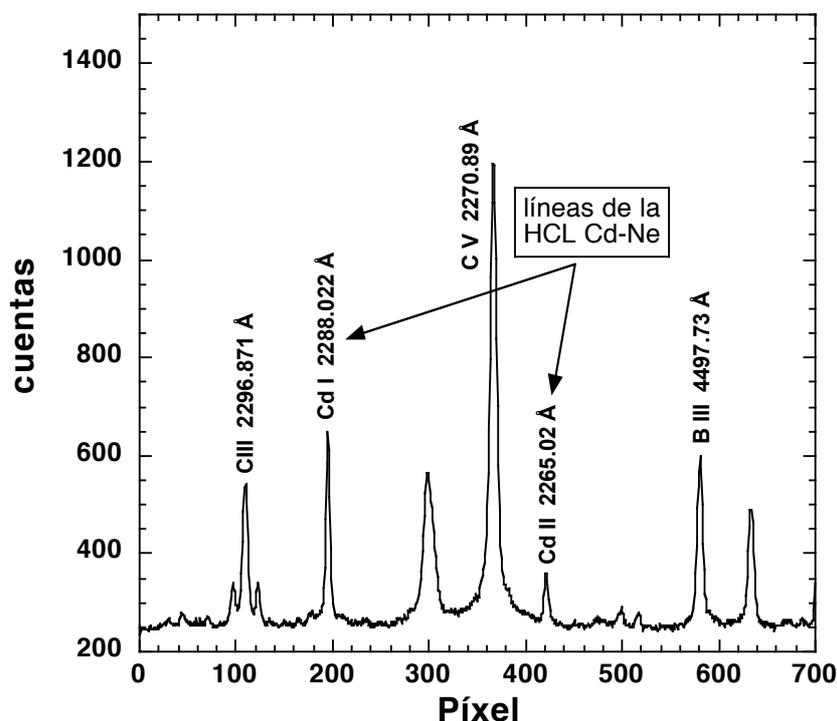


Figura 3.5. Espectros superpuestos de la emisión proveniente del plasma y de la lámpara de cátodo hueco para la zona espectral del C V. Las líneas del cadmio pertenecen a la lámpara de calibración. El tiempo de exposición de esta medida fue de 30 ms.

La pequeña variación en la estabilidad de las líneas de calibración se traduce en que los errores intrínsecos al sistema de medida estén por debajo de 0.3 km / s, mientras que las barras de error de las medidas dependen básicamente del número de cuentas registradas en una exposición individual. Esto implica que la precisión del sistema no interfiere en el resultado final, y por tanto apoya la gran precisión de las medidas absolutamente calibradas obtenidas con este sistema. La reducción del error estadístico asociado a la

sensibilidad se puede mejorar siempre aumentando el tiempo de integración y consecuentemente reduciendo la resolución temporal de la medida.

3.2. ANÁLISIS DE DATOS.

El método de análisis que se ha seguido para ajustar las diferentes líneas espectrales se basa en la suposición de que la función de distribución de velocidades es maxwelliana para las diferentes poblaciones de partículas. De esta manera, la forma de la línea se puede representar matemáticamente por una gaussiana. Para el análisis de los datos se empleó el programa *SPECTRA*, elaborado en el grupo de espectroscopia del TJ-II [15], cuya función principal es la de analizar líneas espectrales formadas por la superposición de varias gaussianas, de una manera rápida y automatizada. El programa devuelve las correspondientes intensidades, anchuras (temperaturas iónicas) y posiciones centrales de las líneas en estudio (rotación del ión), así como el nivel de fondo del espectro.

Los plasmas en el dispositivo TJ-II se generan con hidrógeno como gas principal, por lo que las líneas más prominentes son las correspondientes a este elemento; este trabajo se ha centrado en la línea H_{α} 6562.7 Å. De hecho, las líneas de la serie de Balmer se pueden emplear para medir el flujo de protones si dicha emisión proviene fundamentalmente de átomos que se han termalizado con los protones del plasma a través de procesos de intercambio de carga, o han sufrido recombinaciones [16]. Para ello se considera que, como en primera aproximación los protones se mueven a lo largo de las líneas de campo magnético, tienen una probabilidad finita de sufrir reacciones de intercambio de carga con neutros que se encuentran circulando libremente por el plasma. El análisis de la línea H_{α} permite detectar la emisión asociada a neutros rápidos (aquellos que provienen de protones calientes, fundamentalmente en el centro del plasma, que han intercambiado su carga con un átomo neutro de baja temperatura), siempre que se optimice el tiempo de integración del detector con el objeto de incrementar la señal que proviene de las alas de la línea espectral, y que está asociada a dichos neutros. Esto es especialmente sensible en dispositivos de tamaño medio con densidades bajas donde el plasma es bastante transparente para los neutros, como es el caso del TJ-II. Debido a que las medidas realizadas mediante espectroscopia pasiva

están integradas a lo largo de la línea de visión, el detector recoge la emisión proveniente de diferentes volúmenes de plasma. Por tanto, el análisis de esta línea resulta el más complicado y el que necesita de un mayor número de hipótesis y aproximaciones. Por un lado, ajustar correctamente los datos experimentales con una sola gaussiana no resulta satisfactorio, como se muestra en la figura 3.6(a), por lo que se ha llegado a un compromiso entre un ajuste óptimo, que en la mayoría de los casos se consigue con 3 gaussianas, y reducir a un número razonable el número de las mismas. En la figura 3.6(b) se muestra el resultado del ajuste final (línea continua negra, suma de las diferentes contribuciones) cuando empleamos tres gaussianas. Este tipo de ajustes ya se ha propuesto en otros trabajos, como [17,18]. La línea más intensa (color azul) corresponde a una componente periférica que se forma por excitación electrónica de los átomos neutros de hidrógeno, generados a partir de la disociación de moléculas neutras de iones moleculares mediante una compleja cadena de procesos, ampliamente estudiados y de los que existen excelentes revisiones [19]. Las otras dos componentes (violeta y roja) corresponden a los citados procesos de intercambio de carga, que se generan más hacia el interior. Como la emisión de las diferentes impurezas que se consideran en este trabajo está mejor localizada que la del hidrógeno, un análisis de sus líneas espectrales con una sola gaussiana resulta suficiente.

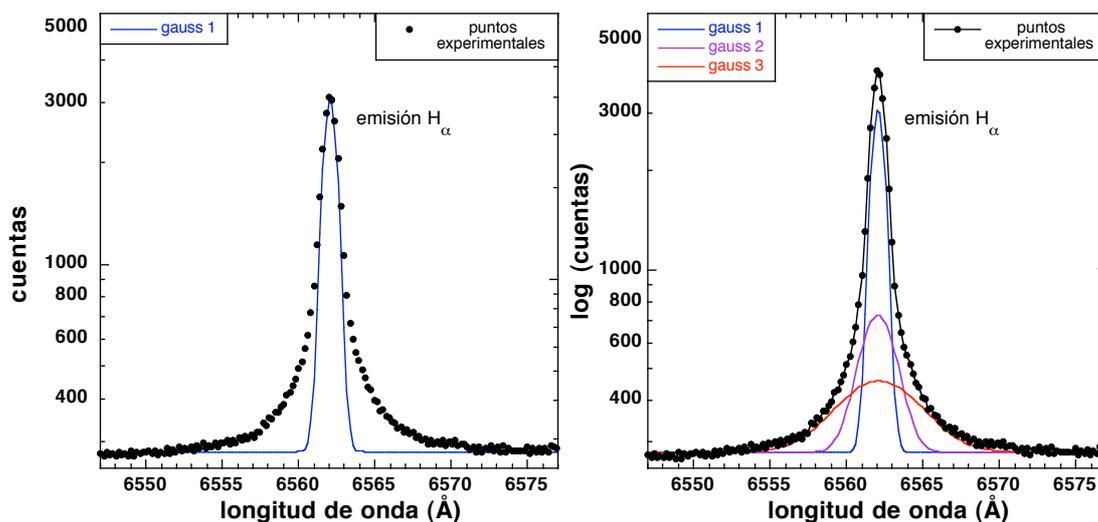


Figura 3.6. Ajuste de la emisión de la línea H_{α} 6562.79 Å con dos criterios diferentes: (a) una sola gaussiana resulta no ser suficiente para reproducir los valores experimentales (puntos sólidos); (b) ajuste con tres gaussianas representando diferentes poblaciones de partículas en el plasma. Se ha escogido la escala logarítmica para realzar el papel de las alas. La línea continua negra indica el resultado del ajuste. Descarga #10388.

3.3. RECONSTRUCCIÓN LOCAL DE PERFILES INTEGRADOS.

Uno de los principales problemas que presenta la espectroscopia pasiva de emisión es que proporciona medidas integradas a lo largo de una línea de visión, por lo que obtener un valor local de la rotación o la temperatura no resulta tarea fácil. Este punto es aún más importante en dispositivos como los *stellarators* [20,21], pues su geometría es fuertemente tridimensional, lo que dificulta la implementación de líneas de visión que en su mayor parte tengan en cuenta la vista toroidal. Para realizar un adecuado tratamiento, se ha desarrollado un método numérico que simula la intensidad integrada, a lo largo de una línea de visión, de formas de líneas espectrales teniendo en cuenta la topología magnética del plasma del TJ-II [22]⁹. El procedimiento es capaz de simular las contribuciones toroidal y poloidal a la velocidad de rotación para una línea espectral determinada, teniendo en cuenta las características del ión en estudio y la topología tridimensional del dispositivo. Este procedimiento permite evaluar hipótesis, estimar la relación entre valores integrados y locales, así como ver la influencia de la forma de los perfiles locales en los perfiles integrados a lo largo de la cuerda de visión. Todas estas funciones hacen que este tipo de códigos sean de gran utilidad para la interpretación de los resultados experimentales. Esto es de particular importancia cuando los datos se adquieren disparo a disparo, sobre una secuencia de descargas de plasma reproducibles, y siempre que el número de cuerdas de medida sea escasa ≤ 10 .

3.3.1. Geometría de observación y barrido

En la figura 3.7 se presenta una vista lateral de la cámara de vacío del TJ-II y una reproducción simplificada del plasma, con la idea de ilustrar la fuerte tridimensionalidad del mismo y la disposición de cómo se han llevado a cabo los barridos toroidales. Las medidas se han realizado a través de una ventana de observación tangencial situada en el sector B8. Aunque no todas las líneas de visión cumplen esta condición estrictamente, esto no supone un problema, ya que el código empleado para obtener los valores locales es capaz de separar las contribuciones toroidal y poloidal.

⁹ D. Rapisarda *et al.*, *Fusion Sci. Technol.* **50**, 320 (2006).

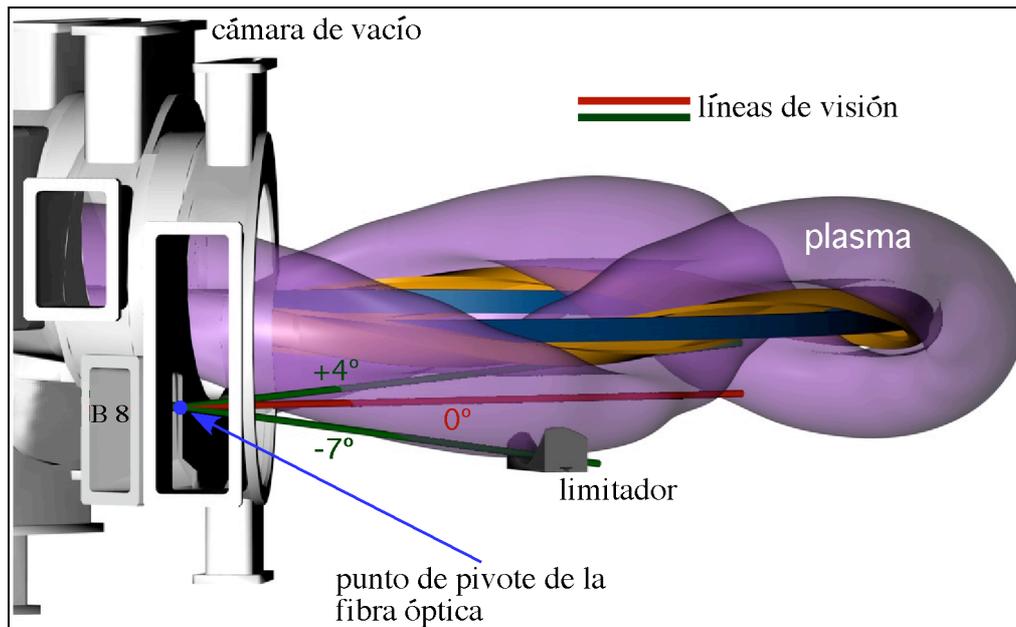


Figura 3.7. Vista lateral del sistema de observación de espectros para la obtención de medidas de rotación toroidal. También se muestra una porción de la cámara de vacío del TJ-II, así como el propio plasma en color violeta. Las líneas gruesas verdes representan las líneas de visión entre las que se realizan los barridos, mientras que la roja es la posición nominal de la fibra óptica.

La línea roja de la figura 3.7. indica la posición nominal de la fibra óptica, cuando no se efectúa barrido, con un ángulo de cabeceo de 0° . Como puede verse pasa por diferentes volúmenes de plasma y sigue a éste en su mayoría de manera longitudinal. En color verde aparecen representadas las líneas de visión entre las que se realizan los barridos. El límite inferior (-7°) se trata de un límite físico, pues bien por la propia configuración magnética, bien porque se ha introducido el limitador (dispositivo que se emplea para cortar las trayectorias de las partículas y así evitar que choquen con las paredes de la cámara de vacío), el plasma confinado por las superficies magnéticas cerradas se acaba. El límite superior ($+4^\circ$) ha sido fijado de acuerdo a criterios físicos, donde se considera que ya la proyección toroidal comienza a ser nula o despreciable y la contribución poloidal empieza a jugar un papel importante. Cada una de las diferentes líneas de visión atraviesa un volumen diferente de plasma, por lo que el procedimiento numérico (descrito a continuación) debe tener en cuenta este hecho y normalizar cada una de las líneas a su ‘distancia efectiva’ que recorre por el plasma.

Antes de realizar las medidas se calibró el ángulo de cabeceo sobre el que pivota la fibra en función del movimiento del motor. Con la ayuda de un conector SMA, la luz proveniente de un diodo láser se introduce por el extremo opuesto de la fibra (el que va

a la rendija de entrada del espectrómetro) de tal forma que puede visualizarse el cono de colección de luz en el interior de la cámara de vacío. Teniendo en cuenta la incertidumbre de $\pm 1^\circ$ en la posición del *gymbal*, se coloca la fibra en el límite superior de $+ 4^\circ$ y se comprueba dónde se encuentra el *spot* del láser dentro de la cámara de vacío. Usando el controlador local del motor se va disminuyendo el ángulo de cabeceo, de tal forma que el recorrido del *spot* puede seguirse hasta que llega a chocar con el limitador, situado a la altura de la última superficie cerrada de flujo magnético del plasma, Ψ^0 . El número de pasos de motor que se ha tenido que dar durante todo el recorrido, junto a los ángulos medidos, dará la calibración experimental del mismo.

Por otro lado, el código permite obtener una estimación teórica del recorrido de una línea de visión a lo largo del plasma, ver figura 3.8. Estas gráficas muestran el flujo magnético normalizado (flujo ≤ 1 implica estar dentro del plasma) en función de la distancia de un punto de la línea de visión al punto de pivote de la fibra óptica. Es obvio que para ángulos menores de $- 7^\circ$ el plasma ya no existe, mientras que para mayores de $+ 4^\circ$ la trayectoria prácticamente entra y sale del plasma en dirección casi poloidal, por lo que la proyección toroidal de la velocidad es prácticamente nula. Las diferentes trayectorias también dan idea de los distintos volúmenes de plasma que atraviesan cada una de las líneas de observación. Con la precisión de la que dispone el motor podría pensarse en realizar barridos toroidales con una gran resolución espacial. Sin embargo, hay que tener en cuenta que el diámetro del *spot* en el plasma es de unos 3 cm. Éste viene determinado por la óptica del sistema, y considerando que la distancia focal lente – fibra no tiene demasiado huelgo (ver figura 3.2) su tamaño no podrá disminuirse más que un pequeño factor. Por lo tanto, no tiene sentido realizar barridos con una precisión mayor que $0.5^\circ - 1^\circ$, ya que el sistema se encuentra limitado por el tamaño del *spot*.

Los barridos de la cuerda de visión se han efectuado descarga a descarga. Aunque ésta es la principal desventaja de los sistemas monocal, conviene volver a resaltar que la aproximación seguida está motivada por la necesidad de trabajar con fibras de 1 mm de diámetro y con un sistema muy compacto debido a las dificultades de acceso al plasma con vista toroidal. Para vigilar y corregir la reproducibilidad de las descargas incluidas

¹⁰ El flujo magnético se define como la integral de superficie de la componente del campo magnético perpendicular a la misma. Se trata de superficies de forma toroidal con un eje común (anidadas). Cada línea de campo magnético, al dar vueltas alrededor del toro, recorre la totalidad de la superficie.

dentro de una misma secuencia, se ha utilizado principalmente el monitor de densidad electrónica, así como el de emisión de carbono.

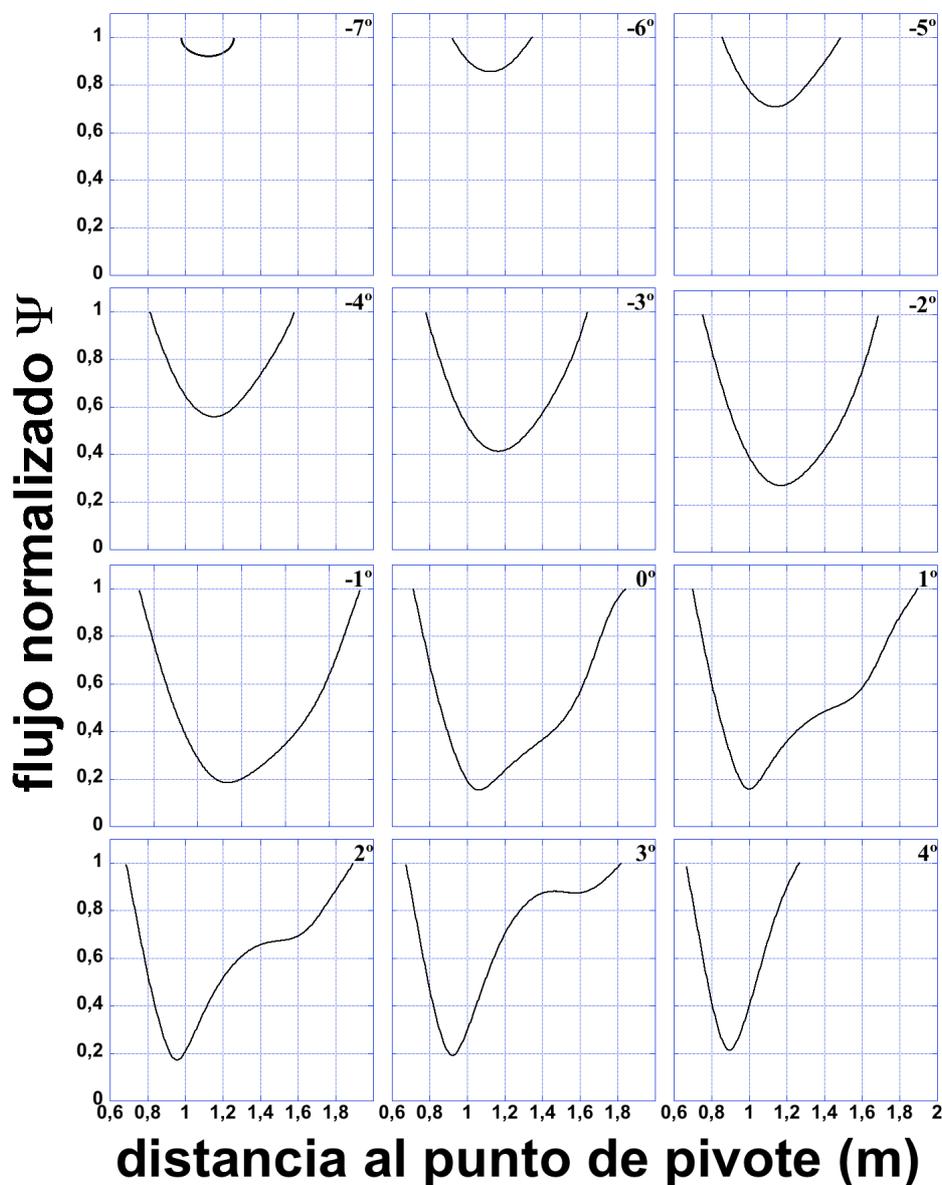


Figura 3.8. Flujo normalizado en función de la distancia de un punto de la línea de visión al punto de pivote de la fibra óptica. Las diferentes trayectorias indican el recorrido dentro del plasma (flujos menores que 1), para 12 líneas de visión diferentes entre los ángulos límite (-7° , $+4^\circ$).

3.3.2. Modelo local.

Para deducir los perfiles locales de rotación, temperatura iónica y emisividad de impurezas se ha desarrollado un código de simulación que, partiendo de un modelo local del plasma, permite obtener el espectro de emisión de una línea seleccionada integrado a una cuerda de observación. La idea básica es sencilla y parte de un código

que calculaba formas de líneas espectrales en el *tokamak TJ-I* (Ref. 23), y que ahora se ha generalizado para el complicado plasma del TJ-II. Tanto la geometría de observación como las características de la línea espectral son tenidas en cuenta por el código.

Se han supuesto formas funcionales que sólo dependen del radio efectivo del plasma, $\rho = r/a = \sqrt{\Psi}$. Para el cálculo de la temperatura iónica se ha elegido la siguiente expresión, la cual suele emplearse regularmente en plasmas de fusión para simular perfiles:

$$T_i(\rho) = [T_i(0) - T_i(1)](1 - (\rho)^{x_1})^{x_2} + T_i(1) \quad (3.1)$$

donde $T_i(0)$ y $T_i(1)$ son las temperaturas iónicas del centro y del borde, respectivamente. x_1 y x_2 son dos coeficientes que permiten representar gran variedad de formas de perfiles, a través de variaciones en la curvatura de los mismos.

Cada ión tiende a localizarse radialmente en función de su estado de ionización, por lo que es usual emplear una función de tipo gaussiana para caracterizar perfiles radiales de emisividad [24]:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta} \varepsilon_o \exp\left(-\frac{(\rho - \rho_o)^2}{\delta^2}\right) \quad (3.2)$$

donde, al no interesar el valor absoluto, ε_o se toma como 1. La elección de este funcional está basada en razones intuitivas y se encuentra apoyada por los resultados de los códigos de transporte de impurezas. Además, dicho funcional resulta sencillo de manejar y sólo depende de dos parámetros libres, ρ_o que es el radio efectivo de emisividad máxima y δ que es la anchura de la gaussiana.

Para el perfil radial de rotación se ha seleccionado un conjunto de formas funcionales que se ha comprobado que resultan adecuadas para ajustar los datos experimentales, y que serán presentadas en el siguiente apartado. Suponiendo que existe equilibrio termodinámico local y que por tanto la función de distribución de velocidades es maxwelliana, la forma de una línea espectral de una impureza es una gaussiana centrada en la longitud de onda en reposo λ_o , con una anchura $\Delta\lambda$ relacionada con la temperatura iónica según la Ec. 2.17. Finalmente, hay que tener en cuenta el efecto Doppler, ya que los iones se están moviendo como fluido en una dirección y sentido determinados. Para ello se ha añadido un desplazamiento a la longitud de onda central λ_o . Como el trabajo se centra únicamente en la parte toroidal de la rotación, el código emplea la proyección

$v_{\text{tor}} \cdot \eta$, donde η es el coseno del ángulo que forman la velocidad y la línea de visión. De esta manera, el desplazamiento en longitud de onda vendrá dado por:

$$\Delta\lambda_{\text{shift}}(\rho) = \lambda_o \frac{v_{\text{tor}}(\rho) \eta(\rho)}{c} \quad (3.3)$$

Con todas estas consideraciones, la expresión analítica que emplea el código para simular la intensidad de una línea espectral dada toma la forma:

$$I(\lambda, \rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta\lambda(\rho)}} \varepsilon(\rho) \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_o - \Delta\lambda_{\text{shift}}(\rho))^2}{\Delta\lambda(\rho)^2}\right) \quad (3.4)$$

la cual depende de la longitud de onda λ y del radio efectivo ρ a través de la temperatura iónica, el ángulo entre la línea de visión y la dirección toroidal, y la emisividad. La dependencia con el radio efectivo, en cada punto a lo largo de la línea de observación, se obtiene usando una serie de rutinas numéricas desarrolladas para la geometría del TJ-II [25]. Dichas rutinas además permiten conocer, entre otras cosas, el campo magnético \vec{B} en función de la posición espacial \vec{r} para cualquier configuración magnética del TJ-II. De la expresión anterior se extrae que la elección del perfil de emisividad es crucial para realizar las simulaciones, ya que actúa como una función de peso.

La línea espectral simulada, integrada a toda la cuerda, es finalmente obtenida como la suma de todos los espectros encontrados para cada uno de los puntos a lo largo de la misma. De aquí en adelante, el procedimiento de análisis es bastante similar al experimental: realizando un ajuste gaussiano a la línea espectral simulada obtenemos su intensidad, anchura y desplazamiento respecto de la longitud de onda nominal, estando la anchura y el desplazamiento relacionados con la temperatura iónica y la rotación, respectivamente.

3.3.3. Resultados de la simulación.

En este apartado se presentarán los resultados numéricos obtenidos para una línea espectral de una impureza bien conocida y muy estudiada en TJ-II [8,15], la del C V 2270.89 Å. La configuración magnética es la estándar en TJ-II, la 100_44_64. En la figura 3.9(a) se presenta una simulación de la línea espectral después de ser integrada a lo largo de la línea de visión, para lo que se han empleado los perfiles locales que se

presentan en la figura 3.9(b): temperatura T_i (línea azul), velocidad v_{tor} (línea roja) y emisividad ε (línea verde). Estos perfiles han sido escogidos de forma más o menos arbitraria con la única idea de mostrar el procedimiento numérico. La línea espectral simulada del C V es el resultado de la suma de la Ec. 3.4 sobre todos los puntos a lo largo de la línea de visión. Para este caso se ha fijado un ángulo de cabeceo de -1° , correspondiente a una cuerda central cercana al eje magnético del plasma, de acuerdo con las rutinas numéricas desarrolladas para el TJ-II y las estimaciones del código. También se ha indicado esquemáticamente en la figura 3.9(a) la anchura a mitad de altura y el desplazamiento de la línea, que corresponden a una temperatura iónica media de 87.36 eV y una velocidad toroidal media de 4.68 km/s, respectivamente.

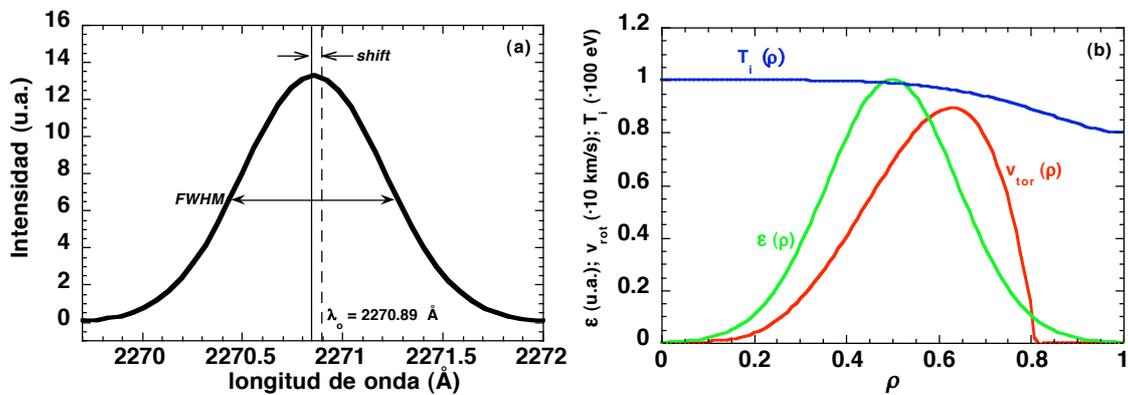


Figura 3.9. (a) Simulación de la línea espectral integrada a toda la cuerda de visión del C V (2270.89 Å) para una geometría de observación central (-1° en el ángulo de cabeceo de la fibra). (b) Perfiles locales de rotación (línea roja), emisividad (línea verde) y temperatura (línea azul) empleados por el modelo para simular la línea espectral en (a).

La figura 3.10 muestra la dependencia del perfil integrado de intensidad de línea con la emisividad en función del ángulo de cabeceo de la fibra óptica: 0° indica observación horizontal (posición nominal de la fibra); ángulos positivos simulan la parte superior del plasma, mientras que negativos corresponden a visiones inferiores. Este tipo de perfiles presentan una oquedad central, debida a que el perfil local de emisividad es hueco (los iones de C^{4+} , debido a la alta temperatura del centro del plasma que hace que se ionicen, no pueden penetrar demasiado, $\rho_0 \neq 0$) y a la geometría del TJ-II. En contraste, los dos picos corresponden a líneas de visión que atraviesan regiones con una elevada densidad de impurezas (y por tanto presentan una mayor emisividad). Por esta razón, para valores elevados de ρ_0 (ver Ec. 3.2), los perfiles son más huecos, mientras que los picos tienden

a unirse según ρ_o disminuye. La anchura angular del perfil también está relacionada con la emisividad local: cuanto mejor están localizadas las impurezas (menores valores de δ en Ec. 3.2), el perfil se vuelve más estrecho, y de manera inversa, una distribución radial más ancha de la concentración o emisividad de los iones de impurezas implica perfiles simulados más anchos.

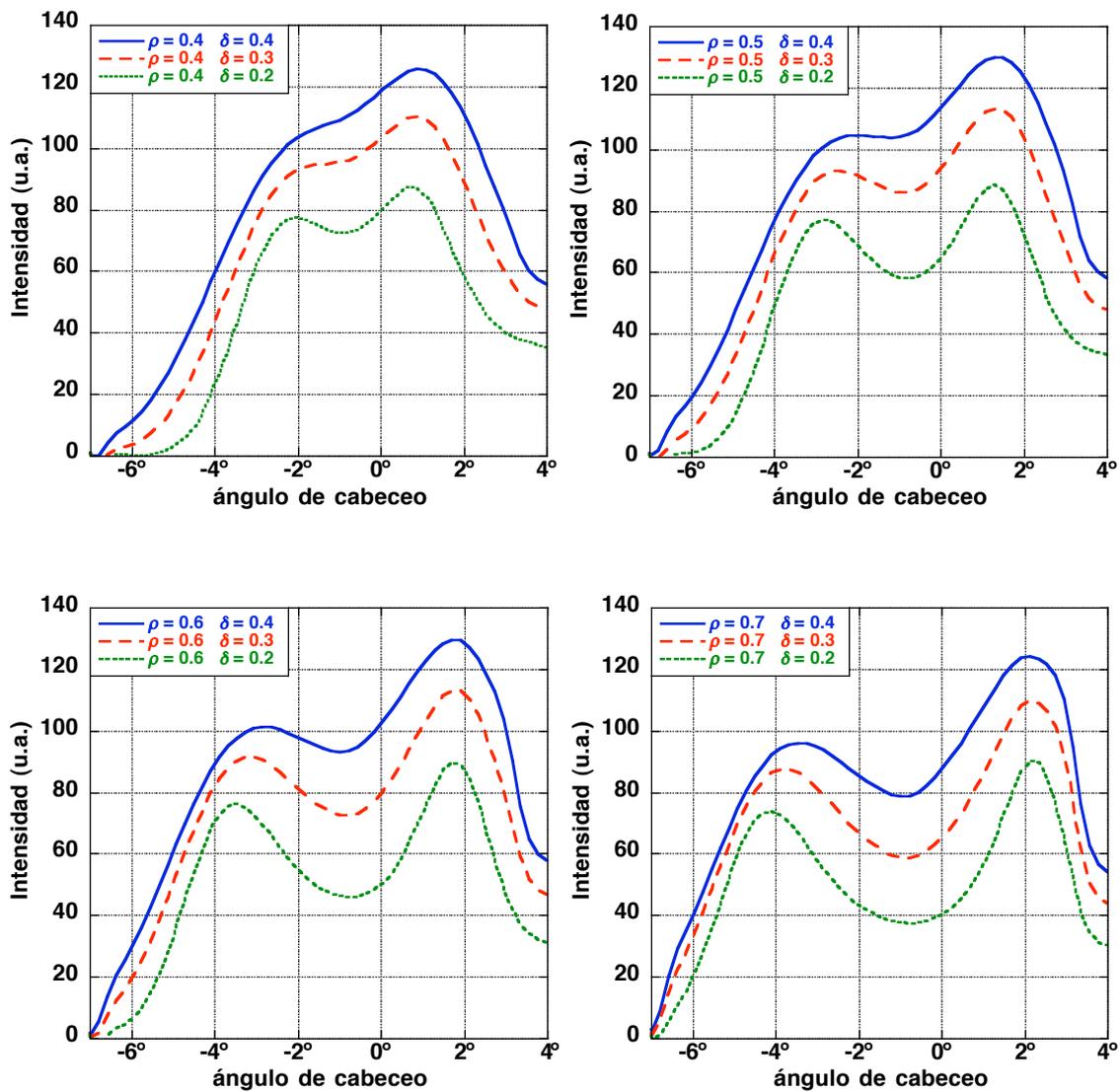


Figura 3.10. Dependencia de la intensidad integrada a lo largo de la línea de visión con el perfil de emisividad local. Las simulaciones han sido realizadas para diferentes casos de anchura δ y localización ρ del perfil (ver Ec. 3.2).

Siguiendo el mismo procedimiento para simular los perfiles de rotación toroidal integrados a lo largo de la cuerda de visión, se encuentran diferentes resultados dependiendo del perfil local que se haya escogido. Para los perfiles locales de rotación

toroidal presentados en la figura 3.11(a): cuerpo rígido, perfil parabólico, perfil gaussiano $v \propto v_0 \exp[-(\rho - 0.75)^2 / 0.15^2]$, y un perfil local deducido de cálculos neoclásicos; el código devuelve los perfiles integrados a toda la cuerda que se presentan en la figura 3.11(b). Para todos los casos se ha empleado un perfil local de emisividad gaussiano de parámetros ($\rho_0 = 0.6$, $\delta = 0.3$). Los resultados muestran claramente que la elección del funcional local de rotación es crucial para deconvolucionar los datos experimentales, ya que los resultados varían drásticamente.

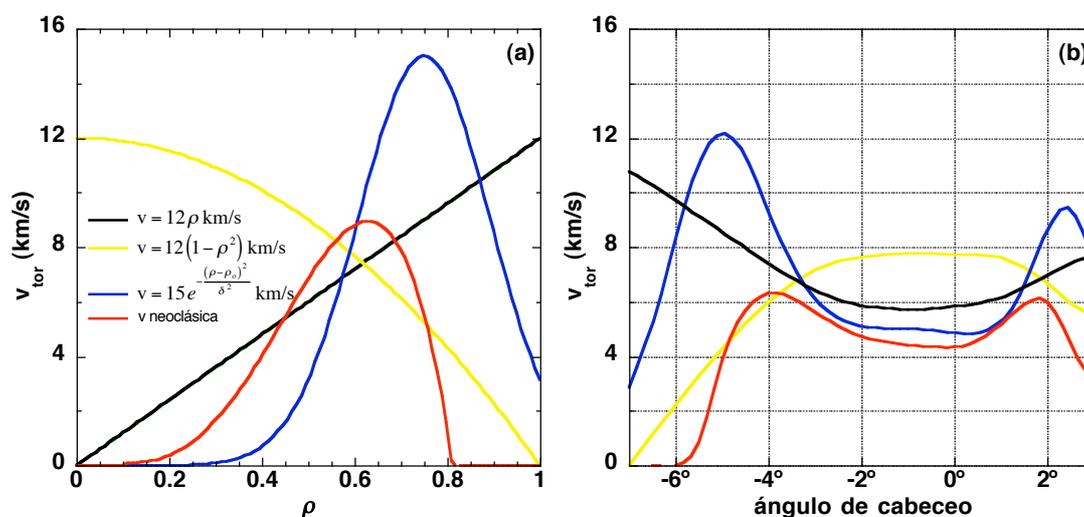


Figura 3.11. (a) Conjunto de perfiles radiales de rotación empleados para simular los integrados de la figura (b). La emisividad de la impureza necesaria para las reconstrucciones se ha fijado por una gaussiana de parámetros ($\rho_0 = 0.6$, $\delta = 0.3$).

Estas simulaciones serán empleadas en el capítulo 4 para ajustar los datos experimentales de velocidad de rotación toroidal, ya que son medidos como integrales de línea.

3.4. MÉTODO PARA ATENUAR UNA PARTE DE UNA LÍNEA ESPECTRAL

Como ya se ha comentado, el análisis en energía de los neutros producidos en procesos de intercambio de carga en el centro de los plasmas calientes es normalmente usado para deducir la temperatura de los protones [26]. Uno de los principales problemas

cuando se estima a través de métodos espectroscópicos [27,28] es que la contribución de la emisión de los protones más calientes a línea H_α puede ser varios órdenes de magnitud menos intensa que la emisión procedente de la periferia (ver figura 3.6), la cual está dominada por átomos más fríos excitados en el borde del plasma. Este problema es común a otros sistemas de detección que utilizan líneas de emisión comunes a múltiples poblaciones: el esparcimiento (*scattering*) Thomson [29]; la detección de iones rápidos [30]; o la detección de planetas extrasolares en astrofísica [31,32]. Normalmente la solución a este problema es el uso de *filtros notch*¹¹ o alguna otra opción comercial, las cuales no son aplicables cuando se trabaja con sistemas de espectroscopia de alta resolución. Este problema puede ser aún más importante en un dispositivo como *ITER*, el cual operará con plasmas de deuterio-tritio y por lo tanto los procesos atómicos dominantes serán los mismos que los que podemos encontrarnos en los plasmas actuales de hidrógeno.

Para aumentar la relación señal a ruido de la componente más débil ('gauss 3' en la figura 3.6) sin llegar a saturar el rango dinámico del detector, a continuación se presenta un método de enmascaramiento de la señal que alivia este problema [33]¹². Un método similar se ha desarrollado en *Hanbit*, un dispositivo de confinamiento mediante espejos magnéticos que se encuentra en Corea [34]. En él, la emisión de H_α se detecta a través de un conjunto de fibras ópticas acoplado a un sistema de *CXRS*, y desconectando los canales centrales se consigue eliminar la contribución de la componente más intensa, pero con el consiguiente problema de la pérdida de la totalidad de la información.

3.4.1. Diseño y fabricación de la máscara.

En la figura 3.12 se muestra la máscara de atenuación, consistente en una pequeña capa de oro de varios nanómetros de grosor depositada sobre una placa circular delgada de zafiro (diámetro = 17.6 mm; espesor = 0.5 mm). Para ello se colocó entre dos placas de acero inoxidable (figura 3.12), una de las cuales tiene una hendidura de 0.5 mm y que define el ancho de la zona de deposición de la película delgada que atenúa la luz, y por lo tanto el rango en energías de la emisión de neutros rápidos que se va a atenuar.

¹¹ Filtro cuya curva de respuesta en función de la longitud de onda presenta una caída profunda y de pendiente pronunciada; si se hace coincidir la muesca con la longitud de onda de una señal indeseada, ésta resulta suprimida.

¹² D. Rapisarda *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10F519 (2006).

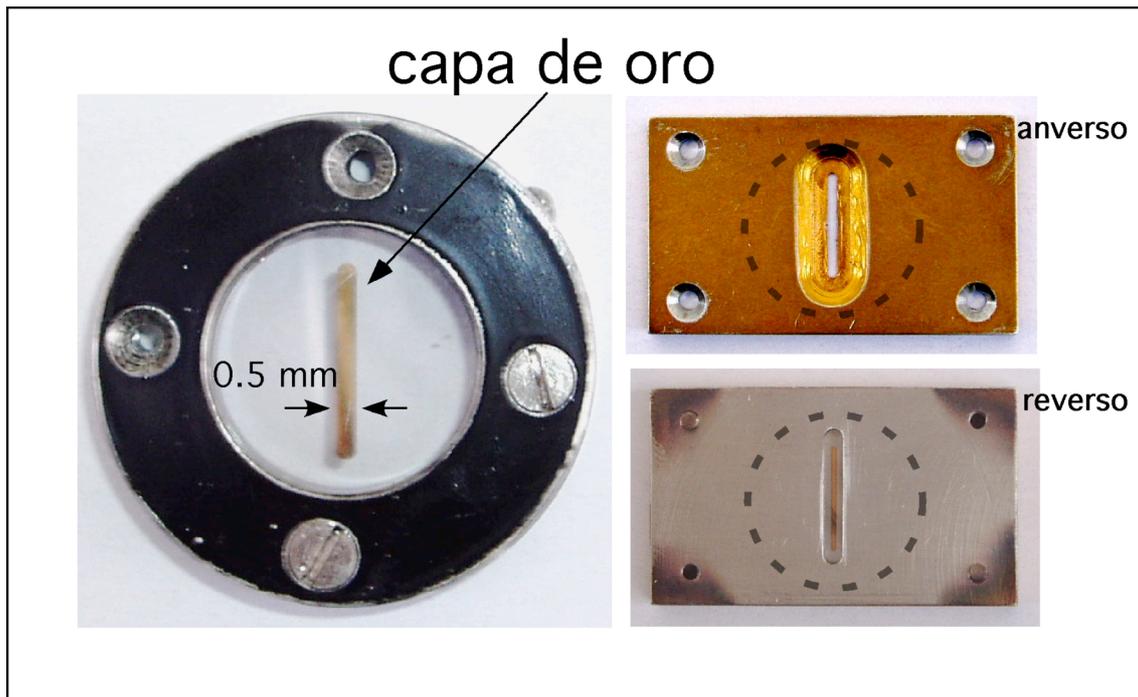


Figura 3.12. Imagen de la izquierda: máscara de oro de 0.5 mm de anchura depositada sobre una lámina de zafiro. Imagen de la derecha: placas de acero inoxidable entre las que se sitúa la muestra durante el proceso de deposición en vacío.

Todo el conjunto es introducido en un sistema de *sputtering* (*sputter coater Edwards S150B*) donde el proceso se realiza en una atmósfera de argón a una presión de 26.7 Pa. El voltaje y la corriente de la descarga fueron de 1400 V y 20 mA, respectivamente. Para cuantificar el proceso de deposición se tomó un espectro de absorción entre 200 y 800 nm con un espectrofotómetro Varian Cary 5 para diferentes tiempos de deposición, encontrando un comportamiento exponencial de la transmisión óptica con el espesor de la capa depositada, que presentó un ritmo de crecimiento de 0.13 nm/s. En la figura 3.13(a) se muestra la transmisión a 656 nm en función del tiempo de deposición, mientras que en la figura 3.13(b) se muestran varios espectros de transmisión, en términos de densidad óptica, para diferentes tiempos de deposición. Para ello se ha tenido en cuenta que la densidad óptica es el logaritmo en base 10 del inverso de la transmisión.

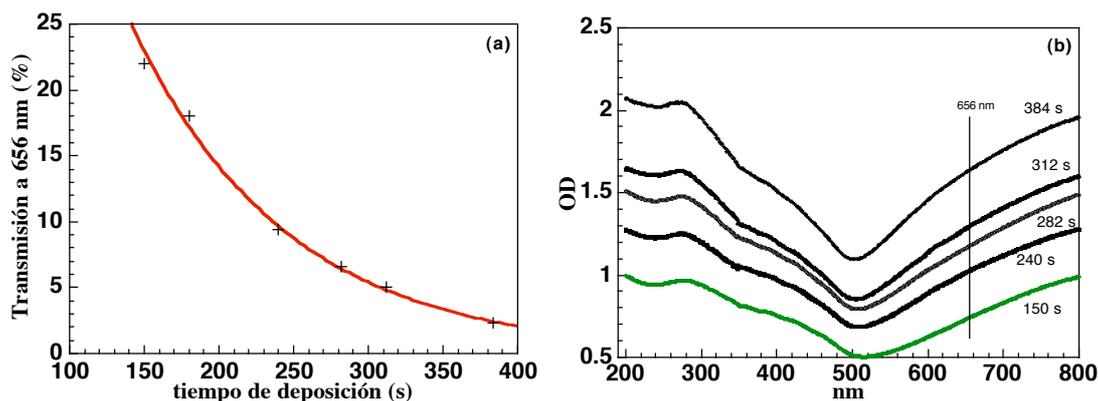


Figura 3.13. (a) Transmisión del centro de la máscara a 656 nm en función del tiempo de deposición (la línea roja muestra un ajuste exponencial). (b) Densidad óptica de la máscara frente a longitud de onda para diferentes tiempos de deposición.

La máscara se colocó en la ventana del detector, descrito en el apartado 3.1, a una distancia de 9.65 mm con respecto al fotocátodo del OMA III. El tamaño de la máscara determina el rango de energía de los neutros cuya emisión se quiere atenuar. En la figura 3.14 se ha representado la correspondencia entre energías (eje de la izquierda) y píxeles (eje de la derecha) calculada para la línea H_{α} , frente a la distancia Δx , en mm, con respecto al centro de la misma. De esta forma puede verse la relación existente entre la anchura de dos máscaras diferentes (líneas punteadas) y la zona que enmascara cada una. El rango en energías que está siendo atenuado se ha delimitado por líneas sólidas negras. Para los ejemplos que se presentan en este apartado se ha empleado la máscara de atenuación número 2.

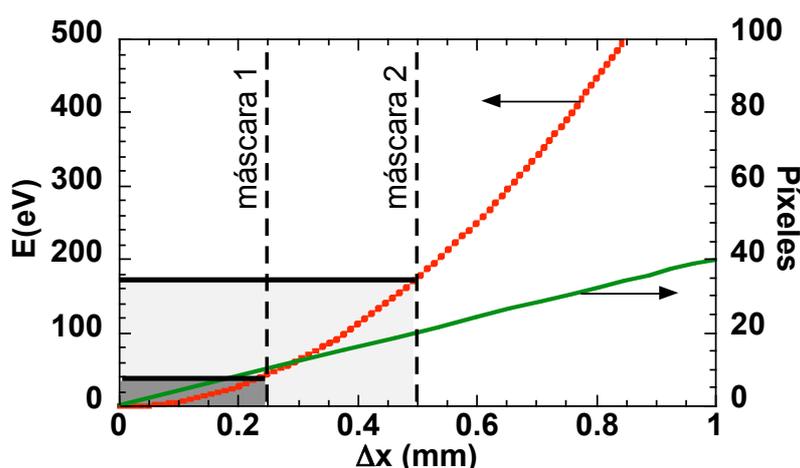


Figura 3.14. Correspondencia entre energías calculadas para 6562.8 Å (línea roja, eje Y_1) y píxeles del detector (línea verde, eje Y_2) según se va aumentando la distancia Δx al centro de la línea espectral H_{α} . Las líneas discontinuas representan el rango de atenuación para dos máscaras de oro de diferente anchura.

3.4.2. Resultados experimentales.

Para mostrar el efecto de la máscara sobre una línea espectral se empleó una lámpara de mercurio situada frente a la rendija de entrada del espectrómetro, la cual se iluminó de la manera más homogénea posible situando un difusor en el camino óptico de la luz. En la figura 3.15(a) puede verse el efecto de la máscara, para lo que se ha empleado una zona espectral con dos líneas intensas bien conocidas, Hg I 5769.60 Å y 5790.66 Å [14]. Si se centra la máscara sobre la línea 5769.60 Å su intensidad relativa se ve considerablemente reducida, aunque no desaparece completamente, ya que la deposición se programó para proporcionar una atenuación máxima del 90 %. La línea de oro se encuentra fija en una posición del detector, por lo que siempre enmascara los píxeles centrales. De esta manera, para obtener su curva experimental de atenuación se realizó un barrido alrededor de la longitud de onda nominal de la línea Hg I 5769.60 Å, de tal forma que se va cambiando la longitud de onda que queda enmascarada. Los puntos en la figura 3.15(b) muestran la atenuación calculada, que puede ser estimada a través de la relación $A = 1 - (I / I_{ref})$, siendo I la intensidad máxima medida con la máscara e I_{ref} la intensidad nominal sin ella. Debido a la precisión de nuestro sistema espectral sólo pueden obtenerse una serie de puntos discretos, por lo que se realizó un ajuste polinomial de segundo orden (línea continua), encontrando que el máximo de atenuación se obtiene para una longitud de onda $\lambda_{FIT} = 5767.99 \text{ \AA}$. Por lo tanto, si se quiere seleccionar la posición óptima de la máscara sobre una línea espectral se deberá introducir un desplazamiento en la longitud de onda nominal del espectrómetro de $\Delta\lambda = + 1.6 \text{ \AA}$.

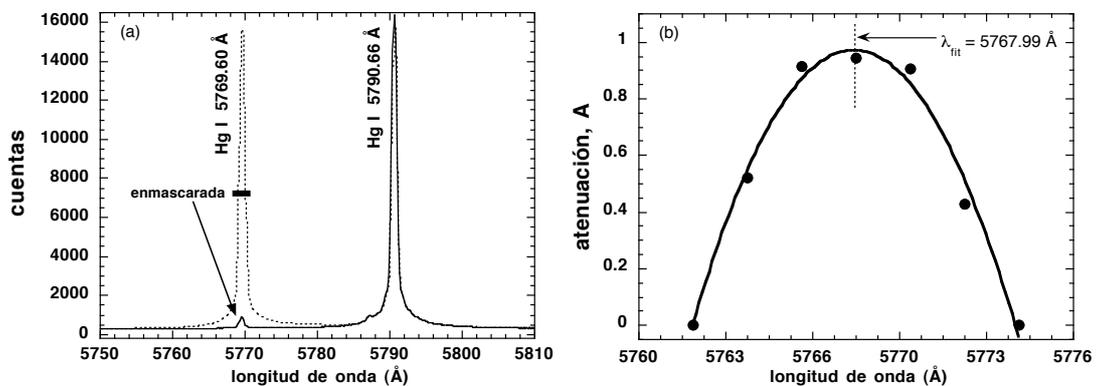


Figura 3.15. (a) La línea continua muestra dos líneas espectrales procedentes de una lámpara de Hg cuando la máscara 2 se encuentra situada sobre la línea 5769.60 Å. (b) Puntos experimentales de atenuación para la máscara 2 obtenidos a partir de la emisión de la línea Hg I 5769.60 Å. La línea representa un ajuste polinomial de segundo orden.

Una vez que se ha obtenido la curva de atenuación se realizaron algunas pruebas sobre la línea H_α del plasma del TJ-II. Normalmente, para no saturar el detector cuando se mide dicha línea ha de emplearse un tiempo de exposición entre 15 – 30 ms, dependiendo del tipo de descarga. En la figura 3.16 se presentan los resultados obtenidos para dos descargas típicas de TJ-II con similares densidades electrónicas y temperaturas, de tal forma que el tiempo de integración se ha aumentado de 30 a 100 ms y así obtener una mejor estadística. La zona enmascarada corresponde a un rango de energías por debajo de 175 eV (figura 3.14, máscara 2). Para determinar la temperatura de las diferentes zonas energéticas se ha empleado un ajuste exponencial, encontrando dos componentes diferentes de alta energía. Como puede verse, enmascarando la zona central el detector no se satura y por tanto las alas de la línea pueden medirse con una mejor estadística, mostrando una considerable reducción en los errores cometidos (factor 4) durante la estimación de la temperatura.

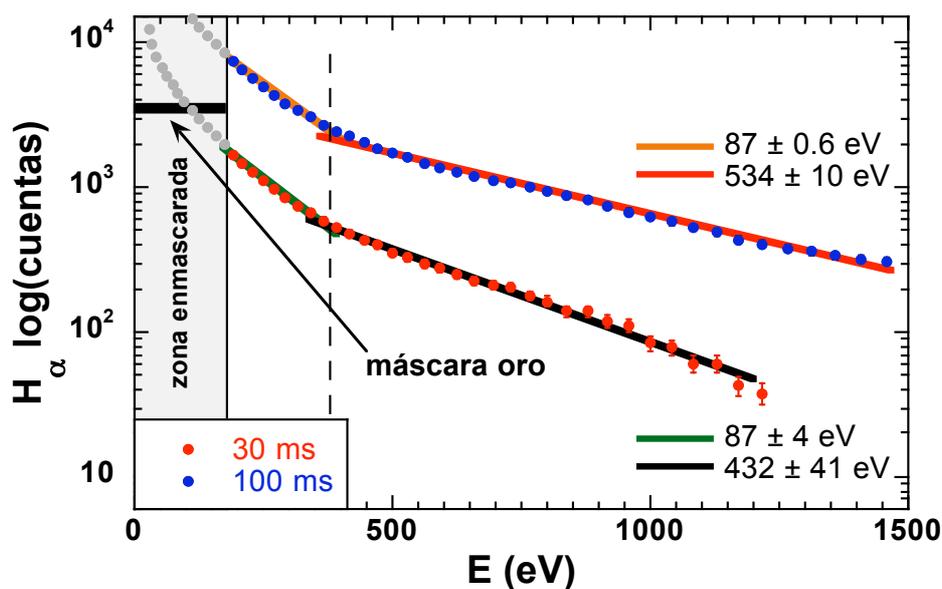


Figura 3.16. Resultados experimentales de la emisión de las alas de la línea H_α para dos tiempos de exposición del detector diferentes; 30 ms (puntos rojos) y 100 ms (puntos azules).

Referencias.

- [1] S.K. Erents *et al.*, “Parallel flow in the JET scrape-off layer”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 905 (2000).
- [2] M. Hirsch *et al.*, “Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, 1641 (2001).
- [3] R.P. Seraydarian *et al.*, “Multichord charge exchange recombination spectroscopy on the DOUBLET III tokamak”, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 155 (1986).
- [4] K. Ida *et al.*, “Measurements of poloidal rotation velocity using charge exchange spectroscopy in a large helical device”, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 2360 (2000).
- [5] P. Gohil *et al.*, “Wavelength calibration of the charge exchange recombination spectroscopy system on the D-III tokamak”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 878 (1999).
- [6] K. Crombé *et al.*, “Calibration of the charge exchange recombination spectroscopy diagnostic for core poloidal rotation velocity measurements on JET”, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3452 (2004).
- [7] H. Sakakita *et al.*, “Spectroscopic system using image magnifying optics for plasma velocity and ion temperature measurement”, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 2111 (2003).
- [8] B. Zurro, A. Baciero, D. Rapisarda, V. Tribaldos y TJ-II Team “Comparison of impurity poloidal rotation in ECRH and NBI discharges of the TJ-II heliac”, *Fusion Sci. Technol.* **50**, 419 (2006).
- [9] V. Tribaldos *et al.*, “Electron cyclotron heating and current drive in the TJ-II stellarator”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 2113 (1998).
- [10] K. Liu y G.M. Hieftje, “Investigation of wavelength calibration for an echelle cross-dispersion spectrometer” *J. Anal. At. Spectrom.* **18**, 1177 (2003).
- [11] D. Rapisarda, B. Zurro, A. Baciero y V. Tribaldos, “Novel passive spectroscopy system for absolutely referenced plasma rotation measurements in clean plasmas”, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 33506 (2006).
- [12] B. Zurro *et al.*, “A study of impurity rotation behaviour in the TJ-I tokamak”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **35**, 349 (1993).
- [13] D. Rapisarda, “Primeras medidas de rotación toroidal de protones e impurezas en el stellarator TJ-II”, *Trabajo de Suficiencia Investigadora*, Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Facultad de Ciencias Físicas, UCM (2003 – 2004).
- [14] NIST 2005 Atomic Spectra Databases (Web. Version 3.1.0, National Institute of Standards and Technology).

- [15] A. Baciero, B. Zurro, K.J. McCarthy y V. Tribaldos, “A multi-channel spectroscopic system for measuring impurity ion temperatures and poloidal rotation velocities in TJ-II”, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 971 (2001).
- [16] R.C. Isler, N.H. Brooks, W.P. West, A.W. Leonard, G.R. McKee y G.D. Porter, “Spectroscopic analysis of normal and reversed ion flows in the DIII-D divertor”, *Phys. Plasmas* **6**, 541 (1999).
- [17] N.M. Sisovic *et al.*, “Excessive hydrogen and deuterium Balmer lines broadening in a hollow cathode glow discharges”, *Eur. Phys. J. D* **32**, 347 (2005).
- [18] N. Cvetanovic *et al.*, “Excessive Balmer line broadening in a plane cathode abnormal glow discharge in hydrogen”, *J. Appl. Phys.* **97**, 033302 (2005).
- [19] R.K. Janev, W.D. Langer, K. Evans Jr. y D.E. Post Jr., “Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas”. Springer-Verlag, Alemania (1987).
- [20] K. Ida, “Experimental studies of the physical mechanism determining the radial electric field and its radial structure in a toroidal plasma”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 1429 (1998).
- [21] J.V. Hofmann *et al.*, “Toroidal and poloidal rotation in the W7-AS stellarator”, *Proc. 21st EPS Conf., Montpellier*, **18B**, 392 (1994).
- [22] D. Rapisarda, B. Zurro, V. Tribaldos y A. Baciero, “A numerical procedure to simulate cord-integrated passive spectroscopy measurements in TJ-II plasmas”, *Fusion Sci. Technol.* **50**, 320 (2006).
- [23] B. Zurro y C. Burgos, “A code for calculating spectral line shapes in tokamaks and assisting in experimental data interpretation”, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 5196 (1992).
- [24] K. Brau *et al.*, “Vertical poloidal asymmetries of low-z element radiation in the PDX tokamak”, *Nucl. Fusion* **23**, 1657 (1983).
- [25] V. Tribaldos, B.Ph. van Milligen y A. López-Fraguas, “*TJ-II Library Manual*”, *Version 2 CIEMAT Report* **963** (2001).
- [26] J. Kim *et al.*, “Rotation characteristics of main ions and impurity ions in H-mode tokamak plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2199 (1994).
- [27] M. Larionov, “Measurement of ion temperature from doppler broadening of the hydrogen lines in the FT-1 tokamak”, *Sov. J. Plas. Phys.* **16**, 696 (1990).
- [28] E. Busche, H. Euringer y R. Jaspers, “Measurement of deuterium ion temperature profiles at TEXTOR-94”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 1327 (1997).

- [29] J. Herranz, F. Castejón, I. Pastor, y K.J. McCarthy, “The spectrometer of the high-resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-II” *Fusion Engineering and Design* **65**, 525 (2003).
- [30] Y. Luo, W. W. Heidbrink y K. H. Burrell, “Design of a D-alpha beam-ion profile diagnostic”, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3468 (2004).
- [31] M. J. Kuchner y W. A. Traub, “A coronagraph with a band-limited mask for finding terrestrial planets”, *Astrophys. J.* **570**, 900 (2002).
- [32] G. Foo, D. M. Palacios y G. A. Swartzlander, “Optical vortex coronagraph”, *Opt. Lett.* **30**, 3308 (2005).
- [33] D. Rapisarda, B. Zurro, A. Moroño y A. Baciero, “New technique to observe the emission of fast protons from the plasma bulk with improved sensitivity”, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10F519 (2006).
- [34] S.J. Yoo, H.L. Yang y H.K. Na, “Development of a charge exchange recombination spectroscopy method for determination of ion temperature from H-alpha line broadening in the Hanbit mirror device”, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 2119 (2003).

4. MEDIDAS DE ROTACIÓN TOROIDAL EN TJ-II

A continuación se presentan los resultados de rotación toroidal obtenidos con el sistema experimental descrito en el capítulo 3. Después de presentar datos típicos con resolución temporal de protones e iones de impurezas, se muestra su comportamiento dependiendo de la densidad del plasma, discutido en el contexto del TJ-II y de otros experimentos en otros stellarators. Finalmente, se hace un estudio espacial de la rotación para poder discutir los posibles mecanismos que pueden dar cuenta de la misma, realizando una comparación con la corriente de "bootstrap" iónica estimada teóricamente, que explica el sentido y el orden de magnitud de la misma.

4.1. INTRODUCCIÓN.

El interés de las medidas de rotación toroidal se debe a que están relacionadas con el campo eléctrico radial a través de la ecuación de equilibrio de fuerzas (Ec. 2.7), y éste, a su vez, fuertemente relacionado empíricamente con la transición al modo de alto confinamiento (*modo H*) [1], y teóricamente con la supresión de la turbulencia [2]. Por lo tanto, mecanismos de regulación de la rotación resultan necesarios para el control del transporte y la turbulencia en el plasma. Por otro lado, el transporte de momento se puede deducir del comportamiento de la rotación toroidal cuando fuentes de inyección de momento externo son aplicadas al plasma (como es el caso de los inyectores de partículas neutras para calentamiento). Dos trabajos de revisión muy completos han sido publicados por K. Ida y V. Rozhansky, respectivamente, que versan sobre rotación, campos eléctricos y corrientes en dispositivos de fusión nuclear [3,4]. En ellos se pone de manifiesto la importancia de la rotación del plasma desde el punto de vista de la mejora del confinamiento y de su relación con las barreras internas de transporte. Las discusiones que allí se hacen comprenden los dos grandes grupos de dispositivos de confinamiento para el estudio de plasmas calientes, los *tokamaks* y los *stellarators*, por lo que su interés resulta doble. En máquinas de tipo *stellarator* como el *TJ-II*, tener una corriente interna en el plasma resulta indeseable, ya que la topología magnética

establecida previamente por las bobinas externas que constituyen la trampa magnética puede verse modificada.

Vista la importancia de la rotación toroidal en el campo de la fusión nuclear por confinamiento magnético se presentará la contribución de este trabajo en ese contexto. El problema fundamental en el estudio de las velocidades del plasma a través de espectroscopia es que las medidas están, en su gran mayoría, restringidas a las impurezas, mientras que la teoría ha sido desarrollada para los propios iones del plasma. Esto se debe a la dificultad de medir la rotación de estos últimos. Por ello en este trabajo se aborda la medida de la rotación toroidal de los protones, deducida mediante el análisis de la emisión H_{α} , como ya se ha comentado en varias ocasiones. Además, se comparan los resultados con la rotación de iones de impurezas centrales y periféricas. Aparte de abordar este problema original, éste se realiza con una técnica capaz de dar valores absolutos de velocidad con un procedimiento de calibración absoluta en tiempo real, como se ha explicado en la sección 3.1.

Uno de los primeros trabajos en los que se estudió la rotación toroidal de los protones del plasma fue el desarrollado en el *tokamak ORMAK*, aunque enfocado en la comparación entre la función de distribución de los iones y su consistencia con la teoría neoclásica. La velocidad de rotación toroidal y la corriente del plasma llevaban la misma dirección, mostrando consistencia con la teoría neoclásica [5]. En el *tokamak TEXTOR* se realizaron unas de las primeras medidas de rotación toroidal de iones por una técnica no espectroscópica (*scattering Rutherford*) [6], encontrando resultados similares a los obtenidos a través de espectroscopia de intercambio de carga para el carbono (C^{5+}). Uno de los pocos intentos más recientes por abordar este problema se realizó en el *tokamak RTP* [7], pero el trabajo estaba más focalizado en la propia física atómica de la emisión del hidrógeno que en tratar de estudiar la rotación en función de parámetros del plasma. En *Tore Supra* se demostró que la rotación de los iones principales (en este caso los plasmas eran de deuterio) se podía estimar por medio del análisis en energías de los neutros de intercambio de carga [8]. El resultado obtenido fue similar al deducido para impurezas pesadas (Cr^{+22}), pero con sentido opuesto a la corriente del plasma.

Otra de las grandes incógnitas sobre la rotación toroidal en máquinas de fusión es si los iones principales del plasma y los iones de impurezas rotan con la misma velocidad. Un interesante trabajo teórico trató de dar la respuesta para las máquinas de tipo *tokamak* [9], Según sus predicciones, la diferencia entre las velocidades de protones e impurezas es mayor en aquellas descargas con baja corriente y con fuertes gradientes en los perfiles de densidad y temperatura, como sería el caso del TJ-II. Este problema ha sido abordado experimentalmente en varios dispositivos, con diferentes tácticas aproximativas: en el *tokamak DIII-D* se comparó la rotación toroidal del ión principal (He) con la de impurezas como C^{5+} y B^{4+} [10], encontrándose alguna diferencia significativa en el borde del plasma donde la fricción con los neutros podía jugar un papel esencial [11]. Nuevas medidas en *DIII-D*, mostraron que la rotación toroidal relativa entre impurezas de bajo número atómico (He, C, Ne) presentaba diferencias en la velocidad ya predichas por la teoría neoclásica. Los cálculos de perfiles radiales para las diferentes especies mostraban que la rotación toroidal de los protones era sensiblemente inferior a la de las impurezas [12]. Partiendo de la Ec. 2.13, y teniendo en cuenta que el campo eléctrico radial sólo depende de los parámetros locales del plasma y no de las diferentes especies, se encuentra que dicha diferencia viene dada por:

$$\Delta V_{\phi,12} = \left(\frac{\nabla P_2}{Z_2 e n_2} - \frac{\nabla P_1}{Z_1 e n_1} \right) \frac{1}{B_\theta} + (V_{\theta,1} - V_{\theta,2}) \frac{B_\phi}{B_\theta} \quad (4.1)$$

donde P_i es la presión iónica, Z_i la carga, n_i la densidad de partículas y $V_{\theta,i}$ la velocidad poloidal de las especies 1 y 2. B_ϕ y B_θ son los campos magnéticos toroidal y poloidal, respectivamente. Sin embargo, la validez de esta fórmula sólo fue verificada empíricamente en la región del borde y para un plasma de helio. De ella se extrae como conclusión principal que lo óptimo resulta medir velocidades de rotación en plasmas que presenten un fuerte gradiente de presión, ya que de esta manera las diferencias entre las rotaciones medidas son mayores. También en *JET* se realizó un estudio de la velocidad de rotación toroidal de impurezas para luego, a partir de un modelo, estimar la velocidad de la especie principal (deuterio) [13]. En la periferia del *tokamak TEXT* se realizaron medidas de rotación toroidal de iones de impurezas en plasmas de hidrógeno y helio mediante espectroscopia pasiva [14], siendo los resultados comparados con predicciones neoclásicas: la similitud entre teoría y experimento fue mejor para el caso

del helio que para el del hidrógeno, pues en este último caso el papel de la fricción por intercambio de carga con los neutros, no tenida en cuenta en la teoría, era más importante.

Bajo nuestro punto de vista, la escasa bibliografía en torno al estudio de la rotación toroidal en *stellarators* obedece fundamentalmente a dos factores. En primer lugar, se supone que la rotación toroidal es despreciable debido al gran rizado del campo magnético (que hace que las partículas queden atrapadas) que presentan estos dispositivos. Sin embargo, las pocas medidas experimentales existentes han mostrado que esto no es estrictamente correcto, y por lo tanto los *stellarators* presentan notable rotación toroidal incluso en el centro del plasma [15]. Las medidas de rotación toroidal de impurezas (C^{5+} para el centro, B^{3+} para la periferia) realizadas en el *stellarator Wendelstein 7-AS*, mostraron que el plasma tenía velocidades entre 5 km / s y -15 km / s [16]. En estos casos no se presentaron medidas relacionadas con los protones, ni se efectuaron con un método de calibración absoluta como las que se presentan en esta Memoria.

Otro de los temas en los que se han centrado los grupos dedicados al estudio de la rotación en plasmas es en la aparición de rotaciones toroidales invertidas. En el *stellarator CHS* se observó que, en plasmas con una fuerte barrera interna de transporte, se establecen velocidades de rotación en dirección toroidal que son opuestas a la deriva $\langle \vec{E} \times \vec{B} \rangle$ causada por un campo eléctrico radial positivo. Estas rotaciones aparecen en plasmas *NBI* con *ECRH* en 2º armónico, y son explicadas a través del tensor de viscosidad, el cual favorece la rotación toroidal en la dirección de mínimo gradiente de campo magnético [17,18]. En el *tokamak ALCATOR C-MOD* también se realizaron observaciones similares con el propósito de estudiar las rotaciones invertidas [19], dando lugar sus posibles interpretaciones a una extensa literatura [20-22,9].

Como se ha visto, las velocidades de rotación se han medido en las máquinas de fusión más relevantes del panorama internacional como *TEXTOR*, *ALCATOR*, *WENDELSTEIN-7AS*, *JET*, *DIII-D*, *CHS*... La dificultad instrumental en las medidas, unido al desafío de medir la rotación de los protones hace que las medidas que se presentan para el TJ-II resulten un verdadero impulso tanto para la espectroscopia como

diagnóstico, como para entender los mecanismos causantes de la rotación toroidal en los plasmas, campo aún abierto y con muchas incógnitas, sobre todo en la comunidad de *stellarators*.

4.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES DE ROTACIÓN: FENOMENOLOGÍA.

En este apartado se presentan los resultados de rotación toroidal de impurezas y protones obtenidos para plasmas calentados a la frecuencia ciclotrónica de los electrones (*ECRH*), así como su comportamiento durante la inyección de neutros (*NBI*) no balanceada. La diferencia fundamental que se observa consiste en una disminución de la velocidad toroidal de la región central del plasma al entrar los neutros del haz, debido en parte a la inyección externa de momento y en parte al notable aumento de la densidad del plasma. Este resultado se repite tanto para los iones del plasma base (protones) como para las impurezas más internas [23]¹³.

La técnica de análisis que se ha empleado para los protones es la misma que se ha descrito en el capítulo 3, teniendo en cuenta que pueden existir tres poblaciones diferentes de partículas que contribuyen a la formación de la línea H_{α} . Para las impurezas, al estar mejor localizadas, una sola gaussiana es suficiente. Otro punto importante que ha de plantearse es el convenio de signos que se ha escogido para las velocidades de rotación. Para ello, se ha establecido un criterio de acuerdo con la corriente equivalente del plasma, concepto que surge entre los expertos dedicados al mundo de la rotación en *stellarators* para poder establecer algún método de comparación con los dispositivos tipo *tokamak*. Mirando la máquina desde arriba, esta corriente es aquella que produciría un campo poloidal en la misma dirección que el generado por las bobinas externas del TJ-II (en nuestro caso esta corriente va en sentido contrario a las agujas del reloj). Las medidas que se presentan en este trabajo fueron realizadas a través de la ventana toroidal B-8 (ver figura 4.1), en la dirección que se indica en la figura 4.1 (línea roja discontinua). Si el desplazamiento de la línea espectral se produce hacia longitudes de onda más cortas (hacia el azul), los iones se están

¹³ D. Rapisarda y B. Zurro, *Stellarator News*, **95** (2004).

acercando hacia el observador, y por tanto su sentido es contrario al de la corriente equivalente del plasma, que en este trabajo se ha tomado como positivo. Si el desplazamiento se produce hacia el rojo (longitudes de onda mayores), los iones se alejan de nuestro punto de observación y su movimiento sería en el mismo sentido de la corriente equivalente del plasma, por lo tanto la velocidad sería negativa con el criterio adoptado.

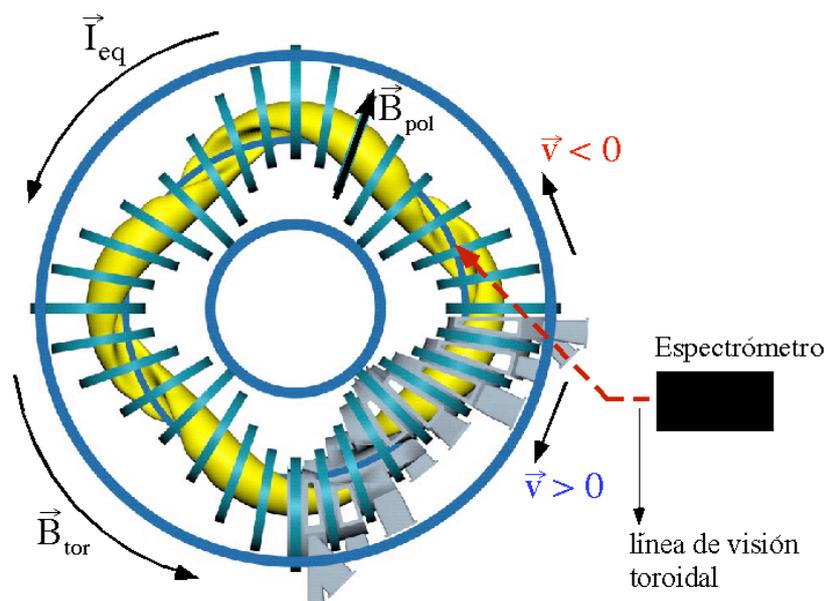


Figura 4.1. Vista superior del stellarator TJ-II donde se indican los sentidos del campo magnético toroidal, poloidal y corriente equivalente del plasma I_{eq} . También se indica el convenio de signos escogido para las velocidades de rotación toroidal. Las medidas se realizaron por la ventana B-8 tangencial.

4.2.1. Calentamiento por microondas: ECRH.

Cuando el plasma es calentado por medio de microondas a la frecuencia ciclotrónica de los electrones las rotaciones que se observan deben ser debidas exclusivamente a fenómenos de la física intrínseca al plasma, ya que no se tienen fuentes de inyección de momento externo. También se supone que la fuerza ponderomotriz debida al campo de microondas, que en algunas situaciones se ha considerado como fuente de rotación, es despreciable en el caso del TJ-II. Las trazas básicas para seguir una descarga de este tipo pueden verse en la figura 4.2, #15945, donde de arriba a abajo se han representado: la potencia inyectada al plasma por los girotrones, la “temperatura electrónica” T_e medida por un canal central del radiómetro de ECE (~ 1 keV), la integral de línea de la

densidad electrónica medida por el interferómetro de microondas \bar{n}_e ($\sim 0.54 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), y las pérdidas de radiación monitorizadas por un canal bolométrico central, así como la evolución de la intensidad de la línea del C V (2270.89 Å).

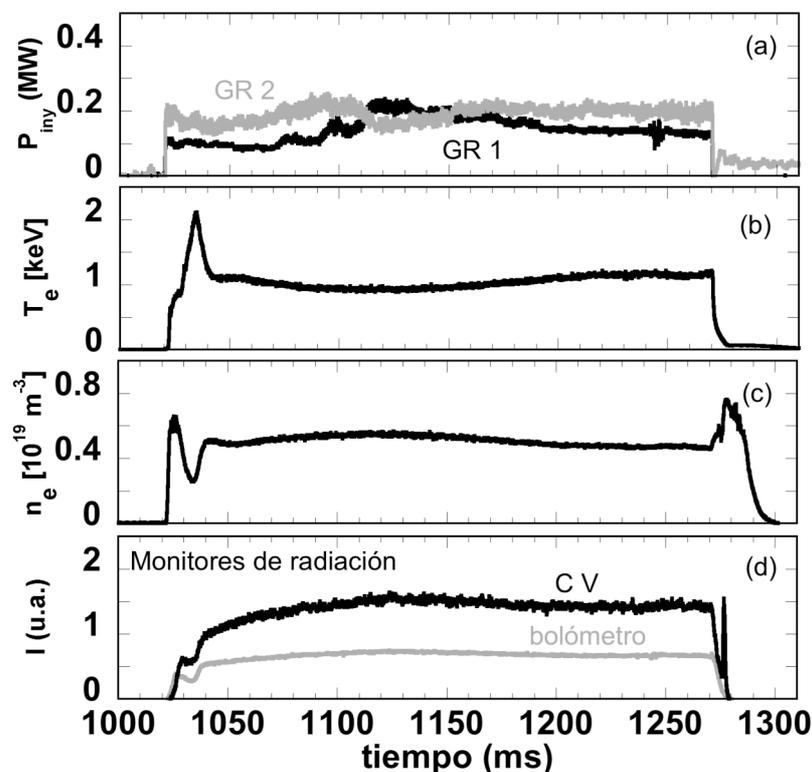


Figura 4.2. Trazas temporales de los principales monitores del plasma para una descarga típica de ECRH, #15945. (a) Potencia inyectada por los girotrones (GR 1, GR 2). (b) Temperatura electrónica central deducida de ECE. (c) Densidad electrónica media de línea. (d) Monitores de radiación.

Siguiendo los procedimientos de ajuste y análisis ya descritos, se mostrará cuáles son las velocidades de rotación que típicamente pueden encontrarse para una descarga de este tipo con una duración aproximada de 250 ms. En la figura 4.3 se ha representado la evolución temporal de la intensidad (amplitud de cada gaussiana) para las tres componentes que forman la línea H_{α} , y que se corresponden con las representadas en la figura 3.6(b). Hay que recordar que con este tipo de análisis se busca discernir diferentes poblaciones de partículas de una misma especie que pueden coexistir en el plasma, representando la G 1 una componente periférica formada por excitación electrónica de los átomos neutros de hidrógeno, mientras que la G 2 y la G 3 dos componentes más internas generadas por procesos de intercambio de carga. La descarga es la número #12307, la cual tiene una densidad electrónica media de línea de $0.68 \cdot 10^{19}$

m^{-3} . El eje de ordenadas se ha puesto en escala logarítmica para facilitar la comparación entre intensidades, ya que la gaussiana G 3 es típicamente un factor 20 menos intensa que la G 1.

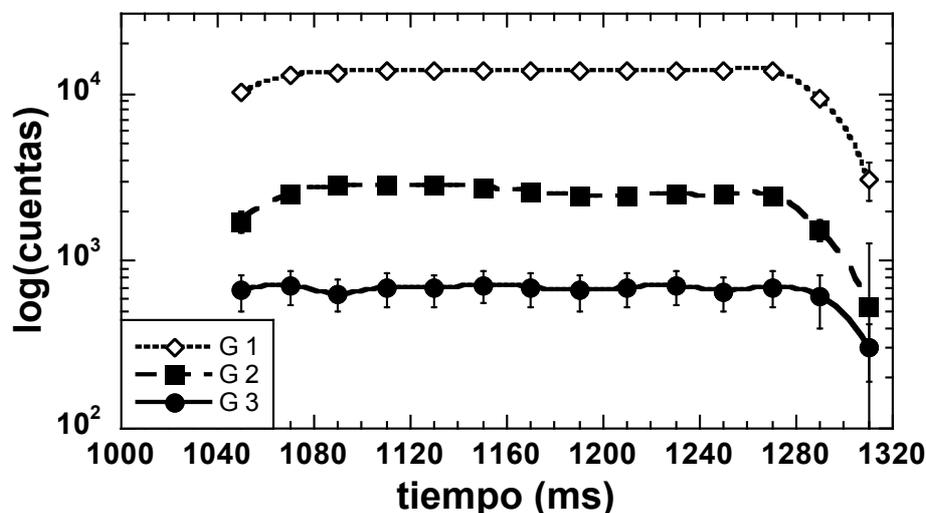


Figura 4.3. Evolución temporal de las intensidades de las tres componentes de la línea H_{α} para una descarga típica de ECRH, #12307. La resolución temporal es de 20 ms.

Los resultados muestran un valor estacionario para las intensidades, lo que es de esperar para las condiciones estables de la descarga. Las barras de error en los datos provienen del procedimiento numérico de ajuste. El tiempo de exposición para las diferentes memorias fue de 20 ms.

Una vez que han quedado bien definidas las diferentes gaussianas que han de combinarse para reconstruir la señal de la línea H_{α} , pueden establecerse las respectivas velocidades de rotación en función del desplazamiento Doppler que presentan. El cero o referencia para la velocidad se determina a partir de las líneas del Ne I 6598.95 Å, 6532.88 Å y 6506.53 Å de una lámpara de cátodo hueco, como ya se vio en el capítulo 3. Dicha referencia vendrá indicada a partir de este momento por una línea horizontal continua en todas las gráficas que muestren resultados de velocidad.

En la figura 4.4 se han representado las velocidades absolutas correspondientes a la descarga presentada anteriormente, la #12307. De acuerdo con el método de análisis y el criterio de signos escogido, las diferentes componentes se mueven en dirección opuesta a la corriente equivalente, si bien la tercera componente presenta valores de velocidad más bien pequeños y con unas barras de error mayores, debido fundamentalmente al menor nivel de señal.

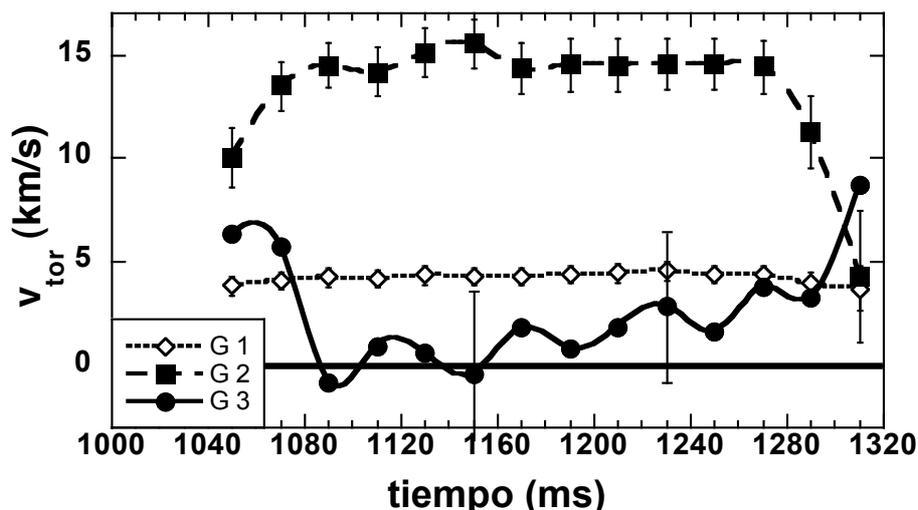


Figura 4.4. Evolución temporal de las velocidades de rotación toroidal absolutas de las tres componentes de la línea H_{α} para una descarga típica de ECRH, #12307. La línea continua negra indica el valor de referencia, obtenido con la lámpara de calibración de Zr-Ne. Las tres componentes rotan en dirección contraria a la corriente equivalente.

Como ya se explicó en la introducción de este capítulo, las diferencias que puedan existir entre la velocidad del plasma y la de las impurezas es aún un tema abierto y que requiere de explicación. Por ello el estudio que aquí se ha hecho no sólo se centra en las medidas de los protones, sino que se han medido varias líneas de impurezas presentes en los plasmas TJ-II. Debido fundamentalmente a que la pared de la cámara de vacío del TJ-II es metálica (de acero no magnético), y a que muchos de los diagnósticos que se emplean tienen partes en contacto con el plasma que son de grafito, el carbono es una de las impurezas con más presencia en nuestros plasmas. Además es de gran interés debido a su alta capacidad de penetración (debido a los potenciales de ionización de sus diferentes iones), lo que hace que sea una de las más centrales. Otra de las impurezas que más presencia tiene es el helio, debido principalmente al *glow discharge*, técnica que se realiza antes de la operación para acondicionar las paredes de la cámara de vacío a través de *sputtering* físico¹⁴. Además, después de una descarga de plasma suele inyectarse helio en la cámara de vacío para calibrar el diagnóstico *HIBP*.

En la figura 4.5 se presentan las intensidades de algunos de los iones más importantes, donde lo primero que puede observarse son los bajos niveles de señal en comparación

¹⁴ Bombardeo con iones de alta energía de la superficie de la cámara de vacío, que hace que se vayan erosionando átomos de la superficie.

con los del hidrógeno, lo cual no es extraño ya que el plasma base de TJ-II está compuesto de manera dominante por este elemento. Las concentraciones de impurezas en el interior del plasma son muy bajas, como consecuencia de la boronización de la cámara de vacío, lo que añade una gran dificultad a estas medidas. Por ello, los tiempos de integración requeridos son típicamente algo mayores, rondando los 30 – 50 ms. Otra característica importante de estas líneas es que en la mayoría de los casos no pueden observarse hasta que han transcurrido unas decenas de milisegundos desde el inicio de la descarga, pues al pertenecer a elementos altamente ionizados normalmente necesitan un cierto tiempo para “formarse”. En esta figura, los datos del carbono fueron obtenidos de la descarga #12225, con una densidad media de línea de $0.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, mientras que los datos del helio se obtuvieron en la descarga #13702, con la misma \bar{n}_e .

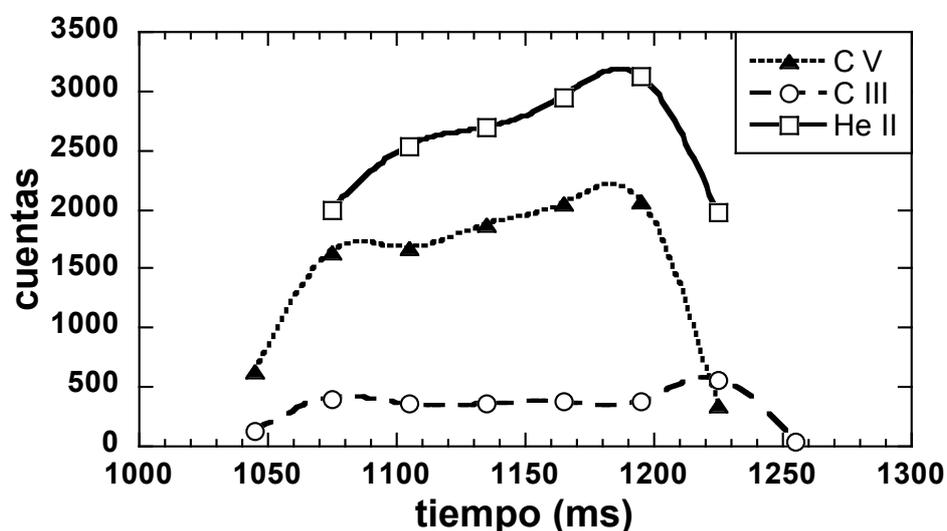


Figura 4.5. Evolución temporal de las intensidades de tres líneas de impurezas para una descarga típica de ECRH. Las líneas del carbono han sido medidas para la misma descarga #12225, mientras que la del helio pertenece a otra de igual densidad electrónica, #13702. La resolución temporal es de 30 ms.

Para la obtención de las velocidades absolutas de las diferentes especies, el proceso de calibración y análisis es el mismo que se ha seguido anteriormente, con la salvedad de que la lámpara de calibración es diferente (Cd-Ne), como se recoge en la Tabla 3-I del capítulo 3. Además el estudio de cada línea puede ser realizado con una única gaussiana, lo que simplifica tremendamente los análisis. La figura 4.6 muestra la velocidad de rotación toroidal deducida a partir de las líneas espectrales de impurezas que se han mencionado anteriormente y para las mismas descargas. La línea continua horizontal indica el valor de referencia para la velocidad. El C V presenta una velocidad de rotación similar a la de la componente G 2 de los protones, unos 12 km / s con barras

de error de ± 0.4 km / s. La velocidad del He II es algo menor, 3 ± 0.5 km / s, rotando al igual que el C V en sentido contrario a la corriente equivalente del plasma. Los errores que aquí se muestran son los que provienen del ajuste de las gaussianas, pero hay que recordar que el error instrumental del sistema experimental, como ya se ha comentado, es de 1 km / s. El C III es una impureza localizada más al borde del plasma, y el valor negativo de su rotación indica que se mueve en la misma dirección de la corriente equivalente del plasma, y por tanto en sentido contrario a las otras impurezas más internas. Esta diferencia entre las velocidades del borde y las más centrales ha sido observada también en *tokamaks* [24].

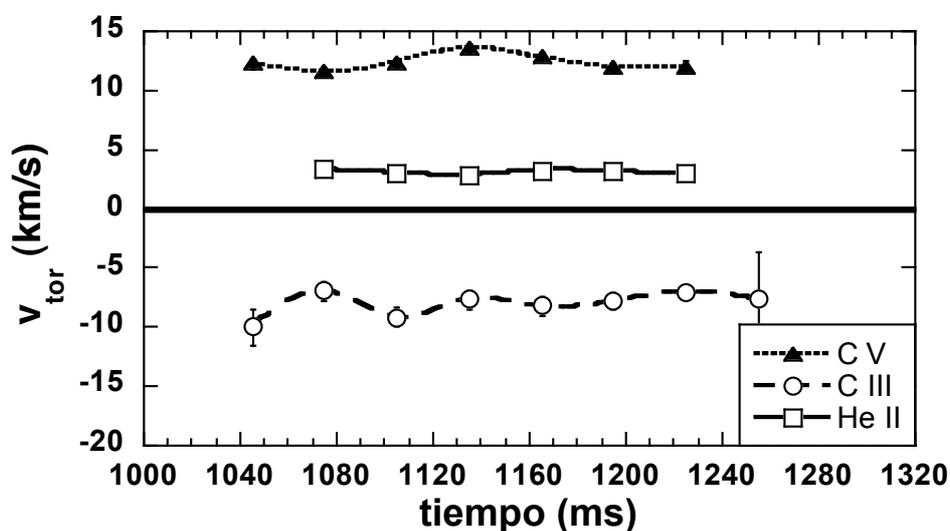


Figura 4.6. Evolución temporal de las velocidades toroidales de rotación absolutas de diferentes impurezas para una descarga típica de ECRH. La línea continua negra indica el valor de referencia, obtenido con la lámpara de calibración de Cd-Ne. Tanto el C V como el He II rotan en dirección contraria a la corriente equivalente del plasma, mientras que el C III, más periférico, rota en sentido contrario. Carbono: #12775; helio: #13702.

4.2.2. Calentamiento por inyección de haces neutros: NBI.

En esta sección se presentan una serie de descargas en las que se aprecia de manera clara el comportamiento del plasma frente a la inyección de un haz de partículas neutras para calentamiento. Por otro lado la inyección no balanceada, esperándose en próximas campañas experimentales la incorporación de un segundo haz en sentido opuesto para compensar un posible aporte de momento externo. El nuevo inyector ayudará a separar los efectos en la rotación asociados al régimen de más alta densidad, intrínsecos a los plasmas de NBI, y los debidos a la inyección de momento del propio haz. Un pulso

típico de *NBI* en TJ-II muestra una diferencia significativa en la rotación toroidal entre el rango temporal donde tiene lugar la inyección de neutros y el rango temporal donde el calentamiento es únicamente por *ECRH*. El haz de neutros es inyectado en la dirección de la corriente equivalente del plasma, y en los gráficos de rotación toroidal se indicará su inicio y final con dos líneas punteadas.

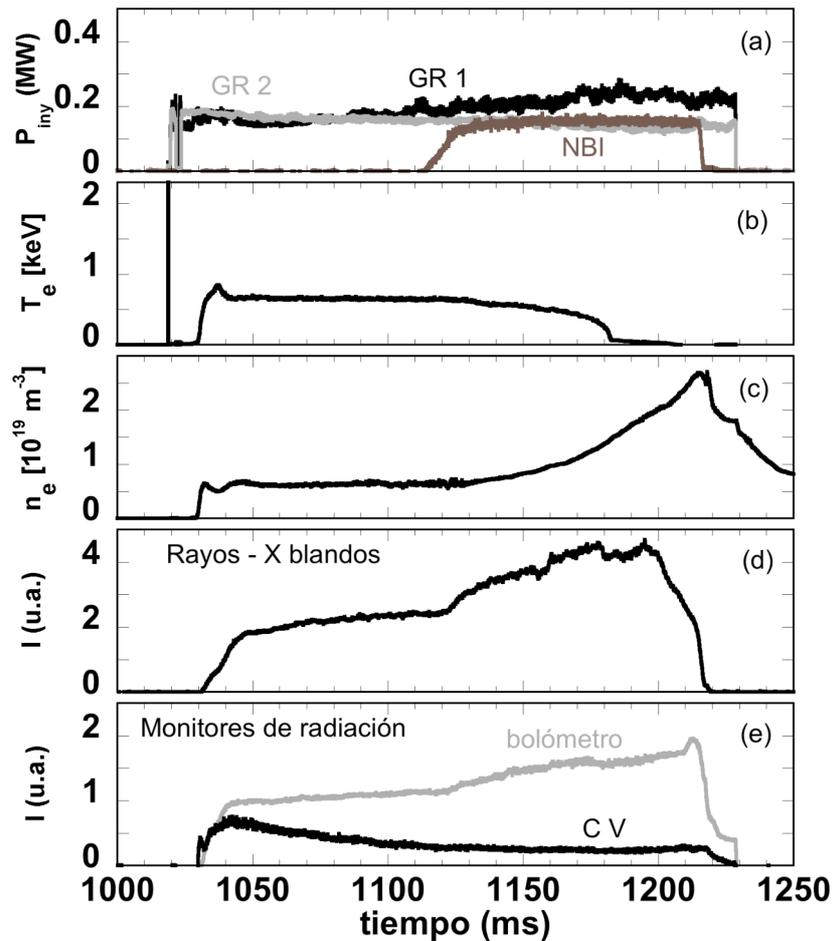


Figura 4.7. Trazas temporales de los principales monitores de plasma para una descarga típica de *NBI*, #12190. (a) Potencia inyectada por los girotrones (*GR 1*, *GR 2*) y por el haz de partículas neutras (*NBI*). (b) Temperatura electrónica central medida por el *ECE*. (c) Densidad electrónica de línea media. (d) Rayos *X* blandos. (e) Monitores de radiación.

Una descarga de este tipo exhibe características con importantes diferencias a las presentadas en el apartado anterior, donde sólo las microondas calentaban el plasma. En la figura 4.7 se muestran las trazas típicas de una descarga con inyección de neutros, #12190, donde puede observarse un aumento considerable en la densidad electrónica cuando el haz es inyectado, en torno a 1110 ms. La temperatura electrónica sólo puede

determinarse a través del *ECE* por debajo de la densidad de corte ($1.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), por lo que en este escenario de altas densidades es necesario usar detectores de rayos X blandos como monitores de temperatura, información que puede ser complementada con los datos de temperatura electrónica proporcionados por el sistema de *scattering* Thomson, que sólo ofrece un único perfil por descarga. Sin embargo, usando una serie de descargas reproducibles en las que se adquieran los perfiles de *scattering* Thomson para diferentes tiempos de medida, se puede extraer la evolución temporal de los perfiles de temperatura y densidad electrónicas.

La figura 4.8 muestra el comportamiento de las intensidades de las diferentes componentes de la línea H_{α} para la descarga #12183. Nuevamente se ha representado el número de cuentas en escala logarítmica para poder comparar los efectos relativos, siendo el tiempo de exposición de las diferentes memorias temporales de 20 ms. Al entrar los neutros en el plasma la densidad media de línea era de $0.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

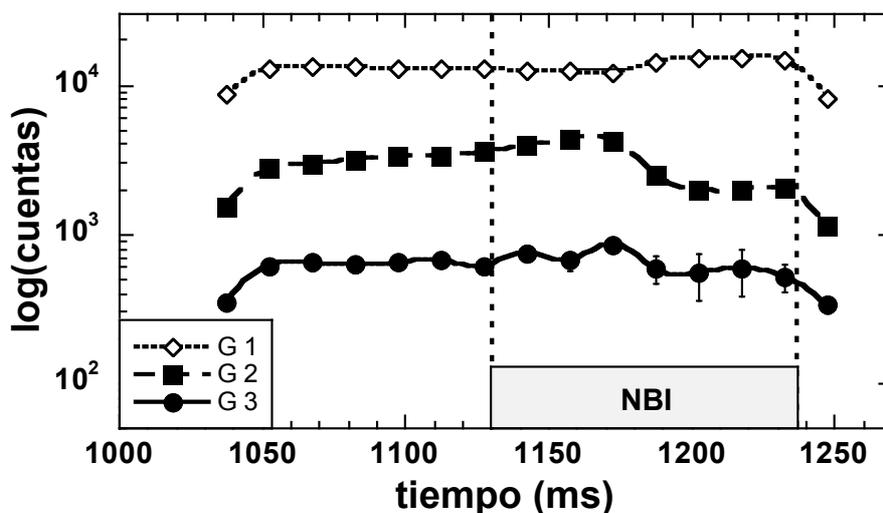


Figura 4.8. Evolución temporal de las intensidades de las tres componentes de la línea H_{α} para una descarga típica de NBI, #12183. La duración del pulso de neutros se ha indicado con dos líneas punteadas. La resolución temporal es de 20 ms.

El comportamiento temporal de la velocidad toroidal deducida de las diferentes componentes gaussianas, para la misma descarga, se presenta en la figura 4.9. Antes de la inyección de neutros rápidos los resultados son los típicos encontrados para una descarga similar de *ECRH*, así como su valor absoluto. Sin embargo, con la entrada del

pulso de neutros, la densidad electrónica crece monótonamente hasta llegar a $2.22 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, produciendo un efecto de disminución en el valor de la velocidad de rotación.

Debido a que la velocidad de rotación y la dirección de inyección de partículas neutras llevan sentidos opuestos, lo que en principio cabe esperar es una compensación de momentos. Ésta hace que la población correspondiente a la G 2 comience a frenarse hasta alcanzar un valor cercano a cero. Se ha encontrado que existe una relación entre la densidad máxima que alcanza el plasma durante la fase de inyección de neutros y la velocidad de rotación deducida de las diferentes componentes. La velocidad se vuelve más negativa en el caso de la componente G 3, cuanto mayor es la densidad, resultado observado en muchos otros pulsos de similares características.

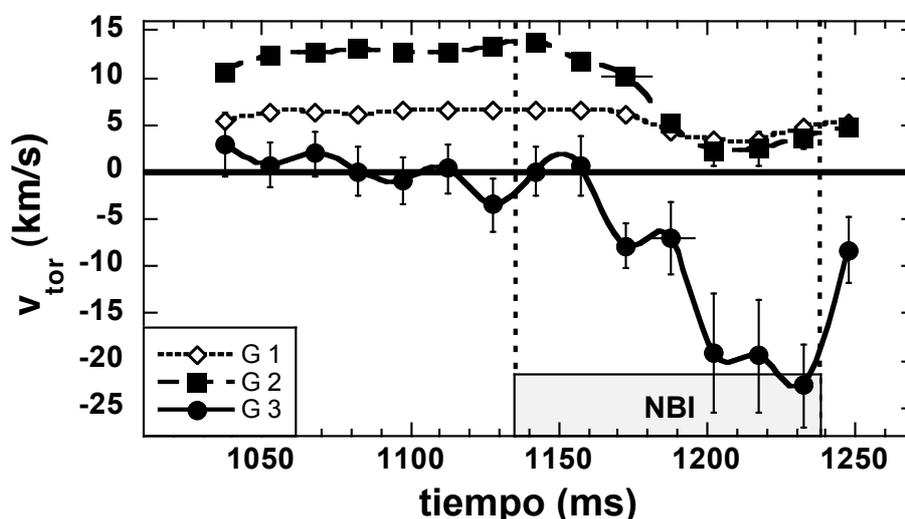


Figura 4.9. Evolución temporal de las velocidades absolutas de las tres componentes de la línea H_{α} para una descarga con inyección de neutros, #12183. La línea continua negra indica el valor de referencia de velocidad cero que ha sido obtenido con la lámpara de calibración de Zr-Ne. Las tres componentes rotan en dirección contraria a la corriente equivalente del plasma hasta que entran los neutros, donde la velocidad de la componente G 3 invierte su sentido debido a la inyección de momento externo. Las otras dos componentes ven disminuidas sus velocidades pero no llegan a invertirse.

En el caso de las impurezas, el comportamiento es similar al de los protones en el interior del plasma (C V), mientras que la velocidad de un ión del borde (C III) apenas se ve afectada por la inyección de neutros rápidos. Para la descarga #12190, la densidad media de línea durante la fase de *ECRH* era de $0.66 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, y la intensidad de las líneas de carbono se ve incrementada con la entrada de los neutros, figura 4.10. Este efecto se debe, por un lado, a la interacción del haz que no ha sido frenado por el plasma

con las protecciones de grafito que tiene la pared de la cámara de vacío, y por otro a que se produce una subida en la densidad y a un estrechamiento de la forma de su perfil, ya que $I_{CV} \propto n_e n_{CV} f(T)$ (de la Ec. 2.4).

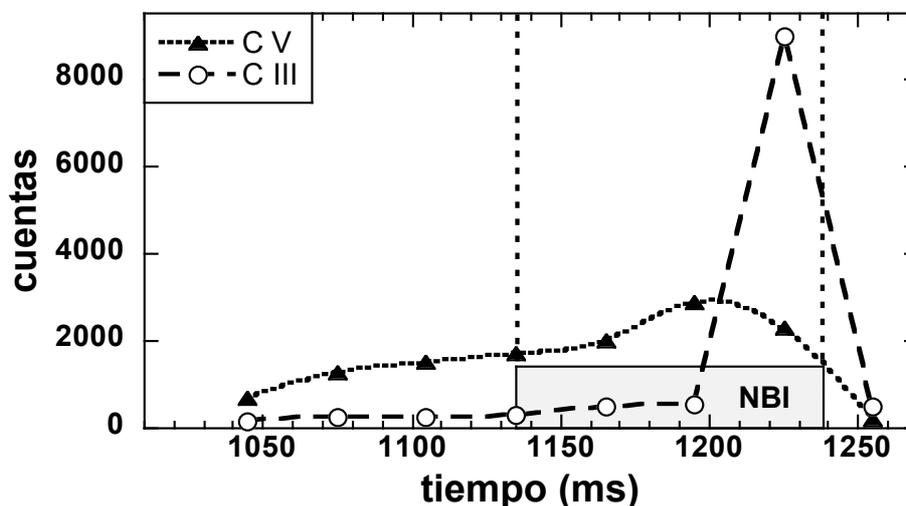


Figura 4.10. Evolución temporal de las intensidades de líneas de impurezas del carbono para una descarga con inyección de neutros, #12190. La resolución temporal es de 30 ms.

La evolución temporal de la velocidad de rotación para esta misma descarga se muestra en la figura 4.11. Una vez que el haz es inyectado la velocidad de rotación toroidal comienza a disminuir hasta alcanzar valores cercanos a cero, momento en el que la densidad electrónica media de línea ha alcanzado el valor de $2.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Esto podría explicarse, al igual que para los resultados de la emisión H_{α} , porque los neutros, al ser introducidos en la dirección del campo magnético (co-inyección) están trasladando un momento al plasma en dirección contraria a la que éste está rotando. Por esta razón, la compensación de velocidades haría que el efecto neto de ambas velocidades fuese el frenado de las partículas, al igual que se ha encontrado para los protones. En todas las descargas que se han estudiado el C III no sufre ningún cambio significativo en su velocidad, lo que es consistente con el hecho de que la deposición de la energía y momento de los neutros presenta un máximo pronunciado en el centro [25], y a que los pequeños cambios en las características del borde del plasma durante la inyección no producen ninguna modificación de su velocidad de rotación.

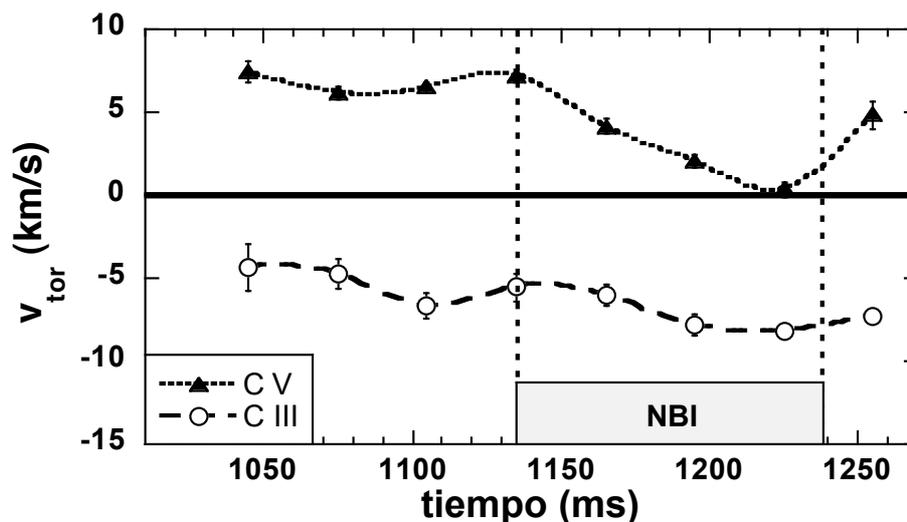


Figura 4.11. Evolución temporal de las velocidades absolutas de dos líneas del carbono para una descarga con inyección de neutros, #12190. La línea continua negra indica el valor de referencia, obtenido con la lámpara de calibración de Cd-Ne. El C V, impureza más central, sufre un efecto parecido a la componente G 2 de la línea H_{α} mientras que el C III, más periférico, no parece notar cambios.

4.3. DEPENDENCIA DE LA ROTACIÓN TOROIDAL CON LA DENSIDAD ELECTRÓNICA.

A la hora de realizar un estudio sobre la física de la rotación toroidal en *stellarators* es importante conocer el comportamiento de la misma cuando se varía de manera sistemática alguna de las magnitudes del plasma. Después de un análisis cuidadoso de los resultados, se ha llegado a la conclusión de que en el caso del TJ-II, la única magnitud a la que la rotación del plasma parece responder de manera muy clara es a la densidad electrónica, por lo que el estudio se ha centrado en su dependencia con la misma. Hay que tener en cuenta que al aumentar la densidad del plasma se disminuye su temperatura electrónica, aumenta la temperatura iónica y ambas tienden a aproximarse debido al acoplo colisional. Cuando, para analizar el comportamiento de la rotación poloidal del ión C V se ha realizado este barrido paramétrico [26], se ha visto que el plasma central pasa de rotar con un campo eléctrico radial positivo a bajas densidades ($< 0.7 - 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) a un campo eléctrico radial negativo a densidades superiores.

En primer lugar se presentará el estudio realizado para el ión C V, para luego comparar sus resultados con los obtenidos para los protones, que se deducen de la componente G

2 de los ajustes gaussianos de la línea H_{α} . Por último, se verá el comportamiento de los protones más energéticos deducido a partir de la tercera componente G 3 de la línea H_{α} . En la figura 4.12 se presenta la evolución de la velocidad de rotación del C V para tres descargas muy similares en densidad y temperatura electrónicas con inyección de un haz de neutros. Se observa que la rotación toroidal del C V, tanto en el comportamiento relativo como en los valores absolutos, es similar en los tres casos, y en cuanto la inyección de momento externo cesa, la velocidad tiende a recuperar su valor original.

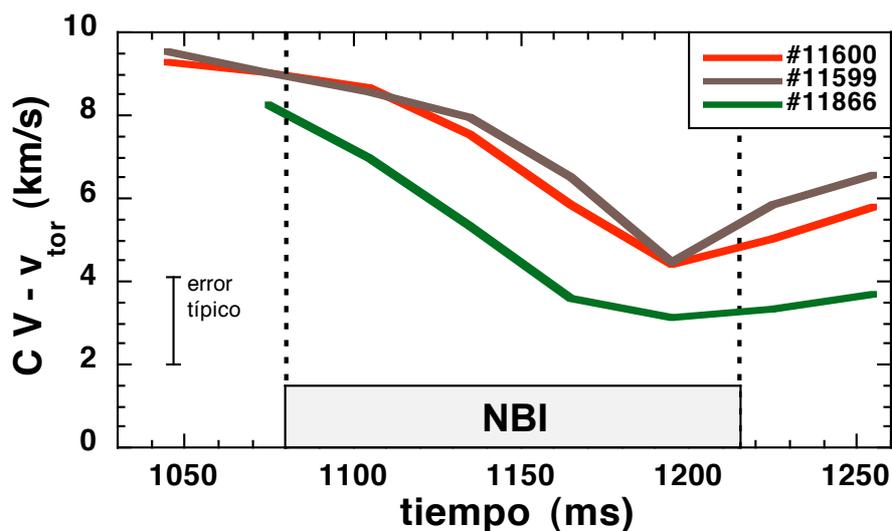


Figura 4.12. Velocidad de rotación del ión C V, para tres descargas de similares condiciones. La reproducibilidad en las medidas es clara, tanto en su evolución temporal como en los valores absolutos.

En figura 4.13 se ha hecho una síntesis de este comportamiento en función de la densidad media de línea para un conjunto de descargas con inyección de neutros, ya que las densidades de línea más altas encontradas, típicamente a partir de $0.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, sólo son posibles cuando el haz es inyectado. Por presentar valores similares, independientemente de la densidad electrónica, se ha decidido representar la velocidad de rotación del C V junto a la de la G 2 de la línea H_{α} . Como se vio en la sección 4.3 centrado en la fenomenología y estudio temporal de descargas TJ-II, la tendencia es una disminución de la velocidad cuando la densidad electrónica aumenta. Han de tenerse presentes dos puntos clave: 1. Velocidades positivas indican que los iones se mueven en dirección contraria a la de la corriente equivalente del plasma; 2. El haz de neutros es inyectado en la dirección de dicha corriente. Por tanto, la explicación más intuitiva consiste en pensar que el haz está inyectando momento en dirección contraria a la velocidad que llevaban las partículas en estudio, con el consecuente frenado de las

mismas. Probablemente si se dejase evolucionar aún más la densidad se produciría una inversión en las velocidades, pero en las condiciones actuales del inyector esto resulta inviable.

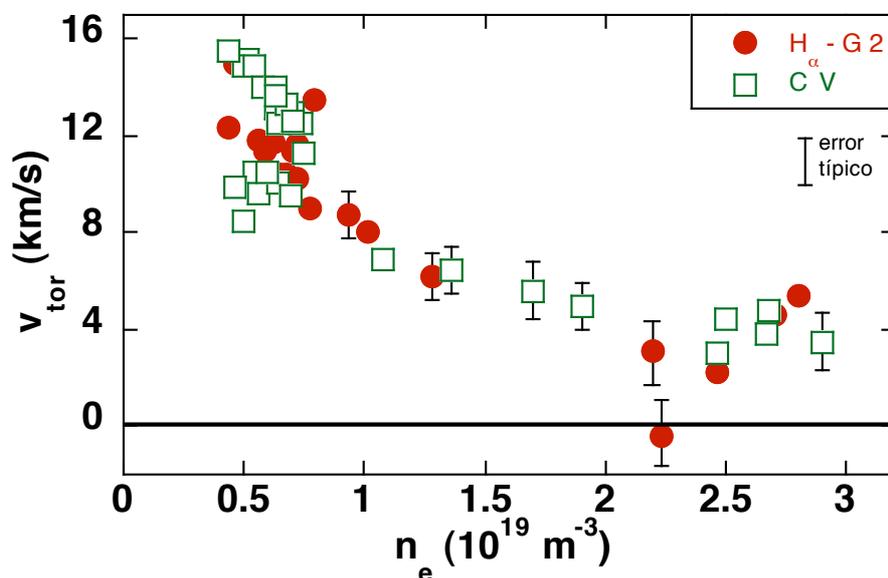


Figura 4.13. Dependencia de la velocidad de rotación promedio del ión $C V$, (cuadrados verdes) y protones del plasma (círculos rojos) con la densidad electrónica de línea media. Nótese que exhiben un comportamiento similar al variar la densidad electrónica. El error en las medidas es típicamente ± 1.5 km/s.

En la figura 4.14 se presenta un estudio sistemático similar al realizado en la figura 4.13 y basado en las mismas condiciones, pero en este caso para la tercera componente del ajuste de la línea H_{α} , G 3. La primera hipótesis de que este comportamiento es debido a la densidad tendría quizás como consecuencia un cambio en el campo eléctrico radial, como muestran los resultados de colisionalidad [27]. Si esto fuese cierto, se esperaría un cambio en el sentido de la rotación también para la tercera componente inducido por un cambio en el campo, lo cual no sucede. Por el contrario, ésta aumenta en la dirección de la corriente equivalente del plasma, de campo magnético, o de inyección de neutros, por lo que es más lógico pensar que se deba a esta última causa y que el efecto que se observa se deba únicamente al *NBI*. Hay que decir que en todas las descargas que se han presentado la energía inyectada por el haz es la misma, de tal forma que el estudio que se ha realizado fuese lo más sistemático posible.

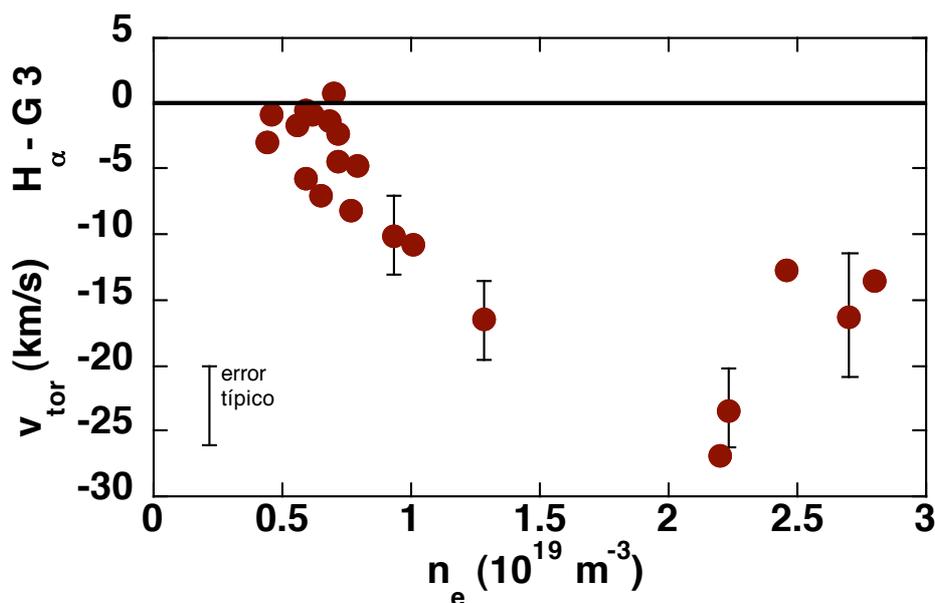


Figura 4.14. Dependencia de la velocidad de rotación promedio de la componente G 3 de los protones con la densidad de línea media. Al aumentar esta última la velocidad de rotación aumenta en la misma dirección de la corriente equivalente del plasma, o de inyección de partículas neutras. El error en los puntos es típicamente ± 3 km/s.

4.4. DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS.

Como ya se mostró en el capítulo 2 de esta Memoria, en los dispositivos de fusión existen diversos mecanismos que pueden generar una rotación. En este apartado se hará una discusión de los mismos en el contexto de las medidas que se han llevado a cabo en el *stellarator* TJ-II, demostrando que están en acuerdo con la teoría neoclásica, al menos cualitativamente [28]¹⁵. Para ello se hará uso de los resultados presentados en los diferentes escenarios de calentamiento y densidad, así como de los perfiles toroidales obtenidos. La discusión sobre el origen de la rotación toroidal se hará en base a dos mecanismos dominantes: la influencia del campo eléctrico radial y la corriente de *bootstrap* iónica. Del primero se obtiene información en el TJ-II, tanto a partir de medidas de rotación poloidal [26] como a través de medidas de potencial del plasma con resolución temporal [29]. El principal resultado sobre el campo eléctrico radial estimado con ambos métodos, es que para densidades de línea inferiores a $0.7 - 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ resulta

¹⁵ D. Rapisarda *et al.*, *Proc. 32nd EPS Conf., Tarragona, P-2.086* (2005).

positivo en el interior del plasma, cambiando de signo para una densidad próxima al valor dado anteriormente.

En la siguiente gráfica vienen representados, en coordenadas de Boozer (ϕ, θ, r), los contornos de igual intensidad del módulo de campo magnético para un radio efectivo $\rho = 0.5$, y para la configuración magnética estándar 100_44_64 del TJ-II:

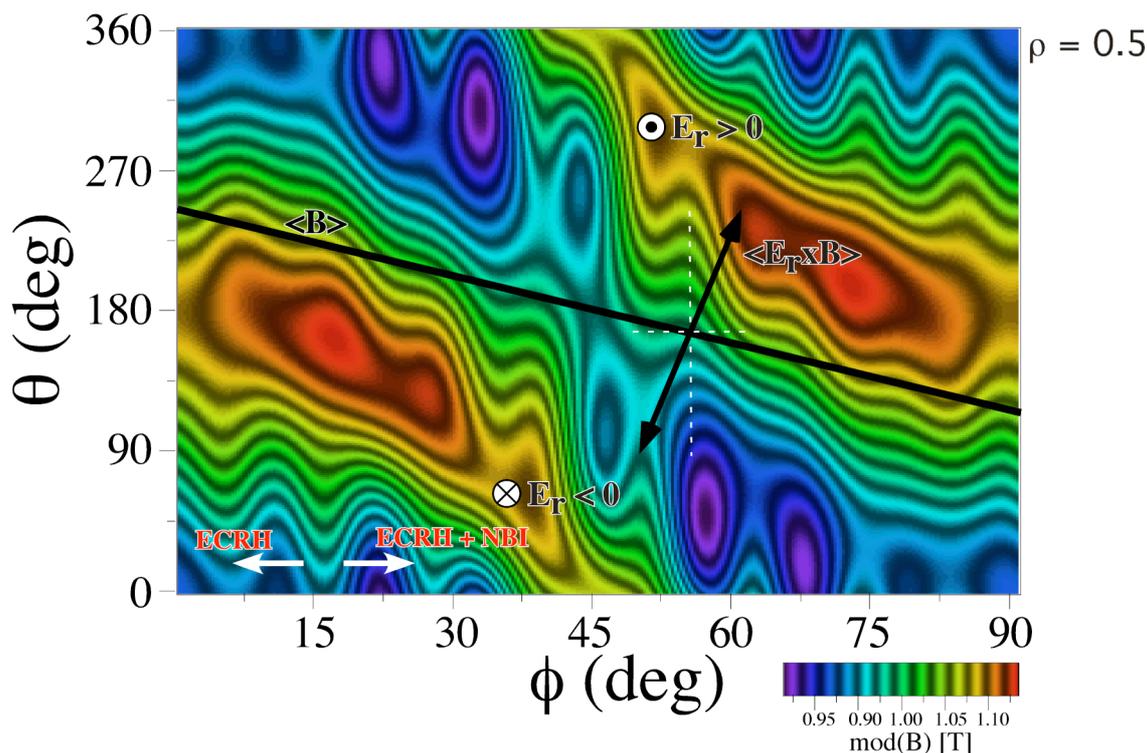


Figura 4.15. Contornos del módulo de campo magnético para el TJ-II sobre la superficie de flujo $\rho = 0.5$. Se ha indicado la dirección de la deriva $E_r \times B$ (flechas negras) y sus proyecciones (líneas discontinuas blancas) para el caso en el que el campo eléctrico radial es positivo o negativo. Las flechas blancas indican el sentido de las velocidades experimentales.

En esta representación la coordenada radial lleva dirección normal al plano del papel. Por definición, el campo eléctrico radial en un dispositivo de fusión es perpendicular a los campos magnéticos toroidal y poloidal, por tanto: si es positivo su vector de dirección será perpendicular a la gráfica y orientado hacia el lector; si es negativo su vector de dirección será perpendicular y entrante. Una vez que quedan determinados sentidos y direcciones de las magnitudes implicadas veamos qué ocurre con la deriva $\langle \vec{E} \times \vec{B} \rangle$. Las flechas negras en la figura 4.15 indican el sentido de la deriva para

ambos casos, mientras que las líneas discontinuas blancas señalan sus proyecciones sobre los ejes toroidal y poloidal.

El TJ-II es un dispositivo especial dentro de la familia de los *heliacs*, puesto que tiene una transformada rotacional negativa (línea continua negra en la figura 4.15), esto es, según aumenta el ángulo toroidal el poloidal disminuye. Como consecuencia se produce una torsión del plasma en la misma dirección pero sentido contrario al resto de las máquinas (para más información sobre transformada rotacional en otros dispositivos ver Ref. 30). Por otro lado puede verse como la variación en el módulo de campo magnético oscila en un rango de 0.25 T.

En principio, la zona más interna del plasma del TJ-II es la que más interesa, por lo que el estudio se restringirá a los iones que en ella se encuentran. Las velocidades experimentales medidas para los protones (representados por la componente G 2), así como para el C V han sido representadas por flechas continuas blancas. Cuando el plasma es mantenido solamente por calentamiento *ECRH*, la velocidad experimental obtenida a través de espectroscopia Doppler lleva sentido contrario a los ángulos toroidales crecientes, o lo que es lo mismo, va en dirección contraria a la corriente equivalente del plasma.

Las conclusiones que pueden extraerse al comparar las direcciones y sentidos de las velocidades que se esperarían por la deriva $\langle \vec{E} \times \vec{B} \rangle$ y las observadas son:

1. Si el campo eléctrico radial es positivo, como se deduce de medidas de rotación poloidal [26] y las llevadas a cabo con el inyector de iones pesados [29], la proyección toroidal de la deriva $\langle \vec{E} \times \vec{B} \rangle$ en el dispositivo TJ-II lleva la dirección de ángulos toroidales positivos. Esto es consecuencia de tener una transformada rotacional negativa.
2. La velocidad toroidal experimental de protones e impurezas va en dirección opuesta a la corriente equivalente del plasma, o ángulos toroidales negativos.
3. La velocidad observada sólo podría ser debida a una deriva producida por un campo eléctrico radial siempre que éste fuese negativo, lo que no sería consistente con los otros datos del TJ-II.

Por lo tanto ha de concluirse que, en descargas creadas en TJ-II por medio de *ECRH* y para un amplio rango de densidades, la velocidad de rotación toroidal de iones no periféricos lleva sentido contrario a dicha deriva, que sería la explicación obvia de esa rotación. Por lo tanto, han de encontrarse posibles mecanismos que expliquen la dirección de las velocidades que se obtienen experimentalmente para los iones.

Como se ha detallado en el capítulo 2, la corriente de *bootstrap* es una corriente paralela al campo magnético y que está relacionada con los gradientes de densidad y temperatura, o lo que es lo mismo, con el gradiente de presión. Por lo tanto, las partículas atrapadas ceden momento a las partículas circulantes produciendo una corriente en la dirección toroidal. Para el stellarator TJ-II, la teoría neoclásica predice que la corriente de *bootstrap* total, dominada por el movimiento de los electrones, va en la dirección de la corriente equivalente del plasma, es decir, en la del campo magnético toroidal. En la región de alta colisionalidad, la contribución iónica a dicha corriente es negativa [27], lo que implica un movimiento en la dirección contraria a la corriente de plasma equivalente.

Si se tiene en cuenta que el régimen de colisionalidad para los iones es siempre alto, la dirección y sentido de las velocidades de rotación experimentales en la dirección toroidal sugiere una comparación con la contribución iónica a la corriente de *bootstrap*. La teoría neoclásica puede estimarla conocidos los perfiles radiales de densidad y temperatura electrónicas, así como el de temperatura iónica, encontrando que la corriente total integrada experimental concuerda razonablemente con la misma [27]. A partir de unos perfiles típicos del plasma TJ-II, presentados en la figura 4.16(a), se obtiene el perfil de corriente de *bootstrap* correspondiente a los iones mostrado en la figura 4.16(b).

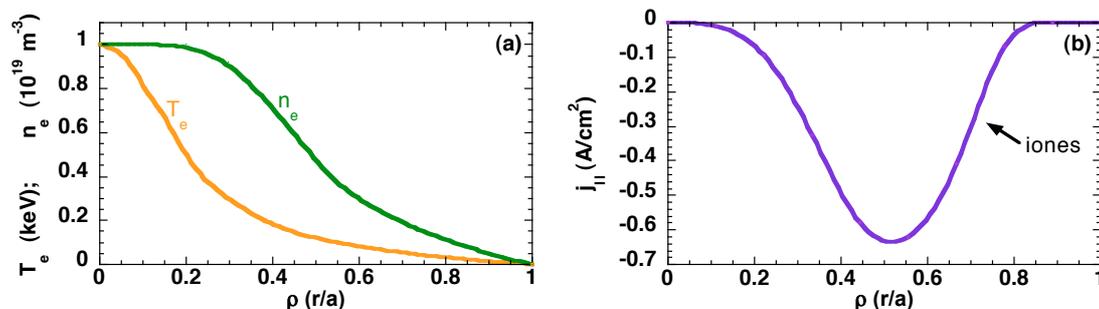


Figura 4.16. (a) Perfiles de densidad electrónica y temperatura electrónica que se han empleado para la obtención de (b) la contribución de los iones a la corriente de "bootstrap" mediante cálculos neoclásicos.

Con este perfil de densidad de corriente pueden obtenerse fácilmente las velocidades correspondientes a cada radio, teniendo en cuenta la relación de la Ec. 2.14, donde ha de suponerse que la densidad electrónica y la iónica son iguales, lo que es una buena aproximación si se tiene en cuenta que la Z_{eff} para estos plasmas está en torno a 1.5 [31]. De esta manera, el perfil de velocidad en función del radio efectivo tiene un máximo hacia $\rho = 0.65$ y una considerable asimetría, como puede verse en la figura 4.17.

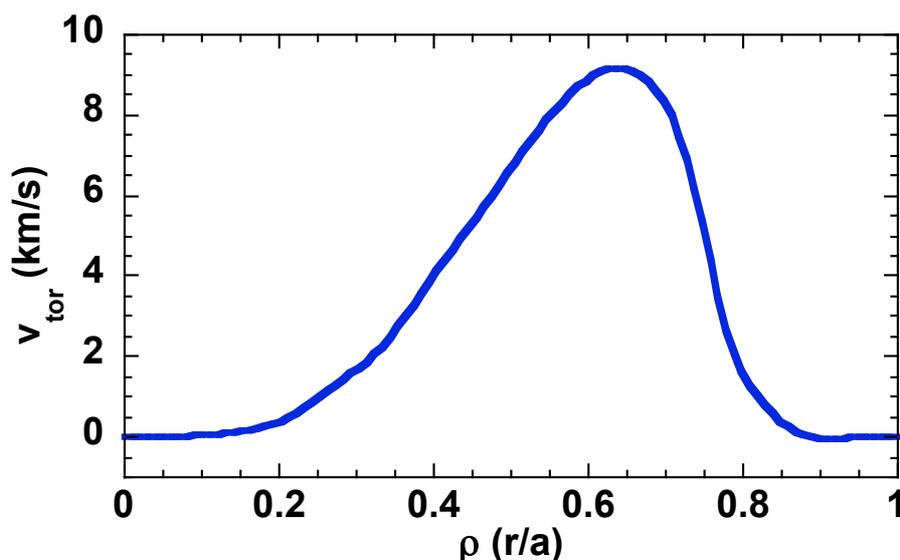


Figura 4.17. Reconstrucción de un perfil de velocidad toroidal neoclásico a partir de la contribución iónica a la corriente de bootstrap.

Conocida la dependencia espacial de la velocidad de rotación teórica, si ésta fuera debida exclusivamente a la corriente de *bootstrap* estimada a través de cálculos neoclásicos, se puede hacer uso del código numérico descrito en el capítulo 3 para obtener los puntos que deberían observarse experimentalmente y poder comparar con las medidas. El procedimiento es el mismo que ya se describió en temas anteriores: partir del perfil local para llegar al integrado. Para ello se realizó un barrido experimental sobre el ángulo de cabeceo de la fibra en descargas bastante reproducibles ($P_{ECRH} = 350$ kW; $n_e = 0.6 - 0.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Dicha reproducibilidad se controló por medio de la línea del C V recogida por un monocromador con un fotomultiplicador incorporado, lo cual permitió cuantificar variaciones en su intensidad y consecuentemente corregir los resultados del método de barrido descarga a descarga. Para la comparación experimento-teoría, el primer paso fue ajustar el perfil local de emisividad usando los parámetros libres ρ y δ de la Ec. 3.2. En la figura 4.18(a) se

muestra la comparación entre los datos experimentales (círculos) y la simulación (línea continua), optimizada para $\rho_o = 0.6$ y $\delta = 0.33$. Los errores en el ajuste se estimaron variando un 10 % cada uno de los parámetros del funcional. El segundo paso consiste en ajustar el perfil de temperatura iónica, que experimentalmente se obtiene de la anchura a mitad de altura de la línea espectral del C V. En la figura 4.18(b) se muestran los resultados para el ajuste obtenido a partir de la Ec. 3.1, siendo los parámetros para los que se optimiza el ajuste $T_i(0) = 100$ eV; $T_i(1) = 55$ eV; $x_1 = 3$; $x_2 = 8$. El acuerdo es bastante bueno y se encuentra dentro de las curvas de error, excepto para ángulos superiores donde la diferencia es $\sim 30\%$. Esto podría ser debido a que las derivas en el plasma producen un escape asimétrico de iones de impurezas, y por lo tanto pueden producirse asimetrías aparentes en las temperaturas que se miden [32].

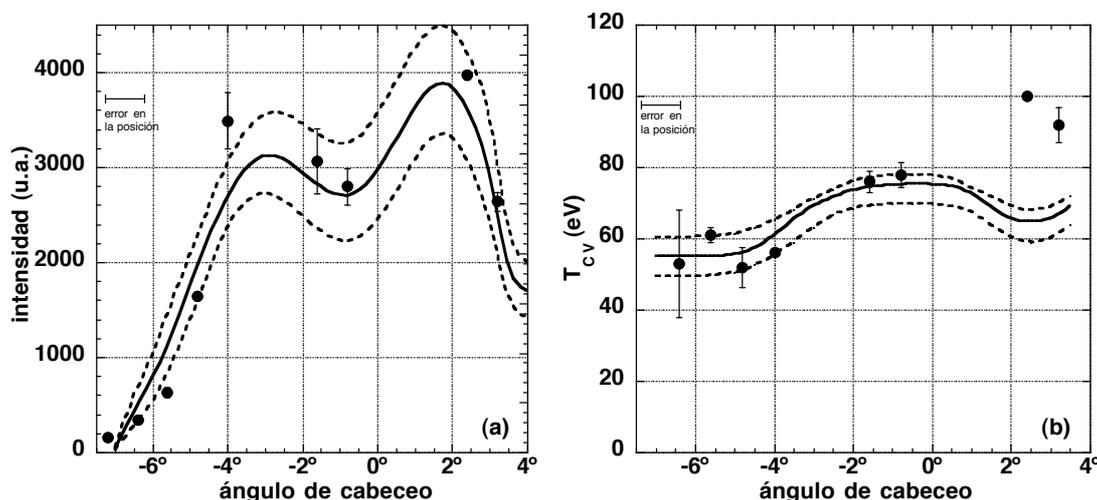


Figura 4.18. Comparación entre los datos experimentales para el C V 2270.89 Å (puntos) y las simulaciones (líneas continuas) para: (a) intensidad integrada (Ec 3.2 con $\rho_o = 0.6$ y $\delta = 0.33$); (b) temperatura iónica integrada (Ec. 3.1 con $T_i(0) = 100$ eV; $T_i(1) = 55$ eV; $x_1 = 3$; $x_2 = 8$). Las líneas discontinuas son una estimación el error cometido en el procedimiento de ajuste.

El resultado para la velocidad de rotación se presenta en la figura 4.19 (línea azul) en función del ángulo de cabeceo de la línea de visión. Debido a la ausencia de rotación cerca del centro del plasma (figura 4.17), el perfil integrado es hueco para ángulos pequeños, al igual que ocurría con los perfiles de emisividad ya presentados. En la figura 4.19 también se presenta la comparación entre el barrido experimental realizado para la línea del C V 2270.89 Å (puntos) y la simulación (línea roja), donde la curva teórica debe multiplicarse por 2, como se ha hecho en la figura, para que solape con los puntos experimentales. Sin embargo, debe enfatizarse que existe un buen acuerdo en la

tendencia espacial y signo de ambos resultados. Los errores en la curva teórica son el resultado de variar un 10% los parámetros más importantes en la determinación de la misma. Probablemente las diferencias entre el perfil teórico y el experimental se deben a varios factores, ya que se han hecho suposiciones como que $n_e = n_i$ y que la velocidad de rotación del C V es la misma que la de los protones. Además, los cálculos neoclásicos precisan de muchas aproximaciones que conducen a incertidumbres difíciles de evaluar. En cualquier caso, debe resaltarse que este es el primer intento en la literatura de relacionar y comparar cuantitativamente la rotación toroidal en un *stellarator* con la corriente de *bootstrap* iónica.

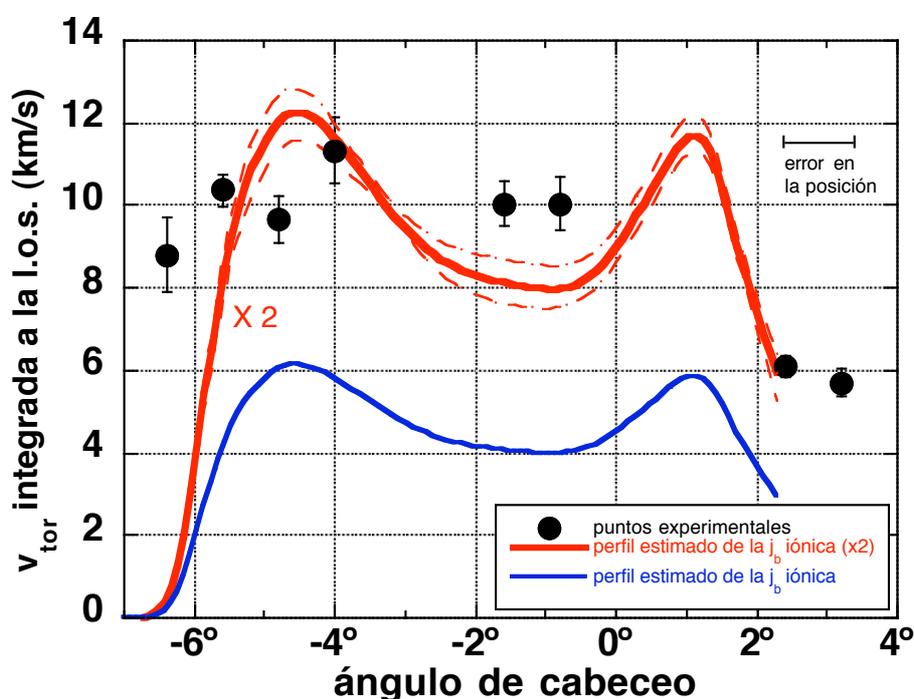


Figura 4.19. Comparación entre el doble del perfil estimado de la corriente de bootstrap para los iones (línea roja) con un barrido espacial para la impureza C V (puntos). Los resultados coinciden en la dirección esperada, contraria a la corriente de plasma equivalente. La línea azul representa el perfil espacial de velocidad de rotación integrada, obtenido teóricamente a partir del perfil local de la figura 4.17.

Por último, es interesante comentar en este contexto, que el perfil de la densidad de corriente total en *stellarators* se ha medido solamente en dispositivos de baja temperatura con bobinas [33,34] o donde se ha podido introducir una sonda [35], pero no se ha llegado a separar la contribución debida únicamente a los iones del plasma. Cuando se han comparado los perfiles experimentales con los calculados para la

corriente de *bootstrap* [36], se ha visto que es necesario incluir otras corrientes, aparte de esta última, para dar cuenta de la forma y valor absoluto de los perfiles medidos.

Por lo tanto, ha de concluirse que la rotación toroidal medida en el TJ-II es consistente en dirección y sentido con la predicha por la teoría neoclásica. Además, tienen el mismo orden de magnitud, si bien hay que puntualizar que difieren en un factor 2, lo cual puede considerarse más que aceptable si atendemos a la dificultad en la realización-interpretación de estas medidas y de los cálculos involucrados.

Referencias.

- [1] R.J. Groebner, H.H. Burrell y R.P. Seraydarian, “Role of edge electric field and poloidal rotation in the L-H transition”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3015 (1990).
- [2] H. Biglari, P.H. Diamond y P.W. Terry, “Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence”, *Phys. Fluids B* **2**, 1 (1990).
- [3] K. Ida, “Experimental studies of the physical mechanism determining the radial electric field and its radial structure in a toroidal plasma”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 1429 (1998).
- [4] V. Rozhansky y M. Tendler, *Rev. of Plasma Phys.* **19** Consultants Bureau, New York, 147-249 (1997).
- [5] D.J. Sigmar, J.F. Clarke, R.V. Neidigh y K.L. Vander Sluis, “Hot-ion distribution function in the Oak Ridge tokamak”, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1376 (1974).
- [6] H.F. Tammen, A.J.H. Donné, H. Euringer y T. Oyevaar, “First measurements of the toroidal rotation of the bulk ions at TEXTOR by Rutherford scattering”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 356 (1994).
- [7] R.M. Gravestijn, F.G. Meijer y Equipo RTP, “Toroidal rotation of hydrogen in the RTP tokamak”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 1753 (2002).
- [8] A.N.Y. Romannikov y A.P. Chernobai, “Measurements of central toroidal rotation in ohmic Tore Supra plasma”, *Nucl. Fusion* **40**, 319 (2000).
- [9] Y.B. Kim, P.H. Diamond y R.J. Groebner, “Neoclassical poloidal and toroidal rotation in tokamaks”, *Phys. Fluids B* **3**, 2050 (1991).
- [10] J. Kim, K.H. Burrell, P. Gohil, R.J. Groebner, Y.B. Kim, St.H.E. John, R.P. Seraydarian y M.R. Wade, “Rotation characteristics of main ions and impurity ions in H-mode tokamak plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2199 (1994).
- [11] P. Monier-Garbet *et al.*, “Effects of neutrals on plasma rotation in DIII-D”, *Nucl Fusion* **37**, 403 (1997).
- [12] L.R. Baylor, K.H. Burrell, R.J. Groebner, W.A. Houlber, D.P. Ernst, M. Murakami y M.R. Wade, “Comparison of toroidal rotation velocities of different impurity ions in the DIII-D tokamak”, *Phys. Plasmas* **11**, 3100 (2004).
- [13] D. Testa, C. Giroud, A. Fasoli y K.D. Zastrow, “On the measurement of toroidal rotation for the impurity and the main ion species on JET”, *Phys. Plasmas* **9**, 243 (2002).

- [14] W.L. Rowan, A.G. Meigs, R.L. Hickok, P.M. Schoch, X.Z. Yang y B.Z. Zhang, “Impurity rotation in hydrogen and helium plasmas”, *Phys. Fluids B* **4**, 917 (1992).
- [15] K. Ida K y N. Nakajima, “Comparison of toroidal viscosity with neoclassical theory”, *Phys. Plasmas* **4**, 310 (1997).
- [16] J.V. Hofmann *et al.*, “Toroidal and poloidal rotation in the W7-AS stellarator”, *Proc. 21th EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Physics (Montpellier)* vol. **18B**, 392 (1994).
- [17] K. Ida *et al.*, “Observation of toroidal flow antiparallel to the $(E_r \times B_\theta)$ drift direction in the hot electron mode plasmas in the compact helical system” *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3040 (2001).
- [18] K. Ida *et al.*, “Observation of flow reversal in plasmas with a neoclassical internal transport barrier in CHS”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 361 (2002).
- [19] I.H. Hutchinson, J.E. Rice, R.S. Granetz, y J.A. Snipes, “Self-acceleration of a tokamak plasma during ohmic H mode”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3330 (2000).
- [20] K.C. Shaing, “Theory for toroidal momentum pinch and flow reversal in tokamaks”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 640 (2001).
- [21] A.L. Rogister, “Transport barriers formation and subneoclassical energy fluxes: a unified theoretical approach”, *Phys. Rev. Lett* **81**, 3663 (1998).
- [22] B. Coppi, “Accretion theory of "spontaneous" rotation in toroidal plasmas”, *Nucl. Fusion* **42**, 1 (2002).
- [23] D. Rapisarda y B. Zurro, “Toroidal rotation of protons and impurities in the TJ-II stellarator”, *Stellarator News*, **95** November (2004).
- [24] V.I. Bugarya *et al.*, “Measurements of plasma column rotation and potential in the tm-4 tokamak”, *Nucl. Fusion* **25**, 1707 (1985).
- [25] J. Guasp, comunicación privada.
- [26] B. Zurro, A. Baciero, D. Rapisarda, V. Tribaldos y TJ-II Team, “Comparison of impurity poloidal rotation in ECRH and NBI discharges of the TJ-II heliac”, *Fusion Sci. Technol.* **50**, 419 (2006).
- [27] V. Tribaldos *et al.*, “Bootstrap current simulations for the TJ-II stellarator”, *Proc. 30th EPS Conf., St. Petersburg*, **27A** P1.28 (2003).
- [28] D. Rapisarda *et al.*, “An investigation of the relationship between toroidal rotation and bootstrap current in the TJ-II stellarator”, *Proc. 32nd EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Physics (Tarragona)*, P-2.086 (2005).

- [29] L. Krupnik *et al.*, “Radial electric fields and confinement in the TJ-II stellarator”, *Czech. J. of Phys.* **55**, 317 (2005).
- [30] J. Sánchez y V. Tribaldos, “Keeping the options open: concept improvements and stellarator physics”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, B349 (2005).
- [31] K.J. McCarthy *et al.*, “A first study of impurity behavior during externally induced radial electric fields in the TJ-II stellarator”, *Fusion Sci. Technol.* **46**, 129 (2004).
- [32] J.M. Fontdecaba *et al.*, “Charge exchange neutral particle fluxes and poloidal asymmetries in the TJ-II stellarator”, *Proc. 29th EPS Conf., Montreux*, **26B**, P-5. 030 (2002).
- [33] M. Murakami *et al.*, “Bootstrap-current experiments in a toroidal plasma-confinement device”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 707 (1991).
- [34] B.C. Zhang, B.D. Blackwell, G.G. Borg y V.Petrzilka, “Observation of the neoclassical current in the Small Helical Experimental Apparatus (SHEILA)”, *Phys. Plasmas* **4**, 3986 (1997).
- [35] J.D. Treffert y J.L. Shohet, “Measurements of the Pfirsch-Schlüter and Bootstrap currents in a stellarator”, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2409 (1984).
- [36] Y.V. Gott, “Physical nature of the electric current produced by the asymmetry of particle motion in toroidal magnetic confinement systems”, *Plasma Phys. Reports* **28**, 382 (2002).

5. MEDIDAS DE TEMPERATURA IÓNICA EN TJ-II

Este capítulo se centra en las medidas de temperatura iónica obtenidas con espectroscopia pasiva de emisión para diferentes escenarios de calentamiento en el TJ-II. Los datos con resolución temporal obtenidos y para diferentes iones son discutidos en el contexto de los plasmas TJ-II. Los resultados de temperatura de los protones se interpretan con un código cero dimensional de calentamiento iónico, que previamente se presenta. Dentro de este marco teórico, se muestra la importancia del papel jugado por la población de iones supratérmicos observados en el calentamiento de la componente térmica. El mecanismo físico responsable de tal población, aunque asociado al calentamiento de ECRH, aún no ha sido identificado.

5.1. INTRODUCCIÓN

La medida de la temperatura iónica en plasmas de fusión se ha realizado por medio de diferentes diagnósticos como: los analizadores de energía de partículas neutras [1], la espectroscopia de recombinación por intercambio de carga [2] o la espectroscopia pasiva [3]. Generalmente se supone que la temperatura de impurezas y protones es la misma, debido a su fuerte acoplo colisional. Sin embargo, diferentes trabajos han mostrado que las temperaturas aparentes deducidas de la anchura Doppler de líneas espectrales de diferentes iones pueden ser distintas debido al papel jugado por el campo de velocidades turbulentas [4-6]. Por lo tanto, además de las temperaturas de iones de impurezas es deseable tener también, por métodos espectroscópicos, una medida directa de la temperatura de los protones. Desafortunadamente esta última es complicada de determinar a partir de espectroscopia pasiva de emisión, debido fundamentalmente a la dificultad en la interpretación de los datos cuando no pueden compararse con los de un analizador de partículas neutras [3]. Como contrapartida, el método óptico proporciona una mayor flexibilidad observacional, ya que permite disponer simultáneamente de diferentes cuerdas de visión gracias al uso de fibras ópticas, pudiendo a la vez implementarse en un sistema multicanal, tanto a nivel de cuerdas de observación como de detección de la radiación en el plano focal del espectrómetro.

En esta Memoria se estudian los valores absolutos y el comportamiento de la temperatura iónica en función de las características del plasma, tanto en descargas calentadas por *ECRH* como por *NBI*. Para su interpretación se ha desarrollado un modelo cero dimensional que tiene en cuenta la física responsable del calentamiento y enfriamiento de los iones inmersos en el plasma. Los resultados de espectroscopia muestran la existencia de una componente altamente energética de protones, la cual ha sido incluida en la ecuación de balance de potencia como un término fuente de calentamiento del plasma base. Las colas de alta energía en la función distribución de los iones ya han sido observadas con analizadores de partículas neutras (*NPA*) en diferentes dispositivos de fusión, tanto *tokamaks* [7] como *stellarators* [8]. Mientras que en estos últimos el plasma es generado sólo por medio de *ECRH* sintonizado al segundo armónico, en *tokamaks* los plasmas se producen por calentamiento óhmico al que se añade posteriormente *ECRH*, que se usa como fuente adicional de potencia o como herramienta de control en determinados experimentos.

La producción de iones rápidos ha sido estudiada en el dispositivo *TCA* en plasmas *ECRH* por medio del aumento de partículas en las colas de la función distribución, y a través del diagnóstico *NPA*. Al no ser observadas durante la fase óhmica, se concluyó que era una consecuencia directa del calentamiento por microondas [9]. En el *tokamak FT-I* también se ha observado una importante generación de iones rápidos durante la fase de calentamiento *ECRH* [10], aunque en ambos casos el *ECRH* se realizó en el segundo armónico. Un estudio muy interesante sobre el calentamiento con ondas *ECR* en un *stellarator* se realizó en *W7-A* [8]. La aparición de colas en la función distribución de los iones fue observado con un plasma calentado en primer armónico: en este caso la onda decaía en dos ondas, una de tipo Bernstein y otra a la frecuencia ciclotrónica de los iones, y que por tanto podía producir su calentamiento. Se encontró que el flujo de estos iones de elevada energía estaba fuertemente relacionado con la amplitud de las ondas resultantes del decaimiento.

Más recientemente, la función distribución de energías para los iones ha sido estudiada en el *Heliotron J*: en plasmas *ECRH*, pero esta vez en segundo armónico [11], y en plasmas *NBI-ICRF* [12]. El primer trabajo, de condiciones más similares a los experimentos que en esta Memoria se presentan, concluye que debido a que la producción de las colas no podía ser explicada por fenómenos clásicos de colisión

culombiana con electrones, debía estar relacionada con ondas ciclotrónicas electrónicas. Sin embargo, no se discute ningún mecanismo que pueda causar dicho efecto. En el segundo tampoco se explica claramente cuál es el mecanismo de generación de las colas supratérmicas, aunque es más intuitivo si se atiende al esquema de calentamiento que se ha empleado.

Las colas de iones también pueden entenderse como una manifestación de funciones de distribución no maxwellianas [13]. En este contexto, en *Tore Supra* se está considerando el análisis de las alas de la línea H_α para incorporar diferentes características de la estadística del transporte en base a un modelo no Browniano, y que podría afectar a la función distribución de velocidades. Este tipo de funciones de distribución iónica también han sido consideradas en plasmas astrofísicos [14]. Sin embargo, en este trabajo se aproximará la componente de alta energía por una distribución maxwelliana, evaluando sus consecuencias en el calentamiento de los protones térmicos del plasma.

5.2. TEMPERATURAS EXPERIMENTALES: FENOMENOLOGÍA

Al realizar las medidas experimentales a través de espectroscopia pasiva existe la dificultad de que la información que se recoge está integrada a lo largo de la línea de visión. Por lo tanto, los diferentes efectos de calentamiento-ensanchamiento ya descritos en el capítulo 2 pueden estar mezclados, con lo que sólo es conveniente hablar de temperaturas aparentes.

La importancia de estudiar el calentamiento de diferentes líneas de emisión asociadas a iones con diferentes estados de ionización presentes en el plasma resulta esencial para las limitaciones de resolución espacial intrínsecas a la espectroscopia pasiva. En este apartado se presentan las temperaturas obtenidas para diferentes iones en descargas típicas de TJ-II, tanto en régimen de calentamiento *ECRH* como *NBI*.

5.2.1. Calentamiento por microondas: *ECRH*.

A continuación se presentarán un conjunto de valores típicos de temperatura que se pueden encontrar para diferentes impurezas, así como para protones en plasmas del TJ-

II calentados por *ECRH*. En este último caso y como ya se discutió en el capítulo 3, se emplea para el análisis espectral una suma de gaussianas con diferentes anchuras, lo que implica diferentes temperaturas. Las trazas básicas para seguir una descarga de este tipo son las mismas que se presentaron en el capítulo anterior (figura 4.2). Como se verá a continuación, la componente G 2 de los análisis presenta habitualmente la misma temperatura que la que mide el espectrómetro de neutros de intercambio de carga, *NPA* [15], por lo que ha sido asociada a la temperatura térmica en el interior del plasma, T_p . A la tercera componente del ajuste, correspondiente a una población de protones de más elevada energía que la térmica (ya que la anchura de la G 3 es mayor que la de la G 2), se le ha llamado “población supratérmica”. Su efecto sobre el calentamiento del plasma térmico y su posible origen serán discutidos en los siguientes apartados de este capítulo.

En la figura 5.1 se presentan los valores de temperatura obtenidos del análisis de la línea H_α para una descarga *ECRH* (#15832), cuya densidad de línea es $\bar{n}_e = 0.41 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Al tratarse de una descarga de baja densidad se tomó con 30 ms de tiempo de exposición, para compensar los menores niveles de emisión. Los valores asociados a cada una de las gaussianas se muestran en ejes diferentes para poder apreciar mejor las temperaturas que se obtienen, ya que la de la componente G 3 (eje de la derecha) es mucho mayor que la de las otras dos (eje de la izquierda).

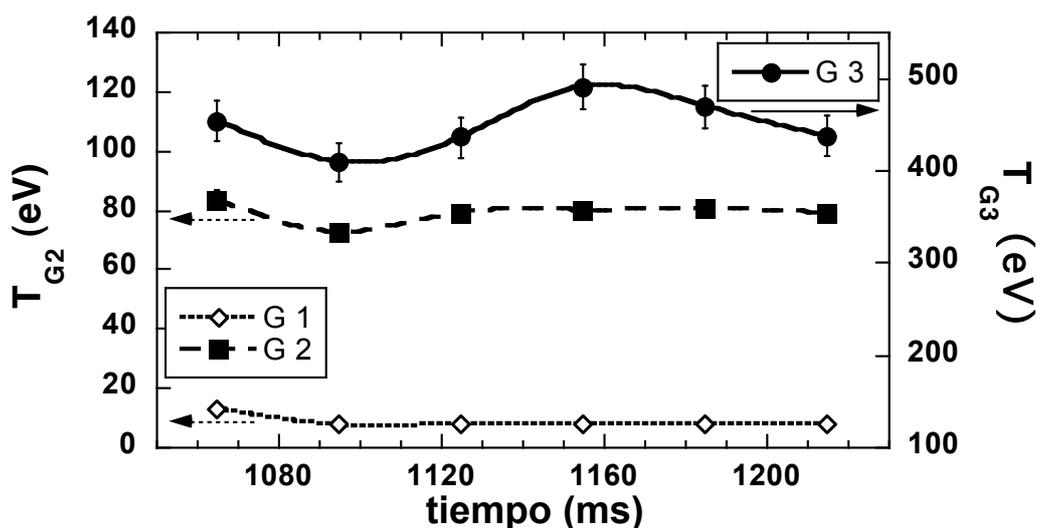


Figura 5.1. Evolución temporal de las temperaturas aparentes de las tres componentes de la línea H_α para una descarga típica de *ECRH*. La resolución temporal es de 30 ms y la densidad de línea media $0.41 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

En la figura 5.2 se muestran las temperaturas medidas usando líneas de emisión intensas pertenecientes a iones presentes en una descarga típica de *ECRH* (#13430 y #13702) del TJ-II, con una densidad media de línea de $0.71 / 0.73 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. A tenor de medidas complementarias realizadas con resolución espacial, apoyadas por los potenciales de ionización para el C V (392.067 eV), C III (47.881 eV) y He II (54.414 eV) [16], el C V tiene su máximo de emisión para $\rho = 0.5$, mientras que los otros dos iones emiten en la periferia del plasma ($\rho \geq 0.7$).

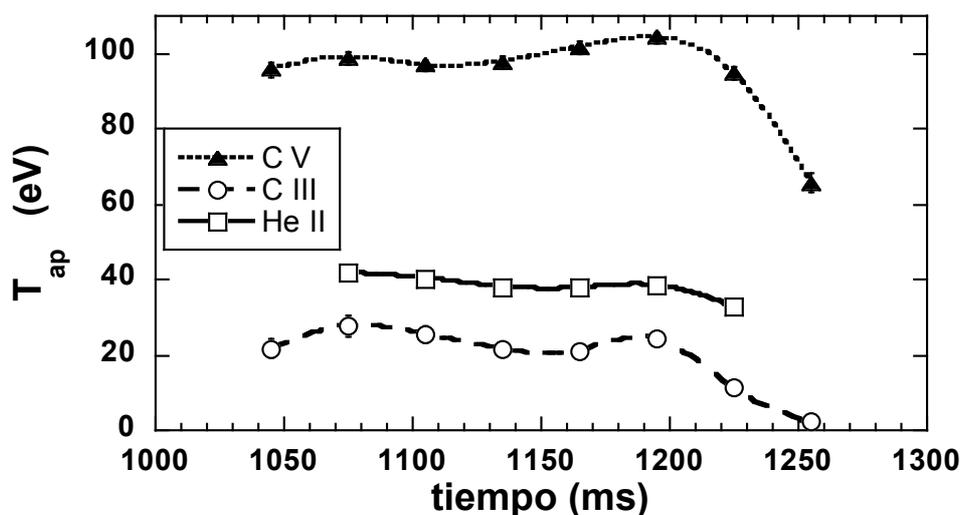


Figura 5.2. Evolución temporal de las temperaturas aparentes de tres líneas de impurezas, C V 2270.89 Å (triángulos), C III 2296.87 Å (círculos) y He II 4685.7 Å (cuadrados) para una descarga típica de *ECRH*. Las líneas del carbono han sido medidas para la misma descarga #13430, mientras que la del helio para la #13702. La resolución temporal es de 30 ms y la densidad de línea media $0.71/0.73 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

5.2.2. Calentamiento por inyección de haces neutros: *NBI*.

En este apartado se mostrarán los resultados que se obtienen cuando el plasma se calienta mediante la inyección de un haz de partículas neutras no balanceado [17]. Los datos más relevantes del inyector han sido previamente descritos en la Tabla 1-II, mientras que en la figura 4.7 se presentan las trazas típicas de una descarga con inyección de neutros.

Siguiendo el mismo método de ajuste para la línea H_{α} que en el apartado anterior, los resultados son muy similares para la fase en la que el plasma es calentado únicamente por *ECRH*. El tiempo en el que el haz de partículas neutras está siendo inyectado es lo que se denomina “zona *NBI*”, la cual estará delimitada por dos líneas discontinuas en

las gráficas sucesivas. En la figura 5.3 se muestran los resultados de temperatura iónica para la descarga #12179, apreciándose un ligero aumento en las temperaturas de las tres componentes durante el pulso de neutros. En la fase *ECRH* la densidad electrónica era de $0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ mientras que cuando el *NBI* comienza a ser inyectado aumenta de manera muy rápida hasta alcanzar los $2.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ al final del pulso.

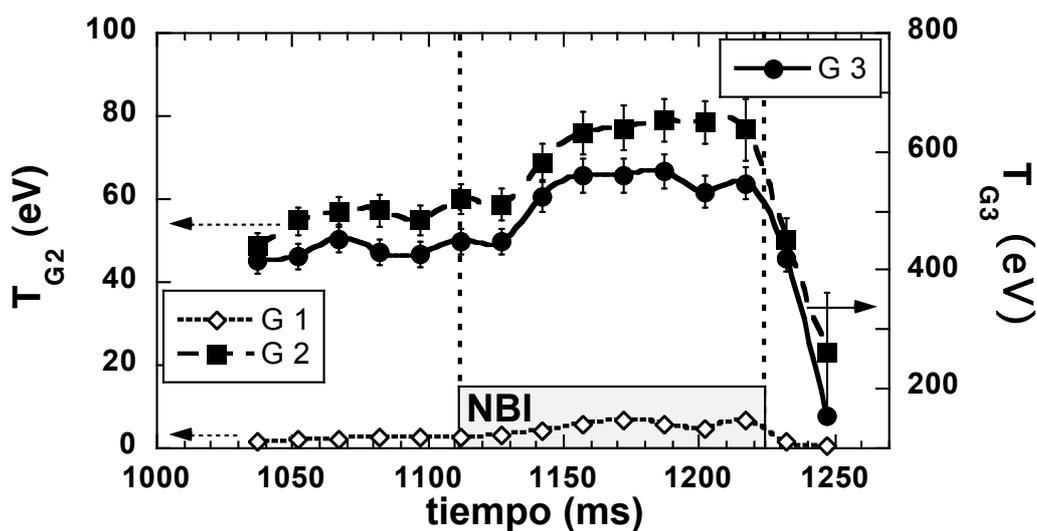


Figura 5.3. Evolución temporal de las temperaturas aparentes de las tres componentes de la línea H_{α} para una descarga típica con inyección de partículas neutras (*NBI*) para calentamiento. Resolución temporal 15 m. La densidad de línea media pasa de $0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en la fase *ECRH* a un máximo de $2.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en la fase *NBI*.

Para ilustrar el efecto que tiene la inyección de neutros sobre la temperatura de iones del carbono se ha seleccionado la descarga #13513, en la que la densidad electrónica pasa de tener un valor de $0.83 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ durante la fase *ECRH*, a alcanzar al finalizar el pulso de neutros los $4.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Como se ve en la figura 5.4 el comportamiento típico es bastante similar al observado para los protones del plasma, con un aumento progresivo en la temperatura durante la duración del pulso de partículas neutras. Sin embargo, el C III, situado en la periferia del plasma, mantiene las temperaturas que se observan sólo con *ECRH*. Por tanto se concluye que la inyección de neutros no afecta a la temperatura iónica del borde, lo que resulta razonable al producirse la máxima deposición de potencia inyectada en el centro del plasma, con un perfil estrecho [17].

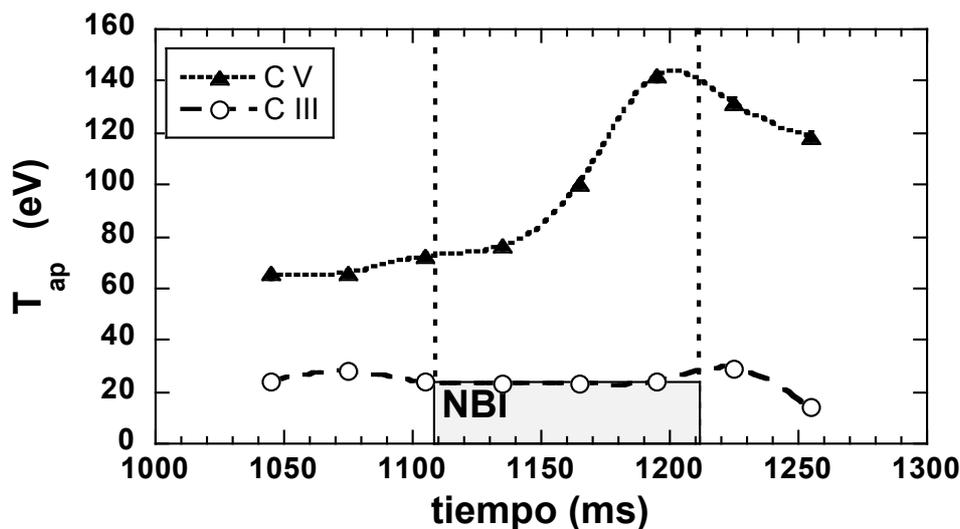


Figura 5.4. Evolución temporal de las temperaturas aparentes de líneas de impurezas, C V 2270.89 Å (triángulos), C III 2296.87 Å para una descarga típica, #13513, con inyección de partículas neutras (NBI) para calentamiento. Resolución temporal 30 ms. La densidad de línea media pasa de $0.83 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en la fase ECRH a un máximo de $4.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en la fase NBI.

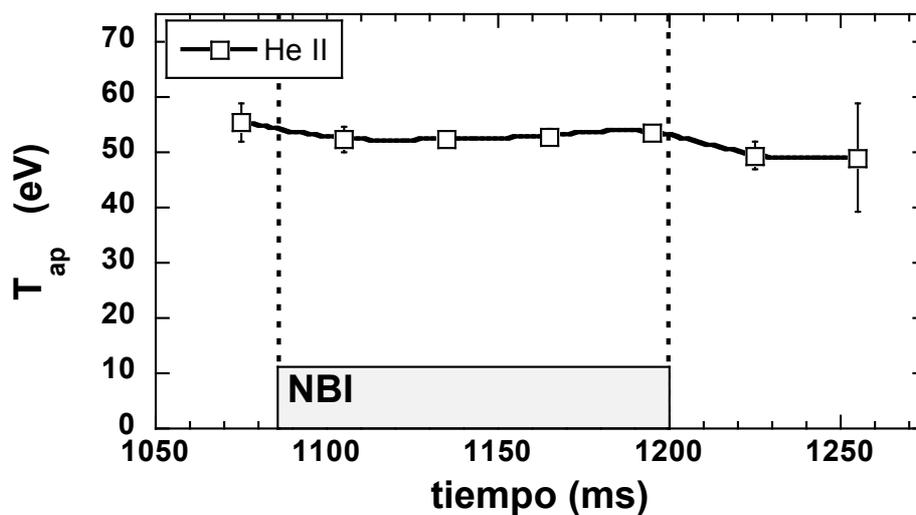


Figura 5.5. Evolución temporal de la temperatura aparente de la línea He II 4685.7 Å para la descarga #11862, con inyección de partículas neutras (NBI). Resolución temporal 30 ms. La densidad de línea media pasa de $0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en la fase ECRH a un máximo de $4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en la fase NBI.

En el apartado anterior se comentó la similitud existente entre las temperaturas del He II y del C III, probablemente debido a su cercana localización espacial. Como puede verse en la figura 5.5 su comportamiento frente a la entrada de neutros también es similar, siendo las barras de error muy pequeñas debido a la buena estadística de la medida. La temperatura de estos iones periféricos se mantiene prácticamente constante durante la

fase *NBI*, no notando tampoco el aumento en la densidad electrónica, que pasa de $0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ al comienzo del pulso de neutros a $4.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ en el momento de finalización del mismo. Esto podría deberse a que aunque el perfil de la densidad en el centro aumenta, la densidad del borde no cambia significativamente. En particular, para este pulso se realizaron medidas de temperatura iónica con el diagnóstico *NPA*, encontrando un aumento de 75 a 120 eV, lo que confirma el calentamiento debido al *NBI* en el interior del plasma.

En este apartado se han mostrado resultados de temperatura iónica de los que se concluye que el centro del plasma se ve calentado, mientras que el efecto en la zona periférica es despreciable. Sin embargo, hay que decir que no en todos los casos en los que el haz ha sido inyectado se ha observado un aumento en la temperatura iónica central, bien por cambios en la generación de la descarga bien por posible compensación de mecanismos de calentamiento-ensanchamiento. Conviene tener en cuenta que según sube la densidad en el TJ-II, la temperatura electrónica tiende a disminuir y un ión como el C V tiende a estar concentrado más hacia el centro del plasma, convirtiéndose en un ión-sonda más interno.

5.3. DEPENDENCIA DE LA TEMPERATURA CON LA DENSIDAD ELECTRÓNICA.

Con el objeto de ver la relación existente entre los datos experimentales y los mecanismos de calentamiento iónico, un ejercicio trivial es representar los datos de temperatura de impurezas y protones en función de un parámetro del plasma fácil de variar como es la densidad electrónica, y que se ha visto que es el parámetro clave tanto en el estudio de la rotación toroidal, ver capítulo 4, como en el comportamiento de la rotación poloidal [18].

En las figuras 5.6 y 5.7 se muestran los resultados frente a densidad tanto para la temperatura del ión C V como para los protones, que se deducen de la componente G 2 de los ajustes gaussianos de la línea H_{α} . La última no exhibe una tendencia clara con la densidad para estas descargas calentadas únicamente con *ECRH*. Se presentan en

gráficas diferentes para realzar la dependencia de la temperatura del C V, la cual disminuye paulatinamente según aumenta la densidad electrónica. Sus temperaturas son considerablemente más altas que las obtenidas para la componente G 2 de los protones, lo cual admite una interpretación basada en la existencia en un plasma caliente de velocidades turbulentas [6]. Conviene resaltar que los valores representados son datos integrados a la cuerda, y por tanto no locales.

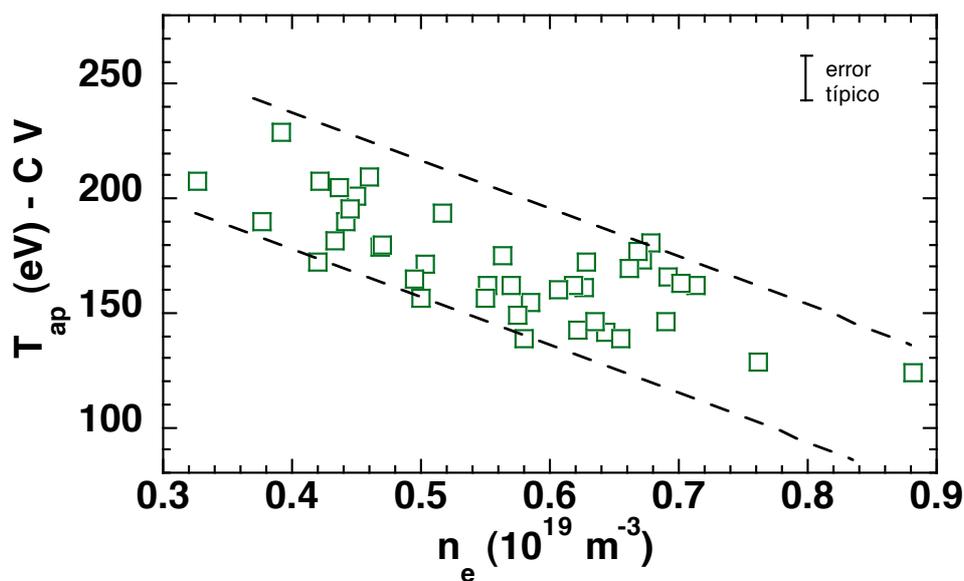


Figura 5.6. Dependencia de la temperatura del ión C V con la densidad electrónica de línea media.

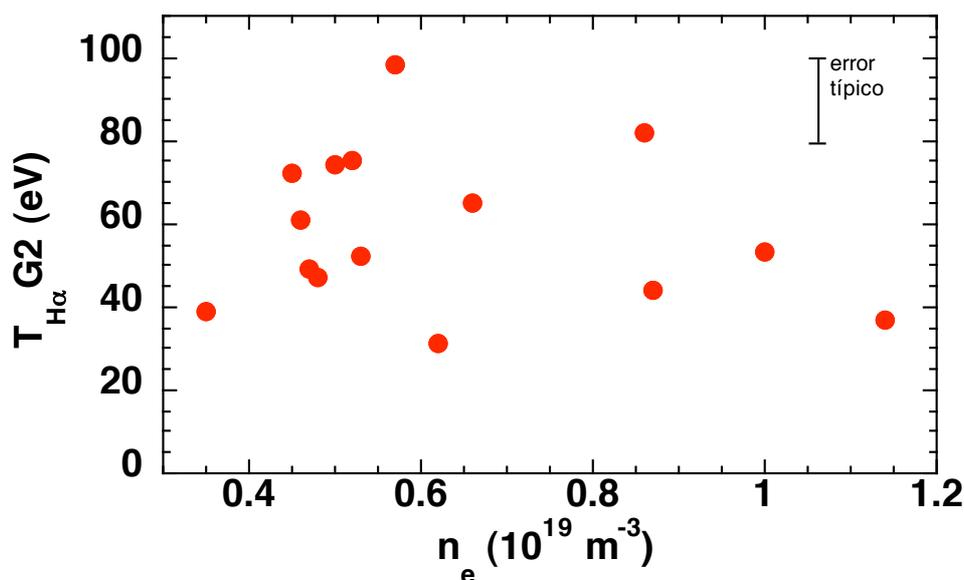


Figura 5.7. Representación de la temperatura de la componente G 2 de los protones del plasma frente a la densidad electrónica de línea media. Nótese que no exhibe ningún tipo de sistemática en su comportamiento.

La única dependencia clara que se ha encontrado para la temperatura de la componente G 2 de los protones no es con la densidad del plasma, que es lo que cabría esperar de un mecanismo de calentamiento colisional solamente con los electrones del mismo, sino precisamente con la temperatura de la componente protónica G 3. Esto sugiere que el canal de calentamiento iónico del plasma térmico vía colisiones con la población de iones supratérmicos, responsable de la emisión que produce la componente G 3, debe ser significativo. Como puede verse en la figura 5.8 el comportamiento es prácticamente lineal y, como se verá en el siguiente apartado, la temperatura de la componente G 2 efectivamente depende de la temperatura de la componente G 3, la cual varía con las condiciones de calentamiento del plasma.

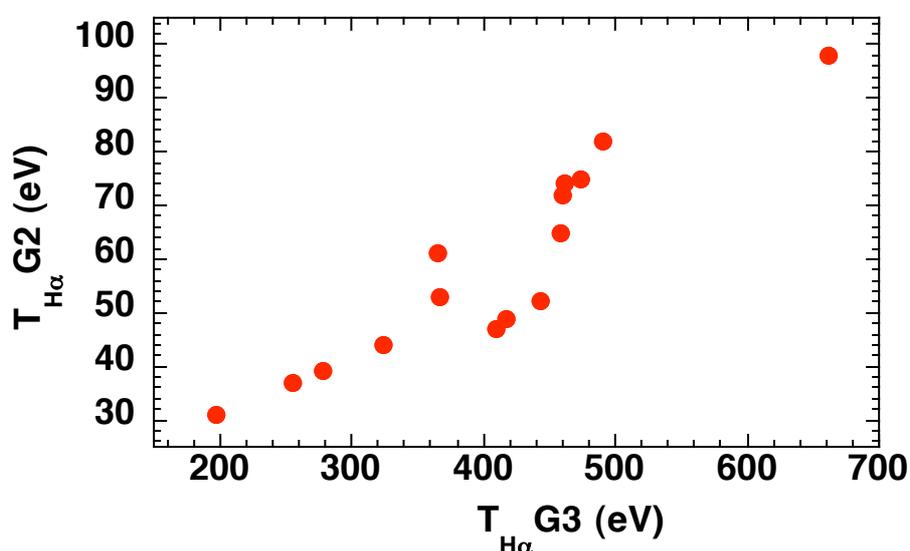


Figura 5.8. Representación de la temperatura de la componente G 2 de los protones frente a la temperatura de su componente G 3.

5.4. CALENTAMIENTO IÓNICO.

La evolución temporal de la temperatura iónica en un plasma puede ser estudiada teóricamente a través de la ecuación de balance de la energía, donde las pérdidas y ganancias de calor se representan por medio de términos sumideros y fuentes, respectivamente. En este trabajo se ha mejorado y extendido el modelo cero dimensional que daba cuenta del transporte iónico de calor en el *tokamak TJ-I* [19]. Para ello se han incluido los términos de transferencia de energía entre la componente iónica de alta energía y las componentes térmicas, tanto de protones como de impurezas. El

modelo que aquí se propone ignora el balance de potencia de los electrones, y supone que el plasma está compuesto por electrones con densidad y temperatura (n_e, T_e), protones (n_p, T_p), neutros (n_o, T_o), una sola especie de impurezas (n_z, T_z) y una población de iones rápidos (n_{sp}, T_{sp}). Todos los datos de entrada del modelo se obtienen a partir de los valores experimentales siempre que es posible.

Una de las ventajas de este modelo sencillo es que permite ignorar o incluir cada mecanismo de calentamiento o pérdida por separado, pudiendo ver su influencia sobre el resultado final. Las temperaturas se calculan suponiendo un acoplamiento colisional electrón-ión clásico y teniendo en cuenta la transferencia de potencia entre impurezas y protones. Los protones pueden ganar energía cuando una impureza, o en menor escala un electrón, choca con ellos. Sin embargo, el intercambio de carga con los neutros del plasma puede constituir una importante fuente de pérdida de energía, ya que la transferencia depende del ritmo de la reacción $\langle\sigma v\rangle_{cx}$, que para las energías típicas del plasma a las que estamos realizando los cálculos no es despreciable. Por lo tanto un término Q_{cx} , que refleja las pérdidas debidas a intercambio de carga también se ha incluido [20]:

$$\left. \begin{aligned} Q_{cx} &= \frac{3}{2} n_o \langle\sigma v\rangle_{cx} (T_p - T_o) \\ \langle\sigma v\rangle_{cx} &= 1.56 \cdot 10^{-10} (7.6 - 1.06X)^2 \sqrt{\frac{T_p + T_o}{m_p}} \\ X &= \log_{10}(1.25 \cdot (T_p + T_o)) \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

siendo m_p la masa del protón en u.m.a. (unidades atómicas de masa). Otro posible sumidero de energía es la convección, término que se ha tratado como en el grupo de *ORNL* [21]:

$$Q_{conv}^p = n_o n_e \langle\sigma v\rangle_{ion} T_p \quad (5.2)$$

Las pérdidas conductivas también son tenidas en cuenta en un término sumidero que tiene como tiempo característico el tiempo de confinamiento de la energía de los iones. En cuanto a las impurezas, los mecanismos que hacen que ganen o pierdan energía son básicamente los mismos, excepto los procesos de intercambio de carga, que en el caso de impurezas altamente ionizadas puede despreciarse. De esta manera, la evolución temporal de la temperatura de protones e impurezas puede escribirse como:

$$\left. \begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{d(n_p T_p)}{dt} &= n_e Q_{ep} + n_z Q_{zp} + n_{sp} Q_{sp-p} - n_p Q_{cx} - Q_{conv}^p - \frac{3}{2} \frac{n_p T_p}{\tau_{Ei}} \\ \frac{3}{2} \frac{d(n_z T_z)}{dt} &= n_e Q_{ez} + n_{sp} Q_{sp-z} - n_z Q_{zp} - Q_{conv}^z - \frac{3}{2} \frac{n_z T_z}{\tau_{Ez}} \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

donde τ_{Ei} y τ_{Ez} son los tiempos de confinamiento de la energía de los protones y de las impurezas, respectivamente; mientras que $Q_{\alpha\beta}$ es la energía media por unidad de tiempo transferida de la partícula α a la componente β del plasma a través de colisiones y viene dado por [22]:

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{3(T_\alpha - T_\beta)}{2 \tau_{\alpha\beta}} \quad (5.4)$$

Se define el “tiempo de equipartición” t_{eq} como el tiempo que tardan en igualarse las temperaturas de dos poblaciones con parámetros cinéticos, T_α , T_β , diferentes [23]:

$$t_{eq} = \frac{3m_\alpha m_\beta k^{3/2}}{8(2\pi)^{1/2} n_\beta Z_\alpha^2 Z_\beta^2 e^4 \ln \Lambda} \left(\frac{T_\alpha}{m_\alpha} + \frac{T_\beta}{m_\beta} \right)^{3/2} \quad (5.5)$$

siendo k la constante de Boltzmann, Z la carga del ión, m su masa, $\ln \Lambda$ el logaritmo de Coulomb [22] y e la carga del electrón. Todas las cantidades vienen expresadas en el sistema *cgs*, con $[T] = \text{deg(K)}$. Si se tiene en cuenta que $m_{tf} = A_{tf} \cdot m_p$, siendo m_p la masa del protón, y se toma $\ln \Lambda = 15$ (típicamente $\ln \Lambda \approx 10-20$), podemos obtener estos tiempos característicos de una manera más sencilla:

$$\tau_{\alpha\beta} = 4.91 \cdot 10^5 A_\alpha A_\beta \left(\frac{T_\alpha}{A_\alpha} + \frac{T_\beta}{A_\beta} \right)^{3/2} \frac{1}{Z_\alpha^2 Z_\beta^2 n_\beta} \quad (5.6)$$

con $[\tau] = \text{s}$, $[A] = \text{a.m.u.}$, $[n] = \text{cm}^{-3}$, $[T] = \text{eV}$; fórmula aplicable indistintamente a protones, electrones, o impurezas.

En las Ec. 5.3 se han incluido dos términos fuente que tienen que ver con la transferencia de calor de la población de alta energía vía colisiones

$$\left. \begin{aligned} Q_{sp-p} &= \frac{3(T_{sp} - T_p)}{2 \tau_{sp-p}} \\ Q_{sp-z} &= \frac{3(T_{sp} - T_z)}{2 \tau_{sp-z}} \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

donde los tiempos característicos de termalización son para cada caso:

$$\tau_{sp-p} = 4.91 \cdot 10^5 \frac{(T_{sp} + T_p)^{3/2}}{n_p} / \tau_{sp-z} = 4.91 \cdot 10^5 \frac{(T_{sp} + T_z)^{3/2}}{n_z} \quad (5.8)$$

Procedimiento numérico.

A partir de las Ec. 5.3 y con todas las relaciones anteriores puede obtenerse una expresión sencilla para calcular las temperaturas de los protones y de las impurezas en función del tiempo (o eV/s).

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT_p}{dt} &= \frac{2n_e Q_{ep}}{3n_p} + \frac{2n_z Q_{zp}}{3n_p} - \frac{2Q_{cx}}{3} - \frac{2Q_{conv}^p}{3n_p} - \frac{T_p}{\tau_{Ei}} \\ \frac{dT_z}{dt} &= \frac{2n_e Q_{ez}}{3n_z} - \frac{2Q_{zp}}{3} - \frac{T_z}{\tau_{Ei}} \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

Variables de entrada	Variables de salida
T_e, T_{sp} [eV]	T_p, T_z [eV]
n_e, n_o, n_z, n_{sp} [cm ⁻³]	
τ_{Ei}^o [ms]	τ_{Ei}^f [ms]
A_z [a.m.u.]	
Z_z	

En TJ-II, los pulsos de plasma tienen una duración mayor que los tiempos típicos de termalización de las especies, por lo que se considerará durante los cálculos que la temperatura electrónica permanece constante. Otra de las aproximaciones que se hacen de entrada es que $n_p = n_e$. En la figura 5.9 se muestran los resultados del modelo y la influencia de los parámetros más importantes del plasma sobre la temperatura teórica final. Para ello se han efectuado varios barridos, variando en cada caso un solo parámetro: (a) densidad de neutros, (b) población de supratérmicos, (c) densidad de impurezas; manteniendo el resto constantes. Como era de esperar, un aumento en la densidad de neutros implica un incremento en las pérdidas de energía por intercambio de carga, con la consecuente disminución de las temperaturas calculadas. Por otro lado, cuando el cociente entre la densidad de supratérmicos y de protones térmicos es mayor, se produce un aumento de la temperatura del plasma. La influencia de la densidad de impurezas, n_z , es muy débil excepto cuando se hace comparable a la del plasma, lo cual no ocurre en TJ-II, teniendo en cuenta que para este tipo de descargas la Z_{eff} es menor que 3 [24]. Las simulaciones de barridos paramétricos presentadas en la figura 5.9 se

han realizado para un conjunto de diferentes densidades electrónicas ($0.3 - 1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), relevantes para los estudios de temperatura iónica que presentaremos en los siguientes apartados.

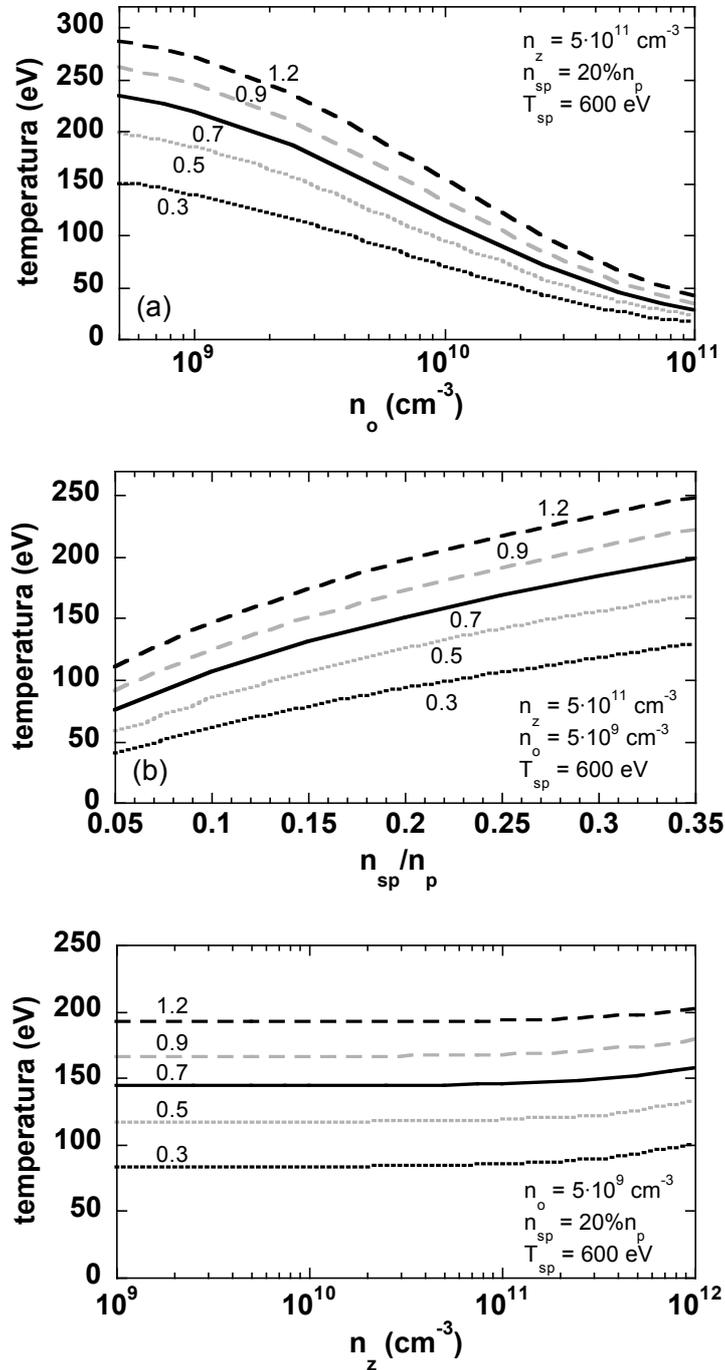


Figura 5.9. Resultados del modelo para la temperatura iónica que muestran la influencia de: (a) densidad de neutros, (b) fracción de densidades entre protones de alta energía y térmicos, (c) densidad de impurezas. Las diferentes curvas en cada caso representan un barrido en densidad electrónica (10^{13} cm^{-3}).

Las principales pérdidas de energía, dados por los términos negativos de la Ec. 5.3, vienen dadas por el término que contiene el tiempo de confinamiento de la energía de los iones:

$$\tau_{Ei}^f = \frac{W_p}{P_{ep}} = \frac{\frac{3}{2} n_p k T_p V}{P_{ep}} \quad (5.10)$$

donde W_p es el contenido energético iónico, y P_{ep} la potencia transferida de los electrones a los iones. V es el volumen del plasma, que para la configuración magnética estándar en TJ-II podemos suponer aproximadamente 1 m^3 . τ_{Ei}^f se obtiene a la salida del programa para ver la autoconsistencia del mismo, y sus valores se han representado en la figura 5.10 frente al tiempo de confinamiento τ_{Ei}^o , del que se parte inicialmente. La línea continua representa el comportamiento ideal, lo cual significa que tiempos $\tau_{Ei}^o > 10 \text{ ms}$ son inconsistentes con los cálculos (rombos en la figura). Todas las simulaciones que se van a presentar se han hecho con tiempos tales que $\tau_{Ei}^o = 5 \text{ ms}$, y suponiendo que $\tau_{Ei} = \tau_{Ez}$.

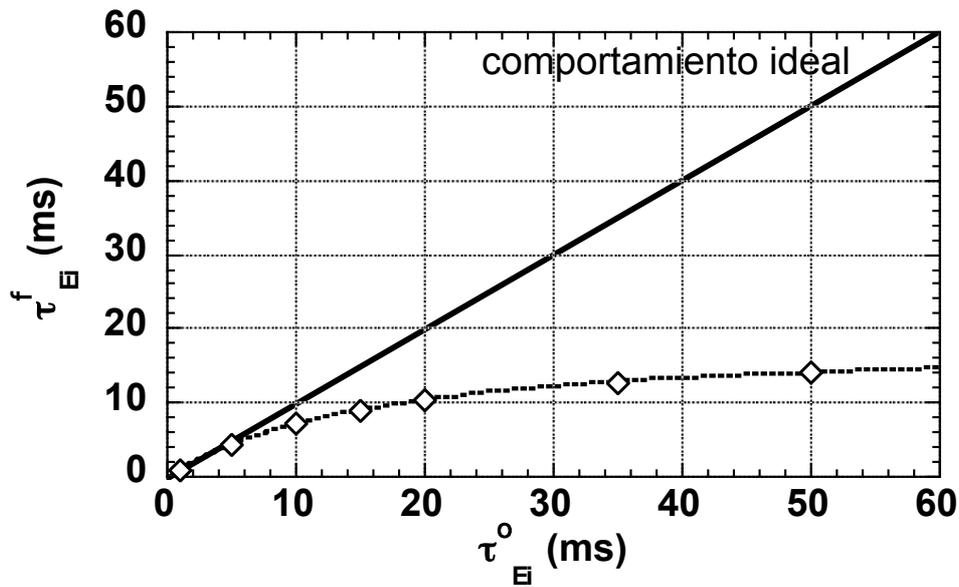


Figura 5.10. Tiempo de confinamiento de la energía de los iones, calculado de la Ec. 5.10, frente al mismo parámetro de entrada del modelo. Esta comparación se hace para asegurar la autoconsistencia.

En los plasmas del TJ-II se ha demostrado la existencia de “electrones supratérmicos” cuyas energías son típicamente 3 – 4 veces la T_e [25]. Sin embargo, la transferencia colisional de energía entre los iones del plasma y dicha población es otro mecanismo incapaz de explicar los resultados experimentales: la frecuencia de colisión disminuye

fuertemente con la energía de las partículas ($\propto T^{-3/2}$), por lo que resulta extremadamente ineficiente para electrones supratérmicos. Por lo tanto, para explicar la transferencia de energía dicha población debería ser mayor que la del plasma base, lo cual sería una contradicción.

5.5. ESTUDIO DEL PAPEL DE LOS IONES SUPRATÉRMICOS EN EL CALENTAMIENTO DE LOS IONES TÉRMICOS

La explicación desde primeros principios de las temperaturas iónicas (protones) observadas en TJ-II no es sencilla. El calentamiento *ECRH* básicamente calienta, según la teoría estándar, directa y únicamente los electrones. En principio cabría esperar que el calentamiento de los iones se deba únicamente a procesos colisionales con los primeros, pero como se verá en este apartado dicho mecanismo no es suficiente para dar cuenta de los valores de temperatura medidos. Tampoco fenómenos de ensanchamiento adicional como el debido al efecto Zeeman son importantes, al no ser los campos magnéticos lo suficientemente intensos. Sin embargo, la observación de una componente protónica de elevada energía sugiere su inclusión en los procesos que puedan afectar al calentamiento del plasma base [26]¹⁶, por lo que para estudiar su papel se han realizado dos experimentos, a saber:

1. Una descarga TJ-II en la que la densidad electrónica estaba variando lentamente mientras se mantenía constante la inyección de potencia por los girotrones.
2. Una descarga TJ-II donde se moduló la potencia inyectada en el plasma por medio de la variación de uno de los girotrones, mientras el otro se mantenía constante.

Estas descargas de hidrógeno fueron calentadas usando los dos haces de microondas que proveen los girotrones, los cuales son inyectados en direcciones opuestas para evitar la generación de alguna corriente adicional (ver figura 1.6).

¹⁶ D. Rapisarda *et al.*, *Proc. 33rd EPS Conf., Roma*, P-1.133 (2006).

5.5.1. Influencia del efecto Zeeman sobre líneas de impurezas.

Como se introdujo en la sección 2.4, diferentes efectos de ensanchamiento pueden afectar a una línea espectral, y en particular en dispositivos de confinamiento magnético donde los campos son muy elevados el efecto Zeeman podría jugar un papel muy importante. La línea del C V 2270.89 Å corresponde a la transición $^3P_2 - ^3S_1$ [27], y en la figura 5.11(a) se muestra la representación de las diferentes componentes que aparecen para esta transición al aplicar un campo magnético de 1 Tesla. Para obtenerlas se ha empleado el procedimiento numérico descrito en el apartado 2.4.2. En la figura 5.11(b) se presentan dos casos extremos en los que se ha variado el campo magnético entre 0.5 T y 5 T, para una temperatura fija de 80 eV (obtenida experimentalmente para el C V). Aparentemente sólo se observa un aumento en la anchura espectral de la línea, lo que se correspondería con una temperatura T_{ap} mayor: la línea espectral se ha desdoblado, pero para esta transición las componentes Zeeman no están bien resueltas a la temperatura que estamos considerando, por lo que no pueden separarse.

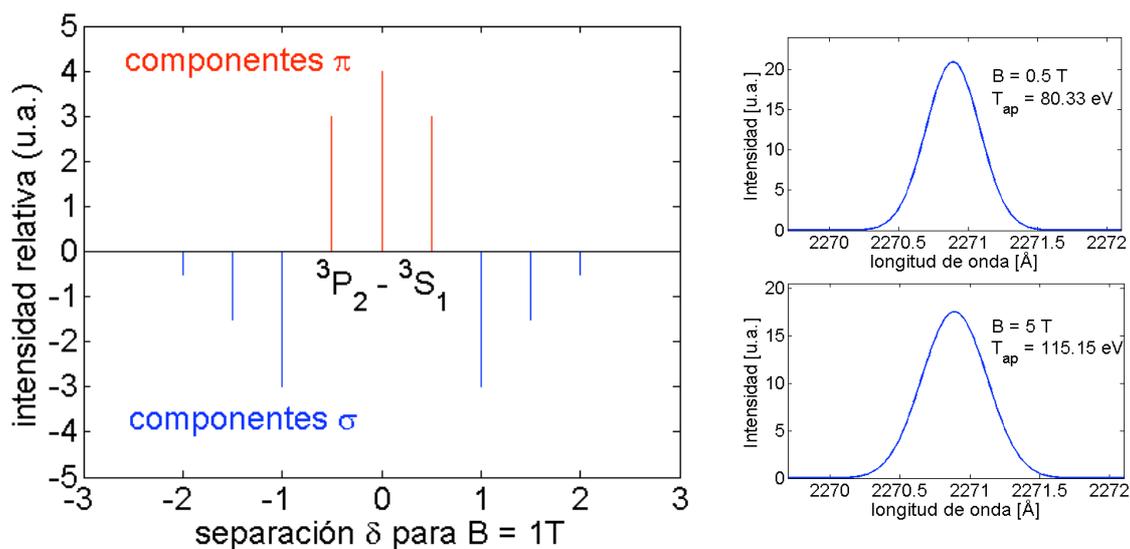


Fig. 5.11. (a) Patrón Zeeman de las componentes π y σ que se obtienen para la transición $^3P_2 - ^3S_1$ del C V para un campo magnético de 1 T. (b) Simulación de la misma línea espectral para dos campos magnéticos diferentes, donde puede observarse la variación en la temperatura aparente deducida de la anchura de la gaussiana.

Se ha realizado un estudio detallado de la influencia del campo magnético sobre la temperatura aparente del C V. En la figura 5.12 se presentan los resultados que se obtienen al variar el campo magnético en intervalos de 0.25 T. El efecto es claro, pero parece evidente que para campos magnéticos menores de un tesla, que son los casos que

nos ocupan en TJ-II, las componentes Zeeman están tan juntas que no producen ningún efecto adicional apreciable sobre la anchura de la línea espectral observada.

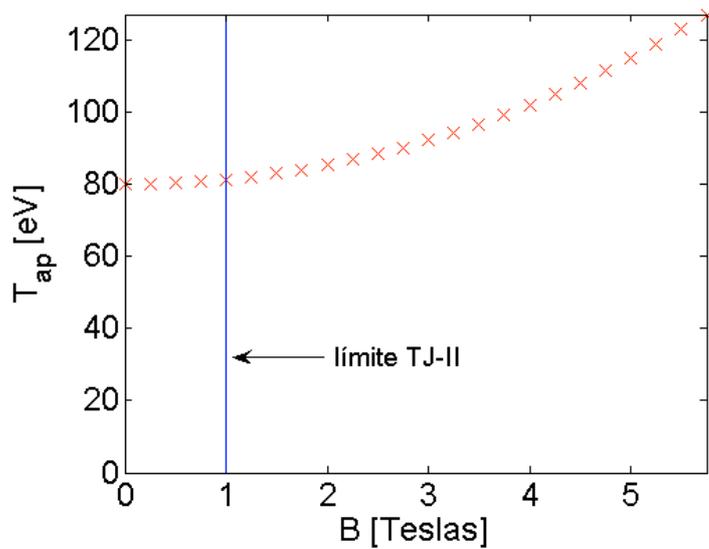


Fig. 5.12. Temperatura aparente del C V en función del campo magnético aplicado. El límite TJ-II se encuentra en torno a 1 T, por lo que podemos despreciar el efecto Zeeman para esta línea.

Se ha realizado este mismo estudio para las líneas del C III 2296.87 Å y He II 4685.7 Å, pertenecientes a las transiciones $^1D_2 - ^1P_1$ [27] y $^2F_{7/2} - ^2D_{5/2}$ [28], respectivamente. En la figura 5.13 se muestran los patrones Zeeman de estas transiciones a un campo magnético de 1 Tesla.

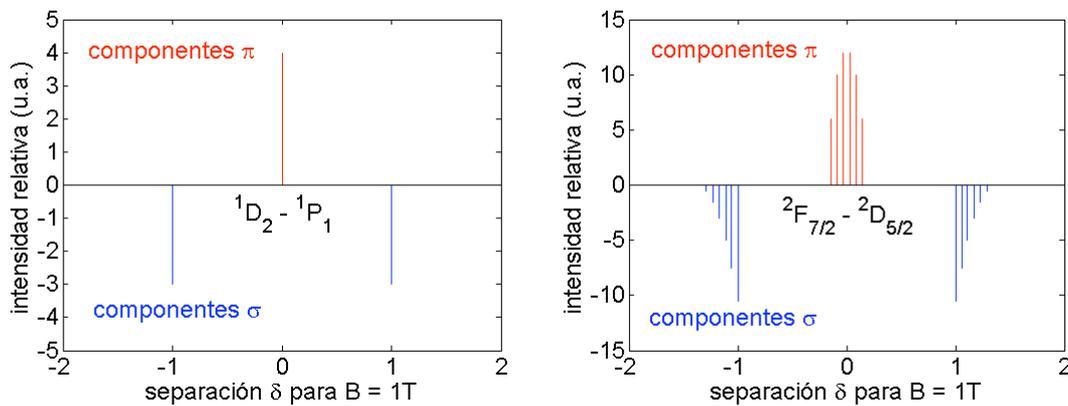


Fig. 5.13. Patrón Zeeman de las componentes π y σ que se obtienen para las transiciones (a) $^1D_2 - ^1P_1$ del C III y (b) $^2F_{7/2} - ^2D_{5/2}$ del He II, para un campo magnético de 1 T.

El comportamiento de las temperaturas aparentes del He II y del C III al variar el campo magnético se muestra en la figura 5.14. Las temperaturas escogidas han sido las que experimentalmente se observan, esto es, 40 eV para el He II y 30 eV para el C III (aproximadamente, pues depende de las condiciones de la descarga). La conclusión es

nuevamente que, para los campos magnéticos a los que están sujetas estas partículas en TJ-II, el efecto Zeeman no juega un papel importante.

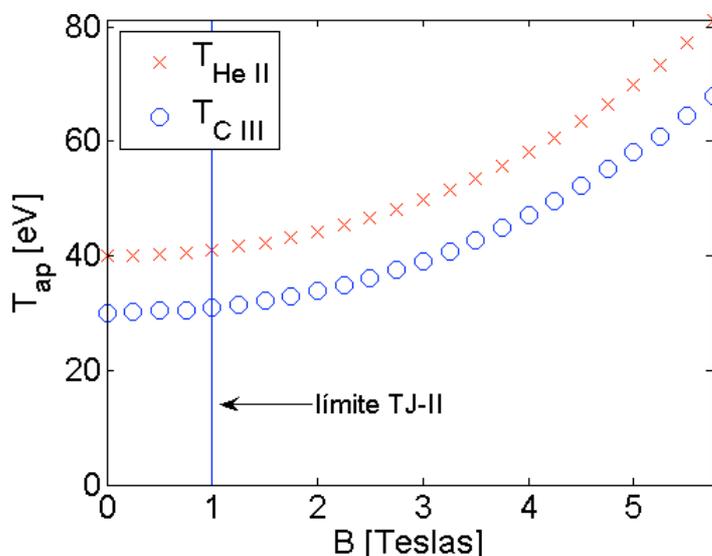


Fig. 5.14. Temperaturas aparentes del C III y el He II en función del campo magnético aplicado. El límite TJ-II se encuentra en torno a 1 T, por lo que al igual que para el C V podemos considerar despreciable el efecto Zeeman para estas líneas espectrales.

5.5.2. Población de supratérmicos.

Las principales características de la componente más caliente que resulta del análisis espectral de la línea H_α (ver 'gauss 3' en la figura 3.6(b)) pueden resumirse en:

1. En la dirección paralela al campo magnético (medidas toroidales), la temperatura iónica de la componente más caliente G 3 es típicamente cinco veces mayor (0.4 – 0.7 keV) que la de la de la componente térmica G 2, T_p (0.06 – 0.12 keV), como puede verse en la figura 5.1.
2. La estructura espacial de las componentes G 2 y G 3 de la línea H_α es similar, figura 5.15(a). Estas medidas han sido realizadas con el sistema espectroscópico con resolución espacial descrito en detalle en la referencia [29].
3. La concentración relativa de partículas de la G 3 es aproximadamente el 20 – 30% la de la térmica, exhibiendo una pequeña dependencia decreciente con la densidad electrónica del plasma, como puede verse en la figura 5.15(b).

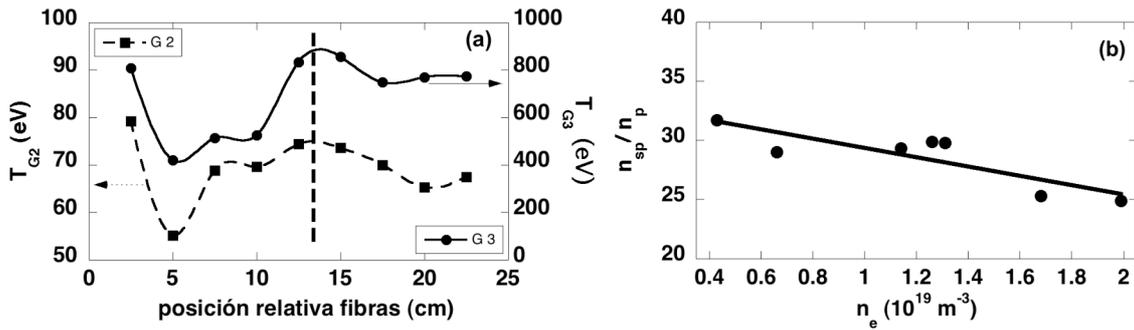


Figura 5.15. Principales características de la población de protones de alta energía en el TJ-II medidas con el sistema espectral con resolución espacial [29]. (a) Distribución espacial de las temperaturas de las componentes G 2 (izquierda, cuadrados) y G 3 (derecha, círculos). (b) Dependencia del cociente entre las poblaciones de protones supratérmica y térmica con la densidad electrónica de línea.

5.5.3. Caso experimental 1.

Se ha escogido una descarga típica de TJ-II en la que la densidad electrónica estaba variando en el tiempo debido a la inyección de gas. Sin embargo, los cálculos se han restringido hasta una densidad de línea media de $1.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ para evitar este problema en la medida de lo posible. Las trazas básicas de dicha descarga pueden verse en la figura 5.16, donde de arriba hacia abajo se ha representado la potencia inyectada al plasma por los girotrones, la densidad electrónica medida por el interferómetro de microondas \bar{n}_e , la temperatura electrónica T_e medida por un canal central del radiómetro de ECE, y las pérdidas de radiación monitorizadas por un canal bolométrico central, así como la evolución de la intensidad de la línea del C V en 2270.9 Å.

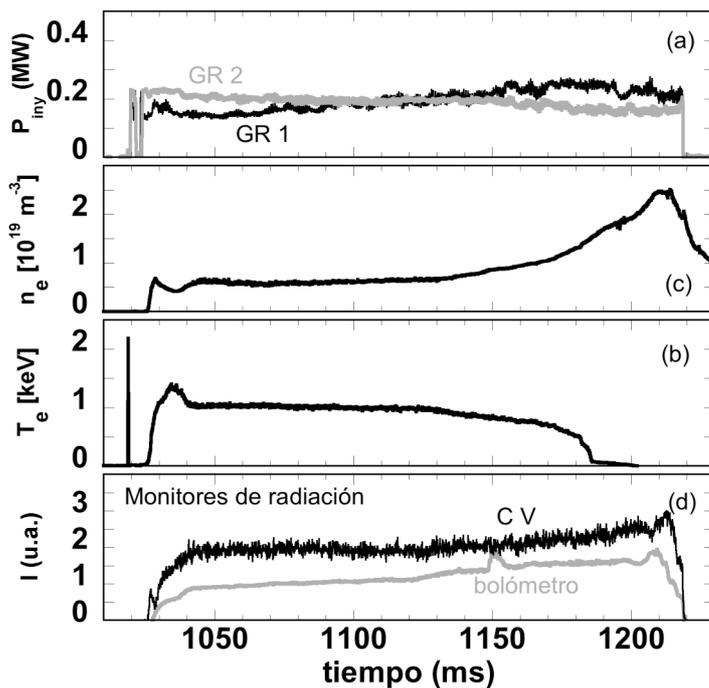


Figura 5.16. Trazas temporales de los principales monitores del plasma para la descarga del experimento 1. (a) Potencia inyectada por los girotrones (GR 1, GR 2). (b) Densidad electrónica media de línea. (c) Temperatura electrónica central deducida de ECE. (d) Monitores de radiación.

En la figura 5.17(a) se presentan los resultados espectroscópicos de la población de supratérmicos (componente G 3) medidos en la dirección paralela al campo magnético, cuya temperatura presenta valores próximos a 500 eV. Por otro lado, el cociente entre la población de supratérmicos y la densidad de protones térmicos disminuye con la densidad electrónica, aunque la dependencia no es muy fuerte, como puede verse en la figura 5.17(b). Esto indica, si consideramos nuevamente $n_e = n_p$, que la población de iones de alta energía está aumentando lentamente, como se muestra en la figura 5.17(c). Otra característica particular de esta descarga es que el cociente (n_{sp} / n_p) es un factor 2 más elevado que un caso típico $\sim 30\%$.

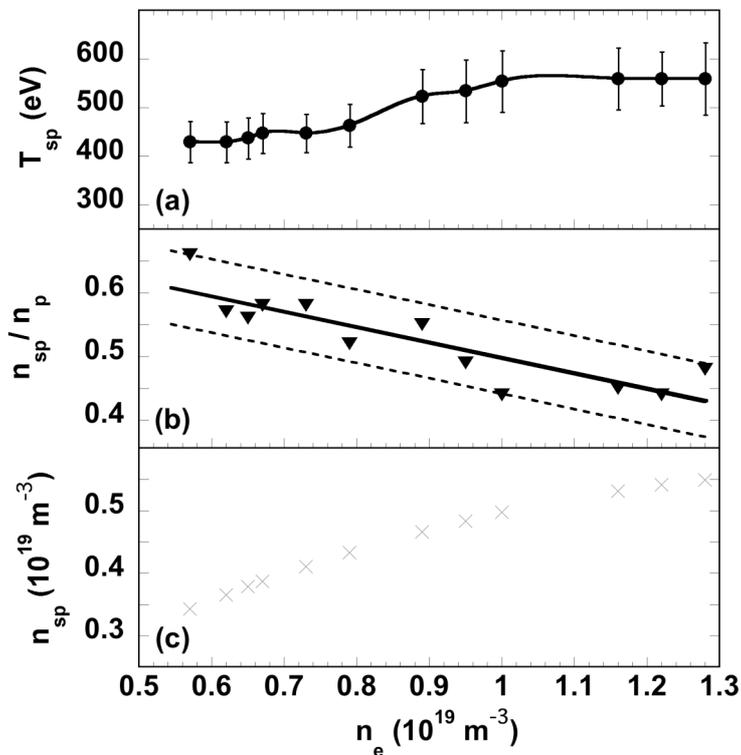


Figura 5.17. (a) Resultados espectroscópicos de la temperatura de la población de iones supratérmicos para un experimento en el que se está variando la densidad electrónica. (b) Cociente experimental entre las poblaciones de protones de alta energía y térmicos. (c) Población de iones supratérmicos como resultado de considerar $n_e = n_p$.

Para evaluar el papel de la componente de alta energía sobre el calentamiento del plasma se ha empleado el modelo descrito en el apartado anterior, de tal forma que puedan compararse sus valores de temperatura iónica con los experimentales deducidos de la componente G 2 de la línea H_{α} . Todos los parámetros de entrada en el modelo se han fijado experimentalmente menos la densidad de neutros, ya que es un parámetro que

no se mide rutinariamente en TJ-II. Para solventar este problema se han seguido dos vías alternativas: 1) realizar una extrapolación de los datos de otras máquinas de tamaño similar donde sí que se ha medido la densidad de neutros central, n_0 , y se ha comparado con los resultados de códigos de simulación [30-32]. En la figura 5.18 se han representado estas densidades en una gráfica doble logarítmica frente a la densidad electrónica. 2) Los resultados del código de transporte de neutros (EIRENE) que prevé valores típicos en TJ-II de $n_0 = 10^{15} - 10^{16} \text{ m}^{-3}$ en el centro, dependiendo del valor de la densidad electrónica [33].

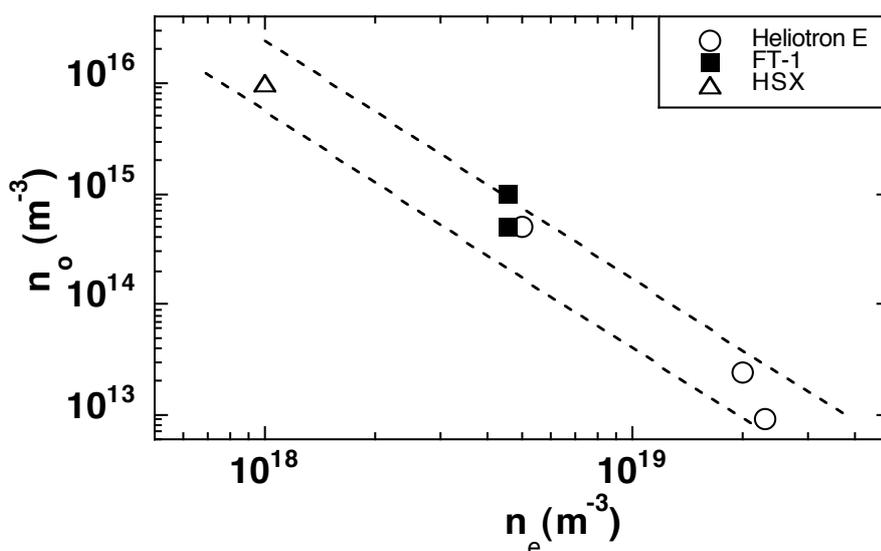


Figura 5.18. Gráfica doble logarítmica que muestra la densidad de neutros para diferentes dispositivos de tamaño similar al del TJ-II frente a la densidad electrónica.

Para la descarga en estudio se ha escogido una densidad de neutros constante e igual a 10^{10} cm^{-3} para realizar las simulaciones. Para la densidad de impurezas se ha fijado como límite superior un 10% la de los protones, lo cual se encuentra dentro de los valores supuestos para la Z_{eff} en TJ-II [24]. La principal impureza en el plasma que hemos considerado ha sido el carbono, de acuerdo con las medidas de espectros tomados en el VUV para el TJ-II. Por otro lado, por simplicidad se ha considerado la \bar{n}_e como la densidad central n_e , ya que los perfiles de densidad electrónica medidos con *scattering* Thomson son bastante planos, por lo que no resulta una mala aproximación. Como ya se ha comentado, el modelo cero dimensional se aplica al centro del plasma, de tal forma que pueda darse una estimación de las temperaturas iónicas máximas. Esto reduce al mínimo la información sobre el plasma que se necesita para extraer conclusiones del modelo. Así, por ejemplo, aunque el modelo necesita el dato de la

densidad central de neutros no necesita información de su distribución espacial; sin embargo, sí que se necesitaría una información mucho más detallada para correr códigos completos de transporte. Las medidas experimentales de espectroscopia son integrales a toda la línea de visión, por lo que deben ser deconvolucionadas para obtener su valor local, y así poder ser comparadas con las estimaciones del modelo. Para ello se ha utilizado un procedimiento numérico que permite estimar el factor necesario para pasar de los datos integrados a los locales en función de los perfiles involucrados [29]. Se ha empleado la información facilitada por el sistema espectroscópico multicanal que se encuentra mirando en dirección perpendicular al plasma y que posee resolución espacial. En la figura 5.19 se muestran los valores locales de temperatura para la componente G 2, o componente térmica (cuadrados), junto a la solución de la Ec. 5.3 (rombos) frente a la densidad electrónica del plasma. Un factor multiplicativo de 1.5 permite obtener valores centrales, y permanece aproximadamente constante en un amplio rango de densidades. Este factor ha sido estimado gracias a la reconstrucción de los perfiles locales y su posterior comparación con los valores de cuerda [29]. De la comparación presentada en la figura 5.19, se ve que el modelo es capaz de dar cuenta de los valores experimentales de temperatura iónica.

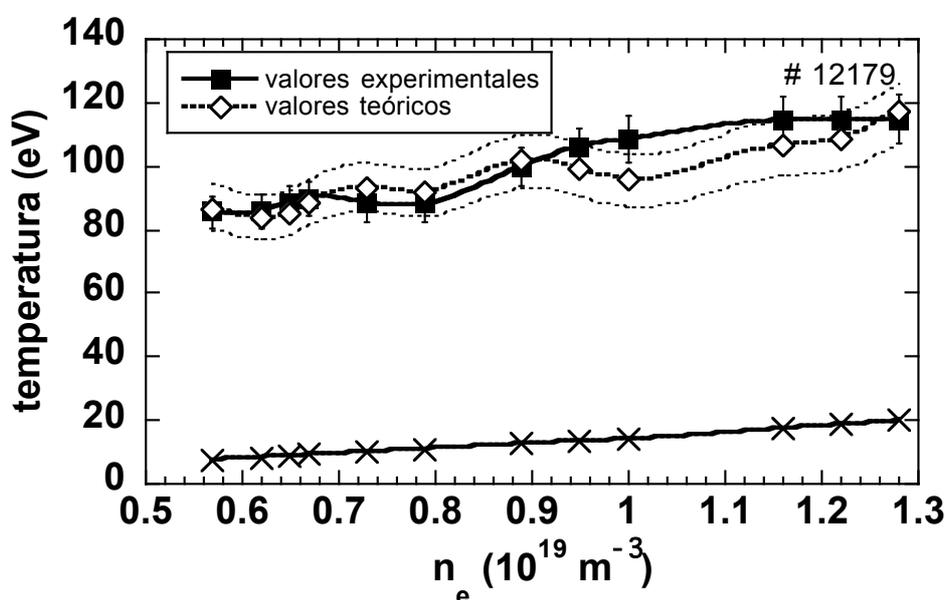


Figura 5.19. Temperaturas iónicas experimentales (cuadrados) y predichas por el modelo (rombos) frente a la densidad electrónica para el caso experimental 1. Las cruces indican las temperaturas obtenidas sin tener en cuenta en el modelo la población de supratérmicos.

También se han representado en la figura 5.19 (cruces unidas por una línea continua) las temperaturas que se obtendrían si se eliminasen del balance de potencia (Ec. 5.3) los términos asociados a la población de supratérmicos (Ec. 5.7), de tal forma que queda clara su contribución al calentamiento del plasma base. Esta temperatura se obtiene con el modelo cuando el resto de parámetros se dejan fijos y la población de supratérmicos no es incluida como fuente de calentamiento. La diferencia es muy importante, y pequeños cambios en otros parámetros dentro del modelo no dan cuenta de los valores observados para la temperatura.

5.5.4. Caso experimental 2.

Para mostrar el papel que juega el calentamiento por microondas sobre la componente iónica supratérmica se realizó un experimento perturbativo que aprovechaba la capacidad de modulación de los girotrones: uno de ellos (GR 2) se mantuvo encendido para mantener el plasma TJ-II durante 250 ms; el otro (GR 1) proporcionaba dos pulsos de 50 ms de duración separados temporalmente, como puede verse en la figura 5.20(a). En la figura 5.20(b) puede verse la evolución temporal de la densidad electrónica de línea. La modulación de la potencia inyectada se ve proyectada en otros parámetros de la descarga, como la temperatura deducida por el *ECE*, así como en la radiación total del plasma medida por un bolómetro, sólo por mencionar algunos de los más relevantes. La evolución temporal de estos monitores se muestra en las figuras 5.20(c) y 5.20(d), respectivamente.

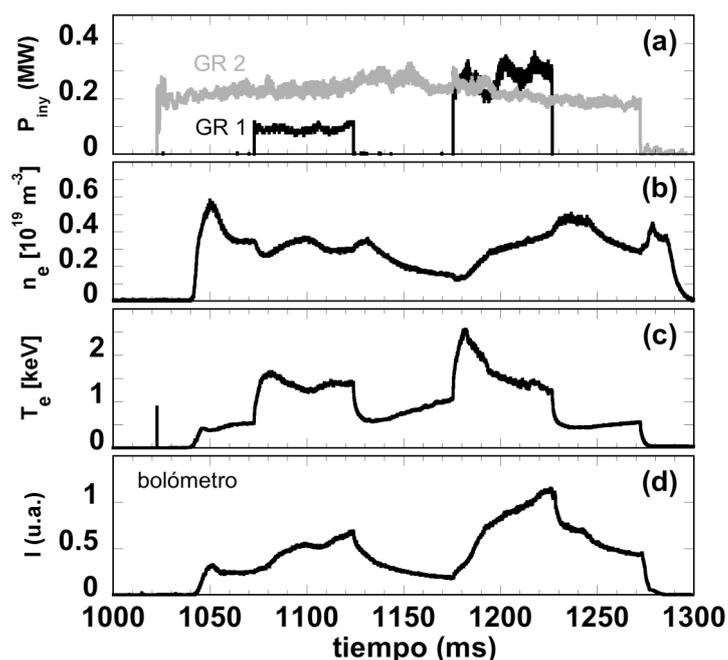


Figura 5.20. Comportamiento de las trazas de los principales monitores del experimento en el que la potencia inyectada al plasma estaba siendo modulada por el encendido y apagado de uno de los girotrones (GR 1). (a) Potencia inyectada, (b) densidad media de línea electrónica, (c) temperatura electrónica, (d) radiación total del plasma. Descarga #15147.

Como puede verse en la figura 5.21 los resultados de temperatura iónica también muestran claramente el efecto de la modulación tanto para los protones térmicos (eje de la izquierda) como para los de alta energía (eje de la derecha). Para realizar estas medidas se empleó un tiempo de exposición moderado, 30 ms, necesario para obtener una buena estadística fotónica y además suficiente como para seguir la tendencia de la descarga. Como puede verse en la figura 5.21(a), cuanto mayor es la inyección de potencia por parte de los girotrones (franjas grises) la temperatura T_{sp} de los supratérmicos aumenta, y consecuentemente con la Ec. 5.3 también lo hace la T_p . El cociente entre las poblaciones de protones (n_{sp} / n_p) también muestra una muy ligera variación (figura 5.21(b)), donde se pueden observar los valores típicos de 0.3. El comportamiento temporal de la población de supratérmicos es más complicado de interpretar en esta descarga ya que puede ser el resultado de un efecto combinado del mecanismo que los genera, y que aún no ha sido identificado, junto a un deterioro en el tiempo de confinamiento de las partículas con la potencia inyectada.

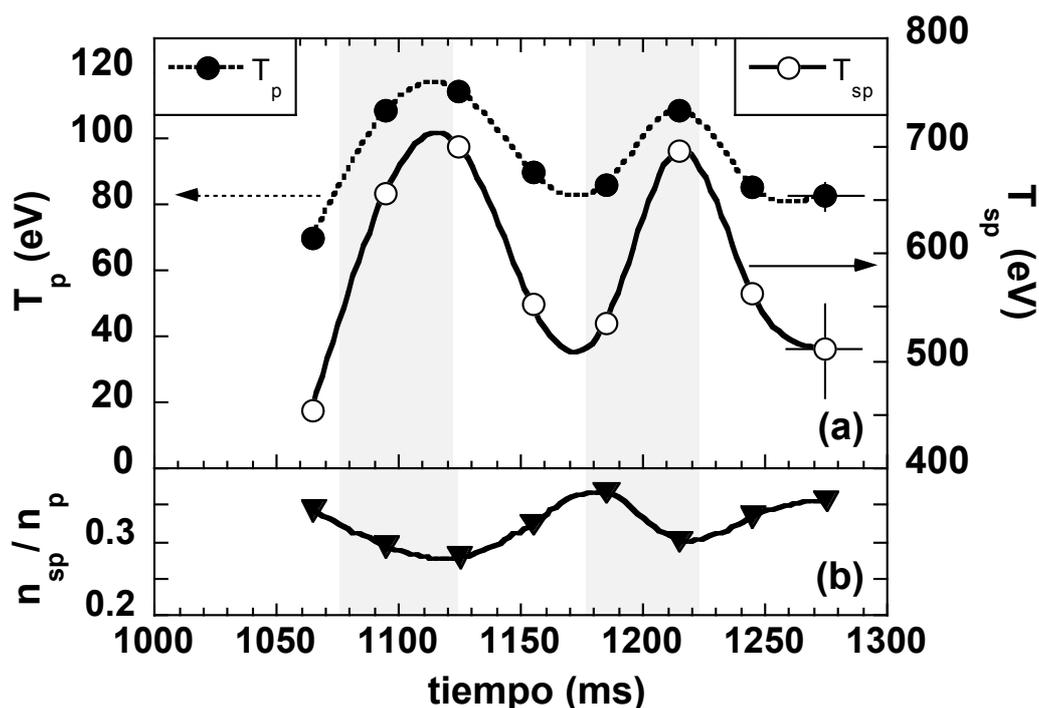


Figura 5.21. Resultados espectroscópicos para el caso experimental 2. (a) Temperaturas aparentes de las componentes G 2 y G 3 de la línea H_α . (b) Cociente entre las poblaciones de protones de alta energía y los térmicos.

Como se verá a continuación, el cambio en la temperatura iónica no puede explicarse solamente por las variaciones observadas en la densidad y la temperatura electrónicas, es decir, el incremento no se debe a colisiones electrón-ión. Con el código cero

dimensional se han simulado las temperaturas centrales de los protones (rombos en la figura 5.22) y, como en el experimento número 1, los datos de integral de línea han sido transformados en valores locales. En el eje derecho de esta gráfica se ha representado la densidad central de neutros (círculos) que el código necesita para reproducir los datos experimentales. Al principio y al final de la descarga esta densidad es algo más elevada que en el resto de la descarga: en plasmas de alta temperatura existen evidencias experimentales de que la concentración de neutros en las fases inicial y final de la descarga puede ser diferente que en el plató [31]. De nuevo, la densidad de impurezas se ha tomado fija y con un valor $n_z = 0.1n_p$, que es el valor típico que hemos venido usando para las simulaciones de estos plasmas en TJ-II.

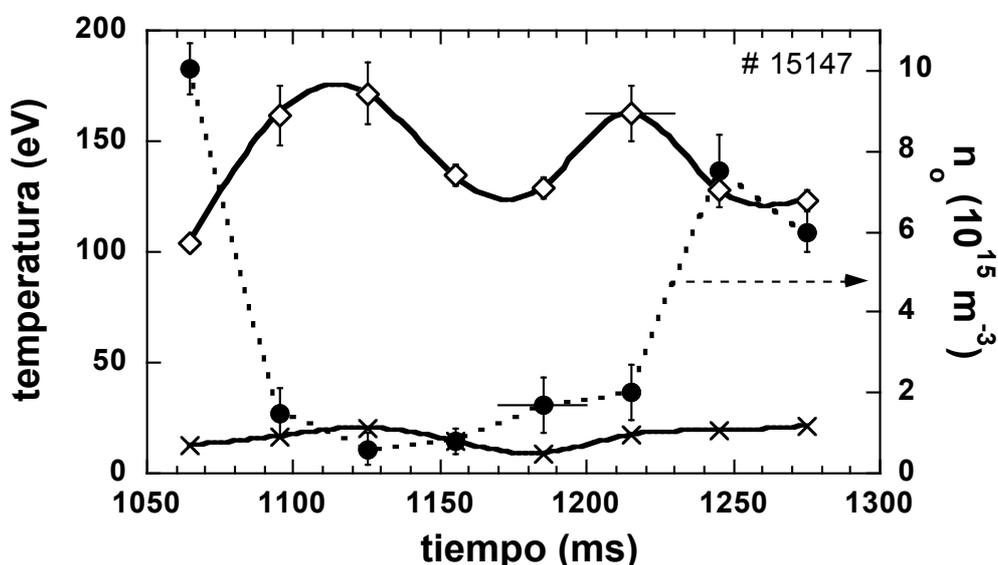


Figura 5.22. Temperatura iónica central (rombos) para la descarga #15147. Mientras que las temperaturas obtenidas sin considerar la población de partículas supratérmicas serían los puntos representados por cruces, los resultados del modelo igualarían las temperaturas experimentales con los valores de las densidades de neutros (círculos) que se representan en el eje vertical derecho.

Para poner de manifiesto el papel de la población de supratérmicos en el calentamiento de los iones térmicos se ha suprimido su contribución en los términos en los que aparece en la Ec. 5.3. Los resultados obtenidos son las cruces unidas por una línea continua en la figura 5.22. Si este mecanismo no existiese, las temperaturas térmicas de los protones debidas solamente a calentamiento por colisión con electrones serían alrededor de un factor 5 más pequeñas. Hay que remarcar que, debido a las bajas densidades electrónicas involucradas y por lo tanto a la gran concentración de neutros, las pérdidas

debidas a intercambio de carga son muy importantes y sólo son compensadas por el canal de calentamiento iónico debido a la población de iones supratérmicos. Como en el primer experimento que se ha presentado, un cambio en cualquier otro de los parámetros involucrados no da cuenta las temperaturas observadas. Por lo tanto, la necesidad de incluir la población de iones rápidos queda de nuevo confirmada.

Las densidades de neutros que han sido empleadas para realizar las simulaciones son algo mayores que las que se esperarían teóricamente para el TJ-II. Sin embargo esto no debe extrañar debido a las asimetrías poloidales y toroidales que existen en la interacción plasma-pared en este dispositivo, y en consecuencia en los puntos de reciclado de los neutros. Por otro lado, el intercambio de energía con electrones altamente energéticos resulta despreciable, como ya se comentó anteriormente.

5.5.5. Origen de la población de supratérmicos.

Las colas de iones altamente energéticos que se observan en los dispositivos de fusión podrían ser consecuencia directa de una interacción onda-partícula, por ejemplo, vía ondas generadas debido al calentamiento ciclotrónico de los electrones. Otro punto interesante es que en el TJ-II los electrones no absorben la totalidad de la potencia inyectada por los girotrones, y por tanto cabe la posibilidad de que parte de ella sea absorbida por los iones. De hecho, en el caso del TJ-II la potencia que se necesita para generar los iones supratérmicos puede estimarse fácilmente suponiendo que esta población es el 30 % de la térmica y que su tiempo de confinamiento de energía es similar al térmico (~ 5 ms); con estas suposiciones, la potencia necesaria de la onda absorbida por los iones es de unos 38 kW.

La generación de ondas durante el proceso de calentamiento fue estudiado en el *stellarator L-2*, así como en diferentes *tokamaks*, analizando los espectros de dispersión de un haz de calentamiento, que contenían información sobre la intensidad y la frecuencia de las ondas del plasma [34]. En el *tokamak VERSATOR* se interpretó que la relajación paramétrica (durante el calentamiento por resonancia ciclotrónica electrónica, modo X, primer armónico) ocurría cerca de la resonancia híbrida superior, y las dos ondas en que decaía eran el modo Bernstein electrónico y el modo híbrido inferior. A esta última se le asignó la generación de una componente supratérmica de iones [35]. El

campo de microondas puede decaer a su vez en otras dos, una híbrida superior y otra inferior, en un proceso acompañado por la aparición de iones altamente energéticos. Este efecto sólo ha sido estudiado en plasmas calentados con el primer armónico de la resonancia electrónica ciclotrónica, y hasta donde sabemos, no se ha dado una explicación cuando el calentamiento del plasma se genera con ondas en segundo armónico. Los resultados presentados en esta Memoria sugieren que un estudio similar debería ser llevado a cabo, para el caso de *ECRH* en segundo armónico, para ver si las ondas producidas son capaces de generar estos iones altamente energéticos.

En la referencia [7] y otras allí citadas, se muestra cómo en *tokamaks* calentados por radiofrecuencia se ha observado el calentamiento no resonante de los iones en la dirección perpendicular al campo magnético, origen de la formación de colas en la función de distribución de los iones. Sin embargo, en TJ-II los datos de temperatura obtenidos por dos espectrómetros de visible independientes muestran que dichas colas supratérmicas existen tanto en la dirección paralela como en la perpendicular.

La frecuencia híbrida inferior del plasma, ω_{LH} , puede obtenerse si se conocen las frecuencias ciclotrónica iónica y electrónica, ω_{ci} y ω_{ce} , así como la frecuencia iónica del plasma, ω_{pi} [36]:

$$\frac{1}{\omega_{LH}^2} = \frac{1}{\omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2} + \frac{1}{\omega_{ci}\omega_{ce}} \rightarrow f_{LH} = 453.14 \text{ MHz}$$

pero la frecuencia ciclotrónica para los iones es únicamente de $f_{ci} \sim 15.2$ MHz para el plasma del TJ-II, con $B \sim 1$ T, la cual resonaría con el armónico 30 de la frecuencia ciclotrónica de los protones.

Un mecanismo más plausible sería el invocado para explicar las observaciones realizadas en experimentos sobre calentamiento y generación de ondas en el plasma de la ionosfera [37], donde las inestabilidades de relajación paramétrica (*PDI*) de una onda electromagnética extraordinaria (modo X) se relaja en una onda electrónica tipo Bernstein (*EBW*) y otra similar iónica (*IBW*). Estas últimas se propagan perpendiculares a \vec{B} , y son modos casi electrostáticos puros, \vec{k} casi paralelo a \vec{E} . Por lo general, el modo Bernstein en plasmas de baja densidad ($f_p \ll f_c$) ocurre a frecuencias próximas a los armónicos de la frecuencia ciclotrónica [38], por lo que estas (*IBW*) sí podrían generar una componente de iones supratérmicos.

Actualmente, diferentes grupos están investigando posibles mecanismos para explicar el origen de la componente de alta energía en dispositivos de fusión. En particular, uno de ellos propone las inestabilidades acústicas iónicas excitadas por corriente como un candidato capaz de resonar con los electrones y los iones simultáneamente en el *tokamak TCV* [39]. Sin embargo, es más difícil que este mecanismo sea operativo en un *stellarator*, ya que se necesita que o bien la velocidad de deriva de los electrones debida a la corriente esté por encima de un cierto umbral, o que exista una anisotropía en la temperatura [40]. Este tipo de mecanismos tan sólo podrían darse en las “*current sheet*” de las islas magnéticas en un *stellarator* donde, como se ha observado en experimentos muy controlados, se han detectado simultáneamente: generación de rayos X, producción de turbulencia y calentamiento iónico.

En este capítulo se ha mostrado la existencia de colas altamente energéticas en el *stellarator* TJ-II durante descargas calentadas por *ECRH* en segundo armónico, así como su influencia en el calentamiento del plasma base. Sin embargo, se ha discutido cómo el mecanismo responsable de esta población supratérmica en los dispositivos de fusión es aún un campo abierto, y que necesita un mayor apoyo teórico y de más observaciones experimentales sobre el tipo de ondas que se producen en el calentamiento *ECRH* para poder ser explicada.

Referencias.

- [1] Yu N. Dnestrovskij, S.E. Lysenko y A.I. Kislyakov, “Recombination-induced neutral particle flux in tokamaks”, *Nucl. Fusion* **19**, 293 (1979).
- [2] E. Busche, H. Euringer y R. Jaspers, “Measurement of deuterium ion temperature profiles at TEXTOR-94”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 1327 (1997).
- [3] M. Larionov *et al.*, “Measurement of ion temperature from doppler broadening of the hydrogen lines in the FT-1 tokamak”, *Sov. J. Plas. Phys.* **16**, 696 (1990).
- [4] B. Zurro y C. Burgos, “A code for calculating spectral line shapes in tokamaks and assisting in experimental data interpretation”, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 5196 (1992).
- [5] M. von Hellermann, “Quantitative Spectroscopy For Fusion Plasmas”, JET-P(94)08.
- [6] K.J. McCarthy, B. Zurro, R. Balbín, A. Baciero, J. Herranz e I. Pastor, “Results of an experiment relating apparent Doppler ion temperatures with non-thermal velocities in hot-fusion plasmas”, *Europhys. Lett.* **63**, 49 (2003).
- [7] J.D. Evans, G.J. Morales y R.J. Taylor, “Observation of perpendicular ion acceleration in toroidal plasmas”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1528 (1992).
- [8] V. Erckmann *et al.*, “Wave absorption and transport studies on ECR-heated stellarator plasmas in W VII-A”, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. X Inter. Conf., London)* vol. **2**, P-419 (1984).
- [9] Z.A. Pietrzyk, A. Pochelon, R. Behn, A. Bondeson, M. Dutch, T.P. Goodman, M.Q. Tran y D.R. Whaley, “Electron cyclotron resonance heating on the TCA tokamak”, *Nucl. Fusion* **33**, 197 (1993).
- [10] D.G. Bulyginsky *et al.*, “ECR-heating of plasma in FT-1 tokamak and its influence on the ion component”, *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 11th Eur. Conf., Aachen)*, vol. **7D**, Part I 457 (1983).
- [11] M. Kaneko *et al.*, “Charge-exchange neutral particle measurements in helical-axis Heliotron J”, *Proc. 30th EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Physics (St. Petersburg)* vol. **27A**, P-3.28 (2003).
- [12] H. Okada, Y. Tori, S. Kobayashi *et al.*, “Formation and confinement of high-energy ions in Heliotron J”, *Fusion Sci. and Technol.* **50**, 287 (2006).
- [13] Y. Marandet, P. Genesio, M. Koubiti, L. Godbert-Mouret, B. Felts, R. Stamm, H. Capes y R. Guirlet, “Characterization of tokamak edge plasmas using spectroscopic line profiles”, *Nuclear Fusion* **44**, S118 (2004).
- [14] M.P. Leubner, “Fundamental issues on kappa-distributions in space plasmas and interplanetary proton distributions”, *Phys. of Plasmas* **11**, 1308 (2004).

- [15] J.M. Fontdecaba *et al.*, “Energy-resolved neutral particle fluxes in TJ-II ECRH plasmas”, *Fusion Sci. and Technol.* **46**, 271 (2004).
- [16] A.R. Striganov y N.S. Sventitskii, “Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms”. IFI/Plenum, New York (1968).
- [17] J. Guasp *et al.*, “Thermal Load Calculations at TJ-II Vacuum Vessel Under Neutral Beam Injection”, *Fusion Sci. and Technol.* **35**, 32 (1999).
- [18] B. Zurro, A. Baciero, D. Rapisarda, V. Tribaldos y TJ-II Team, “Comparison of impurity poloidal rotation in ECRH and NBI discharges of the TJ-II heliac”, *Fusion Sci. Technol.* **50**, 419 (2006).
- [19] B. Zurro, C. Hidalgo, B. García-Castañer y C. Pardo, “Observation of thermal decoupling of highly ionized impurities and protons in the TJ-I tokamak and its interpretation”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **32**, 565 (1990).
- [20] C.W. Barnes, T.R. Jarboe, H.W. Hoida, B.L. Wright, R.A. Hulse, y D.E. Post, “Zero-dimensional energy balance modelling of the CTX spheromak experiment”, *Nucl. Fusion* **25**, 1657 (1985).
- [21] L.A. Berry, J.F. Clarke y J.T.Hogan, “Ion energy containment in the Oak Ridge tokamak”, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 362 (1974).
- [22] J. Wesson, “Tokamaks”. Oxford Science Publications, Oxford (2004).
- [23] L. Spitzer, “Physics of Fully Ionized Gases”. Interscience Publishers, New York (1956).
- [24] K.J. McCarthy *et al.*, “A first study of impurity behavior during externally induced radial electric fields in the TJ-II stellarator”, *Fusion Sci. and Technol.* **46**, 129 (2004).
- [25] M.A. Ochando, F. Medina y equipo TJ-II, “Emissivity toroidal asymmetries induced by ECRH driven convective fluxes in the TJ-II stellarator”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 221 (2003).
- [26] D. Rapisarda, B. Zurro, V. Tribaldos, A. Baciero y equipo TJ-II, “A study of ion heating by means of spectroscopic techniques in the TJ-II stellarator”, *Proc. 33rd EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Physics (Roma)* P1-133 (2006).
- [27] NIST 2005 Atomic Spectra Databases (Web. Version 3.1.0, National Institute of Standards and Technology).
- [28] T. Sato *et al.*, “Ion temperature measurements in the range of 0.1-1 eV by means of the Doppler broadening of the 4686 Å He II line”, *Plasma Phys.* **15**, 921 (1973).

- [29] A. Baciero, B. Zurro, K.J. McCarthy y V. Tribaldos, “A multi-channel spectroscopic system for measuring impurity ion temperatures and poloidal rotation velocities in TJ-II”, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 971 (2001).
- [30] K. Uchino *et al.*, “Studies of Particle Behaviour in Heliotron E by Means of Balmer-Alpha Laser Fluorescence Spectroscopy”, *Journal of the Physical Society of Japan* **57**, 909 (1988).
- [31] G.T. Razdobarin, V.V. Semenov, L.V. Sokolova, I.P. Folomkin, V.S. Burakov, P.Ya. Misakov, P.A. Naumenkov y S.V. Nechaev, “An absolute measurement of the neutral density profile in the tokamak plasma by resonance fluorescence on the H_{α} line”, *Nucl. Fusion* **19**, 1439 (1979).
- [32] J. Canik *et al.*, “Neutral Density Measurement and Modeling in HSX”, American Physical Society, 45th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, October 27-31, 2003, Albuquerque, New Mexico, MEETING ID: DPP03, abstract #RP1.005.
- [33] J. Guasp, comunicación privada.
- [34] G.M. Batanov *et al.*, “Plasma wave spectra during electron cyclotron heating in the L-2 stellarator”, *Sov. J. Plasma Phys.* **15**, 84 (1989).
- [35] F.S. McDermott *et al.*, “Observation of the parametric decay instability during electron cyclotron resonance heating on the Versator II tokamak”, *Phys. Fluids* **25**, 1488 (1982).
- [36] F.F. Chen, “Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion”. Plenum Press, New York (1984).
- [37] R.P. Sharma *et al.*, “Excitation of electron Bernstein and ion Bernstein waves by extraordinary electromagnetic pump: kinetic theory”, *Phys. Plasmas* **1**, 522 (1994).
- [38] G.K. Parks, “Physics of space plasmas: An introduction”. Westview Press, Oxford (2004).
- [39] Ch. Schlatter, B.P. Duval, A.N. Karpushov, E. Asp, S. Coda, E. Fable, T.P. Goodman, O. Sauter y V.S. Udintsev V S, “Conditions for anomalous energy and momentum transfer from electrons to ions in ECCD discharges on TCV”, *Proc. 33rd EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Physics (Roma)* P1-149 (2006).
- [40] J.J Rasmussen y R.W. Schrittwieser, “On the current-driven electrostatic ion-cyclotron instability: A review”, *IEEE Trans. PS* **19**, 457 (1991).

6. CONCLUSIONES.

Esta Memoria se ha centrado en el estudio de la dinámica de los iones presentes en un plasma de alta temperatura como es el del dispositivo TJ-II, llevándose a cabo las medidas a través de espectroscopia pasiva de emisión. Diversas herramientas para el análisis y estudio de los datos, como códigos de simulación y sistemas ópticos, han sido desarrolladas para el soporte de las medidas anteriormente mencionadas. Los principales logros y conclusiones alcanzados en esta Memoria se pueden agrupar en dos grandes apartados, uno instrumental y de análisis de datos y otro más centrado en la física del plasma del TJ-II.

- Las de naturaleza instrumental y de análisis de datos:

- Se ha desarrollado un método experimental de **calibración absoluta** para medir **velocidades de rotación** en plasmas de fusión a través de espectroscopia pasiva. El sistema emplea una única línea de visión, que se puede variar entre descarga y descarga. Su resolución temporal es de 15 – 50 ms y tiene una precisión excelente, con errores intrínsecos por debajo de 0.3 km / s.
- Como complemento al sistema de calibración, se ha diseñado una **montura** para **fibras ópticas** de tipo “*gymbal*” con el objetivo de realizar **barridos espaciales**. Dicha montura posee tres grados de libertad, está motorizada y es controlada remotamente desde la sala de control.
- Las medidas que se obtienen con espectroscopia pasiva son integrales a lo largo de toda la cuerda de visión. Por ello se ha desarrollado un **procedimiento numérico capaz de simular la emisión de líneas espectrales** para una geometría dada, y así, partiendo de perfiles analíticos de emisividad, temperatura y rotación, poder obtener parámetros locales. El modelo es capaz de separar las contribuciones poloidal y toroidal teniendo en cuenta la topología magnética del TJ-II.

- Se ha desarrollado una **técnica de enmascaramiento** para atenuar la fuerte emisión central de la **línea H_{α}** , de tal forma que puedan obtenerse medidas más precisas de la temperatura protónica en el centro del plasma, con aplicación directa a dispositivos más densos y de mayor radio de plasma.
 - Se ha realizado un estudio del **efecto Zeeman** sobre las principales líneas de impurezas que se estudian en este trabajo: para los campos magnéticos con los que se trabaja, se ha encontrado que dicho efecto es **despreciable para las condiciones del plasma TJ-II** y no contribuye de forma apreciable a la anchura espectral de las líneas.
- Las de naturaleza física:
- La **rotación toroidal de iones del plasma base (protones) y de las impurezas** en el TJ-II muestra una **disminución al entrar los neutros del haz en juego**, debido en parte a la inyección externa de momento y en parte al notable aumento de la densidad del plasma, sin que se pueda dilucidar cuál es el dominante.
 - El **origen de la velocidad toroidal** observada también ha sido estudiado en base a los dos mecanismos dominantes en un plasma de este tipo: el campo eléctrico radial y las corrientes. Dicha velocidad, a bajas densidades o con sólo calentamiento *ECRH*, sólo podría ser debida a una deriva producida por un campo eléctrico radial siempre que éste fuese negativo, lo que no sería consistente con otros datos del TJ-II que muestran que es positivo a esas densidades.
 - **Se ha relacionado por primera vez la velocidad de rotación toroidal iónica** en un *stellarator*, calentado exclusivamente por *ECRH*, **con la corriente de bootstrap** de los iones, encontrándose que la velocidad medida es consistente en dirección y sentido con la predicha por la teoría neoclásica. Además, tienen el mismo orden de magnitud (con una diferencia de un factor 2).
 - El **estudio de la temperatura iónica** se realizó en dos escenarios de calentamiento diferentes: *ECRH* y *NBI*. Se observó que la inyección de neutros

no afecta a la temperatura iónica del borde, mientras que la temperatura central puede verse incrementada cuando el haz entra en juego. Sin embargo esto no ocurre en todas las ocasiones, no pudiéndose afirmar que realmente la deposición de potencia esté siendo efectiva en todos los casos.

- Las colas espectrales de la línea H_{α} han mostrado la **existencia de una componente protónica de alta energía**, observada tanto en dirección paralela como perpendicular al campo magnético, y con dos dispositivos espectrales independientes. Este resultado sugiere, **en el caso de ECRH**, la existencia de una población no despreciable de iones supratérmicos.
- Se ha encontrado una **relación directa entre la potencia de microondas inyectada al plasma y una mayor temperatura de la componente supratérmica**, lo que sugiere una interacción onda-partícula, pero el mecanismo concreto no ha sido aún identificado.
- Para estudiar el **papel que** la población supratérmica **juega en el calentamiento de los iones térmicos**, se ha desarrollado un **código numérico** que tiene en cuenta el **balance de potencia** entre las diferentes especies del plasma, encontrando que resulta absolutamente necesaria para poder dar cuenta de las temperaturas iónicas térmicas observadas en TJ-II. La elevada concentración de neutros de los plasmas en TJ-II hace que las pérdidas directas por intercambio de carga sean muy importantes, siendo este efecto compensado significativamente con el papel que juega la componente supratérmica de iones.

APÉNDICE A-I

En este apéndice se presenta una tabla con una selección de líneas espectrales usadas o que pueden usarse para espectroscopia pasiva en visible en el TJ-II. Se adjuntan las transiciones atómicas del elemento al que corresponden. En la última columna se indica el potencial de ionización de cada ión, para ilustrar la capacidad de penetración que tiene en el plasma.

Elemento emisor	Longitud de onda (Å)	Transición	Potencial de ionización (eV)
H _γ	4340.468	2p ² P ⁰ – 5d ² D	13.597
H _β	4861.332	2p ² P ⁰ – 4d ² D	
H _α	6562.7	2p ² P ⁰ – 3d ² D	
He I	5015.678	2s ¹ S ₀ – 3p ¹ P ₁ ⁰	24.586
He II	4685.682	3d ² D – 4f ² F ⁰	54.414
B III	4497.73	4f ² F ⁰ – 5g ² G	37.93
B V	2981.5	n = 5 – 6	259.38
C III	2296.87	2p ¹ P ₁ ⁰ – 2p ² ¹ D ₂	47.881
C III	4647.42	3s ³ S ₁ – 3p ³ P ₂ ⁰	
C V	2270.89	2s ³ S ₁ – 2p ³ P ₂ ⁰	392.067
C V	2277.92	2s ³ S ₁ – 2p ³ P ₁ ⁰	
C VI	3433.8	n = 6 – 7	489.946
C VI	5290.5	n = 7 – 8	
O II	4097.26	3d ⁴ F _{7/2} – 4f ⁴ G _{9/2} ⁰	35.146
O IV	3729.03	3p ⁴ D _{5/2} – 3d ⁴ F _{7/2} ⁰	77.394
O IV	3736.85	3p ⁴ D _{7/2} – 3d ⁴ F _{9/2} ⁰	
O V	2781.01	3s ³ S ₁ – 3p ³ P ₂ ⁰	113.873

F II	3847.086	$3s\ ^5S_2^0 - 3p\ ^5P_3$	34.985
F II	3898.833	$3s\ ^3D^0 - 3p\ ^3F$	
F III	2600.551	$3p\ ^4D^0 - 3d\ ^4F$	62.659
F III	3042.8	$3s\ ^2D - 3p\ ^2F^0$	
F III	3121.515	$3s\ ^4P_{5/2} - 3p\ ^4D_{7/2}^0$	
F III	3174.125	$3s\ ^2P_{3/2} - 3p\ ^2D_{5/2}^0$	
F V	2702.3	$3s\ ^4P^0 - 3d\ ^4D$	
F VII	3246.6	$3s\ ^2S_{1/2} - 3p\ ^2P_{3/2}^0$	185.19
F VII	3277.0	$3s\ ^2S_{1/2} - 3p\ ^2P_{1/2}^0$	
Cr I	4254.331	$a^7S_3 - z^7P_4^0$	6.76
Cr I	4274.796	$a^7S_3 - z^7P_3^0$	
Cr I	4289.716	$a^7S_3 - z^7P_2^0$	

Referencias.

- [1] NIST 2005 Atomic Spectra Databases (Web. Version 3.1.0, National Institute of Standards and Technology).
- [2] K.J. McCarthy, B. Zurro y A. Baciero, “An Impurity Emission Survey in the near UV and Visible Spectral Ranges of Electron Cyclotron Heated (ECH) Plasmas in the TJ-II Stellarator”, CIEMAT Report **965** (2001).
- [3] A.R. Striganov y N.S. Sventitskii, “Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms”. IFI/Plenum, New York (1968).
- [4] J.V. Hofmann, “Visible Spectroscopy on ASDEX”, informe IPP/174 (1991).

APÉNDICE A-II

- LISTA DE ACRÓNIMOS -

ALCATOR C-MOD – tokamak situado en Cambridge, Massachussets, Estados Unidos.

CHS – stellarator situado en Toki, Japón.

CXRS – charge exchange recombination spectroscopy, siglas en inglés del diagnóstico de espectroscopia de recombinación por intercambio de carga.

DIII-D – tokamak situado en San Diego, California, Estados Unidos.

EBW – electron Bernstein wave, siglas en inglés de onda de tipo Bernstein electrónica.

ECE – electron cyclotron emission, siglas en inglés de emisión ciclotrónica de los electrones.

ECRH – electron cyclotron resonance heating, siglas en inglés del calentamiento a la frecuencia ciclotrónica de los electrones.

FT-I – tokamak situado en, Leningrado, antigua URSS.

FWHM – full width at half maximum, siglas en inglés que denotan la anchura de una línea espectral.

GALLEX – GALLium EXperiment, experimento radioquímico para detectar neutrinos provenientes de la cadena p-p del Sol.

HANBIT – dispositivo de confinamiento mediante espejos magnéticos que se encuentra en Daejeon, Corea.

HCL – hollow cathode lamp, siglas en inglés de lámpara de cátodo hueco.

HELIOTRON J – stellarator situado en Kyoto, Japón.

HIBP – heavy ion beam probe, siglas en inglés de la sonda para inyección de iones pesados en el plasma.

IBW – ion Bernstein wave, siglas en inglés de onda de tipo Bernstein iónica.

ICRF – ion cyclotron range of frequencies, siglas en inglés del calentamiento a la frecuencia ciclotrónica de los iones.

ITER – international thermonuclear experimental reactor. Experimento que representa la última fase experimental antes de la construcción del primer reactor de fusión de demostración. En latín, *ITER* significa “camino”.

JET – tokamak situado en Culham, Inglaterra.

LHD – *stellarator* situado en Toki, Japón.

L-2 – *stellarator* situado en Moscú, Rusia.

NBI – *neutral beam injection*, siglas en inglés de inyección por calentamiento de haces de partículas neutras.

NIST – *National Institute of Standards and Technology*.

NPA – *neutral particle analyzer*, siglas en inglés del diagnóstico analizador de partículas neutras.

ORMAK – *tokamak* que funcionó en Oak Ridge en los años 70, Tennessee, Estados Unidos.

ORNL – *Oak Ridge National Laboratory*, laboratorio nacional situado en Tennessee, Estados Unidos.

PDI – *parametric decay instabilities*, siglas en inglés de un tipo de inestabilidades generadas por decaimiento paramétrico de ondas.

RTP – *tokamak* situado en Nieuwegein, Holanda.

SMA – *single male subminiature version A*, siglas en inglés de un tipo de conector para fibras ópticas.

STELLARATOR – el término *stellarator* deriva del latín “*stella generator*”, generador de estrellas.

TCA – *tokamak* situado en Lausanne, Suiza (ya no opera).

TCV – *tokamak* situado en Lausanne, Suiza.

TEXT – *tokamak* situado en Austin, Texas, Estados Unidos.

TEXTOR – *tokamak* situado en Jülich, Alemania.

TJ-II – *stellarator* situado en Madrid, España.

ТОКАМАК – **тороидальная камера с магнитными катушками** (en español acrónimo del ruso *toroidalnaya, kamera, magnetitaya*), cámara toroidal con bobinas magnéticas.

TORE SUPRA – *tokamak* situado en Cadarache, Francia.

VERSATOR – *tokamak* situado en Cambridge, Massachussets, Estados Unidos.

VUV – *vacuum ultraviolet*, siglas en inglés de ultravioleta de vacío.

WENDELSTEIN 7-AS – *stellarator* situado en Garching, Alemania (ya no opera).

WENDELSTEIN 7-X – *stellarator* situado en Greifswald, Alemania (en construcción).

APÉNDICE A-III

- LISTA DE SÍMBOLOS USADOS -

a	radio menor del plasma de un dispositivo de fusión.
E, \vec{E}	campo eléctrico.
B, \vec{B}	campo magnético.
B_ϕ	componente del campo magnético en la dirección toroidal.
B_θ	componente del campo magnético en la dirección poloidal.
E_r	campo eléctrico radial.
g	factor de Landé.
I_{eq}	corriente de plasma equivalente.
I_Z	intensidad de las componentes Zeeman.
\vec{j}	densidad de corriente.
\vec{J}	momento angular electrónico.
j_B	corriente de <i>bootstrap</i> .
m_i, A_i	masa del ión.
\bar{n}_e	densidad electrónica de línea media.
n	densidad.
p	presión.
P_{ei}	potencia transferida por colisiones electrón-ión.
$Q_{\alpha\beta}$	ritmo de transferencia de energía de la partícula α a la componente β del plasma.
r	radio.
R	radio mayor de un dispositivo de fusión toroidal, definido desde el centro físico de la máquina.
T	temperatura cinética.
V	volumen.
V_p	potencial de ionización.
v_E	velocidad de deriva ExB.
v_{Th}	velocidad térmica.
v_ϕ	velocidad de rotación toroidal.

v_θ	velocidad de rotación poloidal.
W_i	contenido energético iónico.
Z_i	carga del ión.
ε	emisividad de radiación.
ι	transformada rotacional.
ϕ	ángulo toroidal.
θ	ángulo poloidal.
$\bar{\mu}$	momento magnético.
$\Delta\lambda$	ensanchamiento de una línea espectral.
λ_o	longitud de onda en reposo de una línea espectral.
λ_Z	longitud de onda de una componente Zeeman.
ρ	radio efectivo del plasma.
Ψ	flujo magnético.
σ	sección eficaz.
τ	tiempo característico de termalización.
τ_E	tiempo de confinamiento de la energía.
ω_c	frecuencia ciclotrónica.
ω_p	frecuencia del plasma.
ω_{LH}	frecuencia híbrida inferior.

PUBLICACIONES

Artículos publicados en revistas internacionales.

1. **D. Rapisarda**, B. Zurro, A. Moroño y A. Baciero
“New technique to observe the emission of fast protons from the plasma bulk with improved sensitivity”
Review of Scientific Instruments, **77** (10): 10F519 1-3 Oct. (2006).
2. **D. Rapisarda**, B. Zurro, V. Tribaldos, A. Baciero
“A numerical procedure to simulate cord-integrated passive spectroscopy measurements in TJ-II plasmas”
Fusion Science and Technology, **50** (2): 320-325 Ago. (2006).
3. **D. Rapisarda**, B. Zurro, A. Baciero, V. Tribaldos
“Novel passive spectroscopy system for absolutely referenced plasma rotation measurements in clean plasmas”
Review of Scientific Instruments, **77** (3): 33506-33506 Part 1 Mar. (2006).
4. **D. Rapisarda** y B. Zurro
“Toroidal rotation of protons and impurities in the TJ-II stellarator”
Stellarator News, **95** Nov. (2004).
5. M. A. Ochando, F. Medina, B. Zurro, K. J. McCarthy, A. Baciero, **D. Rapisarda**, J. M. Carmona y D. Jiménez
“Effect of suprathermal electrons on the impurity ionization state”
Aceptado para publicación en Plasma Physics and Controlled Fusion.
6. B. Zurro, A. Baciero, **D. Rapisarda**, V. Tribaldos y equipo TJ-II
“Comparison of impurity poloidal rotation in ECRH and NBI discharges of the TJ-II heliac”
Fusion Science and Technology, **50** (3): 419-427 Oct. (2006).

7. C. Hidalgo, C. Alejaldre, ..., **D. Rapisarda**, ...
“Overview of TJ-II experiments”
Nuclear Fusion, **45** (10): S266-S275 Oct. (2005).

8. B. Zurro, M.A. Ochando, A. Baciero, K.J. McCarthy, F. Medina, A. López-Sánchez, **D. Rapisarda**, D. Jiménez, A. Fernández, I. Pastor, y J. Herranz
“Method to deduce local impurity transport quantities from the evolution of tomographically reconstructed bolometer signals during tracer injection at TJ-II”
Review of Scientific Instruments, **75** (10): 4231-4233 Part 2 Oct. (2004).

Presentaciones a conferencias internacionales.

1. **D. Rapisarda**, B. Zurro, V. Tribaldos, A. Baciero y equipo TJ-II
“A study of ion heating by means of spectroscopic techniques in the TJ-II stellarator”
Proc. 33rd EPS Conference on Plasma Phys., Roma. 19 – 23 Jun., P-1.133 (2006).

2. **D. Rapisarda**, B. Zurro, A. Moroño, A. Baciero
“A new technique to observe the emission of fast protons from the plasma bulk with improved sensitivity”
16th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Williamsburg, Virginia. 7 – 11 May. (2006).

3. **D. Rapisarda**, B. Zurro, V. Tribaldos, A. Baciero, D. Jiménez y equipo TJ-II
“Toroidal rotation measurements in TJ-II and its relation with the bootstrap current”
47th Annual DPP Meeting, American Physical Society, Denver, Colorado. Oct. 24-28, LP1.013 (2005).

4. **D. Rapisarda**, B. Zurro, V. Tribaldos, A. Baciero, D. Jiménez y equipo TJ-II
“A simulation code to estimate / deduce local toroidal rotation profiles in TJ-II plasmas from chord-integrated measurements”
15th International Stellarator Workshop, Madrid. Oct. 3 – 7, P3-19 (2005).
5. **D. Rapisarda**, B. Zurro, A. Baciero, V. Tribaldos, E. Ascasíbar y equipo TJ-II
“An investigation of the relationship between toroidal rotation and bootstrap current in the TJ-II stellarator”
Proc. 32nd EPS Conference on Plasma Phys., Tarragona. 27 Jun. – 1 Jul., P-2.086 (2005).
6. **D. Rapisarda**, B. Zurro, A. Baciero, K. J. McCarthy, C. Fuentes, M. Liniers, J. Guasp y V. Tribaldos
“Toroidal rotation of protons and impurities in the TJ-II stellarator: ECRH heating versus unbalanced NBI”
Proc. 31st EPS Conference on Plasma Phys., Londres. 28 Jun. – 2 Jul., P-4.173 (2004).
7. B. Zurro, A. Baciero, **D. Rapisarda**, V. Tribaldos y equipo TJ-II
“A study of the electron to ion root transition in the TJ-II stellarator by means of impurity poloidal rotation measurements”
Proc. 33rd EPS Conference on Plasma Phys., Roma. 19 – 23 Jun., P-1.132 (2006).
8. B. Zurro, A. Baciero, **D. Rapisarda**, V. Tribaldos y equipo TJ-II
“Comparison of impurity poloidal rotation in ECRH and NBI discharges of the TJ-II heliac”
15th International Stellarator Workshop, Madrid. 3 – 7 Oct., P3-22 (2005).
9. M. Liniers, E. Ascasíbar, ..., **D. Rapisarda**, ...
“Recent results with NBI plasmas in TJ-II stellarator”
15th International Stellarator Workshop, Madrid. 3 – 7 Oct., P3-14 (2005).

10. B. Zurro, D. Jiménez, K.J. McCarthy, A. Baciero, M.A. Ochando, F. Medina, **D. Rapisarda**
“Feasibility study for a blow-off technique to real-time monitor dust particles in fusion plasmas”
 Proc. 32nd EPS Conference on Plasma Phys., Tarragona. 27 Jun. – 1 Jul., P-2.085 (2005).
11. M. A. Ochando, F. Medina, B. Zurro, K. J. McCarthy, J. A. Jiménez, A. Baciero, **D. Rapisarda**, J. M. Carmona y D. Jiménez
“Effect of suprathreshold electrons on impurity ionization state”
 Proc. 32nd EPS Conference on Plasma Phys., Tarragona. 27 Jun. – 1 Jul., P-2.029 (2005).
12. B. Zurro, M. A. Ochando, A. Baciero, R. Dux, A. Fernández, A. Cappa, V. Tribaldos, K. J. McCarthy, F. Medina, A. López-Sánchez, **D. Rapisarda**, I. Pastor, J. Herranz, y equipo TJ-II
“Probing the Influence of the Power Deposition Profile on Impurity Transport by Injecting Silicon in the TJ-II Stellarator”
 Proc. 31st EPS Conference on Plasma Phys., Londres. 28 Jun. – 2 Jul., P-4.169 (2004).
13. M. Liniers, C. Alejaldre, ..., **D. Rapisarda**, ...
“First experiments in NBI Heated Plasmas in the TJ-II stellarator”
 Proc. 31st EPS Conference on Plasma Phys., Londres. 28 Jun. – 2 Jul., P-4.183 (2004).
14. B. Zurro, M.A. Ochando, A. Baciero, R. Dux, K. J. McCarthy, F. Medina, A. López-Sánchez, **D. Rapisarda**, A. Fernández, I. Pastor y J. Herranz.
“A method to deduce local impurity transport quantities from the evolution of tomographically reconstructed bolometer signals during tracer injection at TJ-II.”
 15th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, San Diego, California. 19 – 22 Abr. (2004).

15. B. Zurro, M. A. Ochando, A. Baciero, R. Dux, K.J. McCarthy, F. Medina, López-Sánchez, **D. Rapisarda**, A. Fernández-Curto, I. Pastor, J. Herranz, y equipo TJ-II
“Transport analysis of impurities injected by laser ablation in the TJ-II stellarator”
Proc. 30th EPS Conference on Plasma Phys., San Petersburgo. 7 – 11 Jul., P-2.79 (2003).

16. A. Baciero, B. Zurro, K. J. McCarthy, M. A. Ochando, F. Medina, **D. Rapisarda**, J. Herranz, I. Pastor, C. Fuentes, J. Guasp y M. Liniers
“An original approach for deducing the Z_{eff} profile from visible bremsstrahlung in TJ-II plasmas with neutral beam injection”
Proc. 30th EPS Conference on Plasma Phys., San Petersburgo. 7 – 11 Jul., (2003).