Informes Técnicos Ciemat **1096**
Noviembre, 2006

Primeras Medidas de Rotación Toroidal de Protones e Impurezas en el Stellarator TJ-II

D. Rapisarda
B. Zurro
A. Baciero

Asociación EURATOM / CIEMAT para Fusión - 101

Laboratorio Nacional de Fusión por Confinamiento Magnético

Primeras Medidas de Rotación Toroidal de Protones e Impurezas en el Stellarator TJ-II.

Rapisarda, D.; Zurro, B.; Baciero, A.

45 pp. 27 figs. 10 refs.

Resumen:

Se presentan las primeras medidas absolutas de velocidad de rotation toroidal en el stellarator TJ-II a traves de espectroscopia pasiva de emision. Para la calibracion de las longitudes de onda se ha usado un sistema espectral que combina los espectros provenientes del plasma y de una lampara en tiempo real. Las medidas se ban realizado tanto para los protones del plasma como para algunos iones de impurezas (C^{4+}, He^{+}), en descargas generadas con calentamiento a la frecuencia ciclotronica de los electrones, y en descargas con calentamiento a partir de haces de partfculas neutras no balanceados. Se realiza una description de los equipos, asi como de los procesos de calibracion de los mismos y de analisis de datos.

First Roroidal Rotation Measurements of Protons and Impurities in the TJ-II Stellarator.

Rapisarda, D.; Zurro, B.; Baciero, A.

45 pp. 27 figs. 10 refs.

Abstract:
First absolute toroidal rotation measurements in the TJ-II stellarator, by using passive emission spectroscopy, are presented. The wavelength calibration is performed by using a spectral system which combines the spectra coming from the plasma and from a lamp in real time. Measurements have been made both for protons and some impurity ions (C^{4+}, He^{+}), in discharges created by electron cyclotron resonance heating, and in discharges with neutral beam injection heating.
In addition, a description of the systems as well as the calibration procedures an data analysis is addressed.

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70
TJ-I TOKAMAK; STELLARATORS; EMISSION SPECTROSCOPY; WAVELENGTHS; CALIBRATION; PROTONS; IONS; ELECTRON CYCLOTRON-RESONANCE; BEAM INJECTION HEATING

INDICE

1. INTRODUCCIÓN **3**

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS **7**

2.1. La Rotación y el Campo Eléctrico 7

2.2. El Intercambio de Carga 8

3. DESARROLLO EXPERIMENTAL **13**

3.1. Stellarator TJ-II 13

3.2. Sistema espectral 14

4. CALIBRACIÓN DEL SISTEMA: LINEALIDAD DEL DETECTOR **19**

5. MEDIDA DE LA ANCHURA INSTRUMENTAL **21**

5.1. Influencia de la Rendija del Espectrómetro 21

5.2. Orden de Difracción 22

6. ANÁLISIS DE DATOS **25**

6.1. Elección de Líneas 28

7. RESULTADOS Y DISCUSIÓN **29**

7.1 Rotación Toroidal con Calentamiento ECRH 29

*7.1.1. **Protones – H_α*** *30*

*7.1.2. **Impurezas*** *33*

7.2. Rotación Toroidal con NBI no balanceada 36

*7.2.1. **Protones – H_α*** *37*

*7.2.2. **Impurezas*** *39*

8. CONCLUSIONES **43**

1. INTRODUCCIÓN

La importancia de medir la velocidad de rotación radica no sólo en el conocimiento de la dinámica intrínseca de un plasma formado en un dispositivo de fusión, sino también en una medida que puede dar cuenta de los campos eléctricos que se forman, debido a que las especies en movimiento no son más que partículas cargadas.

La rotación en un plasma es debida al balance de momento inyectado, fundamentalmente a través de haces energéticos de partículas neutras, y al amortiguamiento que se produce debido al efecto de la viscosidad. Sin embargo, existe una rotación intrínseca no asociada a inyección de momento que es considerablemente menor en máquinas helicoidales (como el TJ-II) que en tokamaks. Velocidades de rotación típicas que se han observado [1] son:

poloidal $v_\theta = 10^3 - 10^4$ m/s

toroidal $v_\phi = 10^4 - 10^6$ m/s

En plasmas calentados óhmicamente, como en el dispositivo TEXT, se ha observado que en el centro del plasma la componente toroidal del flujo va a favor de la dirección de la corriente del plasma, mientras que cerca de la última superficie cerrada de flujo, cambia su dirección. Este comportamiento se puede correlacionar empíricamente con una transición del modo L al modo H y teóricamente con la eliminación de la turbulencia, lo que supone una mejora en el confinamiento [2]. Esta transición también ha sido observada en diferentes dispositivos como ASDEX, DIII-D y JFT-2M [1].

Por otro lado, la rotación toroidal es máxima en el centro del plasma, como muestran los resultados del torsatrón/heliotrón CHS, y va disminuyendo a medida que nos acercamos al borde, mientras que la poloidal aumenta hacia la periferia [1]. Otro resultado no menos interesante, recogido en la referencia [3] y comprobado de una manera empírica en el tokamak TJ-I, es que la velocidad de rotación toroidal tiene una clara dependencia con la densidad, aumentando a medida que disminuimos esta última, lo cual debería ser consecuencia directa de la menor influencia de la viscosidad.

Intentaremos contrastar todos estos resultados en un dispositivo como el TJ-II, en el que el calentamiento no es óhmico, sino que se produce por efecto de las microondas a la frecuencia ciclotrónica de los electrones (ECRH, *electron cyclotron resonance heating*).

Como ya se ha dicho al comienzo de esta introducción, una de las principales aplicaciones de las medidas realizadas sobre la velocidad de rotación es una posterior deducción del campo eléctrico del plasma. El campo eléctrico radial E_r cambia por sí mismo el transporte de partículas o de calor a través del transporte neoclásico. Sin embargo, en un sistema de confinamiento tipo tokamak, todos los efectos directos del E_r se cancelan de las ecuaciones fundamentales del transporte y el E_r no es importante [1]. En el caso de un stellarator, su efecto puede ser clave para la mejora en el confinamiento de partículas y de energía.

El principal problema que nos encontramos en el estudio de flujos en el plasma, es que en la mayoría de los experimentos las medidas se restringen a las impurezas, mientras que la teoría ha sido desarrollada fundamentalmente para los propios iones del plasma. Esto se debe a la dificultad de medir la rotación (o flujo) de estos últimos. Así, la velocidad en el centro del plasma normalmente se mide a través del desplazamiento

Doppler de líneas de emisión de impurezas, pero no para los protones. La causa principal es que la intensa emisión del borde de líneas como H_α o D_α enmascaran la débil emisión procedente del centro. Por lo tanto, cuando se compara la velocidad medida a través de impurezas con la teoría, las diferencias entre la rotación de las mismas y los protones pueden ser importantes [1].

Por tanto, vemos cómo la espectroscopía juega un papel primordial en este tipo de medidas en contraste con otros diagnósticos, ya que el método óptico puede observar neutros acercándose y alejándose del espectrómetro, mientras que los detectores de partículas sólo pueden hacer un seguimiento de las mismas cuando se mueven hacia el propio detector. De hecho, es posible distinguirlas ya que los fotones emitidos están desplazados hacia el rojo o el azul por efecto Doppler, dependiendo del vector de dirección del ión emisor.

La impureza que más se ha utilizado para hacer medidas es el carbono, porque en la mayoría de dispositivos de fusión está muy presente en el plasma. Este carbono se encuentra en grados muy altos de ionización, y proviene del limitador, divertor e incluso de la propia pared de la cámara de vacío vía sputtering físico. La transición n = 7-6 (λ=343.37 nm) o la transición n = 8-7 (λ=529.05nm) son las que típicamente se emplean para el carbono en la región visible. Esta última tiene la ventaja de poseer una menor atenuación a lo largo de la fibra óptica y un mayor desplazamiento Doppler, además de no tener líneas parásitas cerca, por lo que es la más utilizada tanto en tokamaks como en stellarators [1].

El presente trabajo[1] es un estudio meramente empírico en el que tratamos de hacer una síntesis de las múltiples descargas que se han analizado, y que tiene como objetivo dar valores absolutos de las velocidades de rotación toroidal que se dan en el stellarator TJ-II. Para ello se ha empleado espectroscopía pasiva de emisión, en descargas generadas con calentamiento a la frecuencia ciclotrónica de los electrones, y en descargas con calentamiento a partir de haces de partículas neutras (NBI, *neutral beam injection*) no balanceados.

Entre las especies en estudio se encuentran impurezas tales como el carbono o el helio en diferentes estados de ionización, pero quizás el punto más interesante son las medidas de rotación de los protones del plasma, que aún no han sido reportadas para ningún otro dispositivo helicoidal. Además, la resolución temporal ha sido moderada, entre 15 y 40 ms, nos ha permitido seguir la evolución de la dinámica del plasma en nuestras medidas.

El trabajo se divide en 8 capítulos, en los que se reflejan diversos aspectos tanto del sistema experimental empleado, como del análisis de los datos y la posible interpretación de los mismos. En el apartado II tratamos de dar una justificación a las medidas de rotación toroidal en un stellarator, en relación con el campo eléctrico radial que se genera debido a la condición de neutralidad del plasma. Además, describimos el proceso dominante en nuestras medidas para protones, el de intercambio de carga.

En el capítulo III damos una breve descripción del TJ-II y sus principales características, así como del sistema de calentamiento por inyección de un haz de

[1] Los contenidos de este informe son los del trabajo de suficiencia investigadora presentado por David Rapisarda Socorro para la obtención del Diploma de Estudios Avanzados (DEA) en el departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear (Facultad de Ciencias Físicas) de la Universidad Complutense de Madrid en 2004.

partículas neutras. También haremos una descripción de nuestro sistema experimental, haciendo un breve repaso de la física del detector empleado y los componentes ópticos del sistema.

Los capítulos IV y V contienen las calibraciones de linealidad del detector y medida de la anchura instrumental, respectivamente. Se hace una breve descripción de la obtención de los datos y los resultados más significativos.

En el siguiente capítulo, se presenta el método de análisis de datos que se ha empleado, así como una breve reseña al programa informático con el que se realiza el cálculo del perfil de línea. También se hace una discusión sobre la elección de las líneas espectrales que se emplearon para medir la velocidad de rotación del plasma.

En el capítulo VII se muestran los resultados obtenidos experimentalmente en el TJ-II. Recogemos las velocidades de rotación medidas en diferentes condiciones de descarga (configuración magnética, densidad electrónica,…), para los distintos iones en estudio, y dos sistemas de calentamiento (*ECRH* y *NBI*).

Por último, en el capítulo VIII se presentan los principales resultados de este trabajo, así como las conclusiones que de ellos se desprenden.

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1. La Rotación y el Campo Eléctrico

Cuando las partículas sufren derivas en su movimiento como consecuencia de los campos magnéticos y eléctricos presentes, se produce un campo eléctrico radial que trata de mantener la neutralidad del plasma. Veamos cómo relacionar este campo, de una manera sencilla e ilustrativa, con la velocidad de rotación, partiendo de la ecuación de balance de fuerzas (o momentos) de la magnetohidrodinámica (MHD):

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

donde n es la densidad de partículas en estudio y m la masa de las mismas. $\vec{E}'$ es el campo eléctrico al que están sometidas dichas partículas, y 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 fuerza de la gravedad, la cual podríamos haber incluido en el conjunto de fuerzas externas. Por otro lado, tenemos que

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

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

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

Ahora haremos la suposición de que el plasma se encuentra en estado estacionario, y por tanto podemos despreciar la derivada temporal; con lo que obtenemos

sup. estado estacionario: d/dt = 0

$$0 = nq\vec{E} + nq\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B} - \vec{\nabla}p$$

por lo que finalmente nos queda, despejando el campo eléctrico

$$\boxed{\vec{E} = -\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B} + \frac{1}{nq}\vec{\nabla}p}$$

La componente que nos interesa de este campo es la radial, así que si descomponemos el vector $\boldsymbol{E}$ en sus correspondientes coordenadas cilíndricas se obtiene:

$$E_r = -(\mathrm{v}_\theta B_\Phi - \mathrm{v}_\Phi B_\theta) + \frac{1}{nq}\nabla_r p = \mathrm{v}_\Phi B_\theta - \mathrm{v}_\theta B_\Phi + \frac{1}{nq}\nabla_r p$$

donde el subíndice θ indica que es la componente poloidal, y el subíndice ϕ que se trata de la toroidal. Finalmente, en este sistema de coordenadas el gradiente de presión es directamente $\frac{\partial p}{\partial r}$, con lo que obtenemos:

$$\boxed{E_r = \mathrm{v}_\Phi B_\theta - \mathrm{v}_\theta B_\Phi + \frac{1}{nq}\frac{\partial p}{\partial r}}$$

En el dispositivo TJ-II, los perfiles de densidad y temperatura son muy planos para el caso de los protones del plasma, por lo que se puede considerar que lo mismo ocurre con el de presión, con lo que el gradiente es nulo [4]. Así concluimos que

$$\boxed{E_r = \mathrm{v}_\Phi B_\theta - \mathrm{v}_\theta B_\Phi}$$

Sin embargo, cuando tratamos con impurezas esto no es cierto, puesto que lo más probable es que su densidad presente un gradiente espacial, lo que a su vez modifica el gradiente de presión que ya no puede considerarse nulo. Éste es el caso de iones como el HeII, que con un potencial de ionización de 54.414 eV no pueden penetrar de manera importante en el plasma, y presentan un pico en su densidad. De aquí la importancia de poder medir velocidades de rotación poloidales y toroidales en el plasma con protones, pues las ecuaciones se simplifican enormemente.

No es objeto del presente trabajo dar una estimación de los campos eléctricos presentes en el plasma, pues necesitaríamos valores de rotación poloidal y perfiles de densidad y temperatura que por el momento no tenemos. Lo que sí queremos hacer notar es que la velocidad de rotación toroidal podría en muchos casos no ser despreciable en la ecuación, suposición que está muy extendida entre la comunidad científica de la física del plasma.

2.2. El Intercambio de Carga

Los átomos de hidrógeno neutro se mueven muy despacio y tienen mucha menos energía que los protones del plasma base. A menudo una colisión finaliza transfiriendo un electrón del átomo de hidrógeno al ion, sin mucho cambio en las energías de las partículas, como podemos ver en la figura 2.1.

El átomo de hidrógeno (color azul), habiendo perdido un electrón, se convierte en un ion (protón) que queda confinado por los campos presentes. Por otro lado, el ion (color rojo) que ha ganado un electrón ahora es neutro, convirtiéndose en un átomo neutro rápido que escapa del campo confinante al no ser ahora una partícula cargada.

En los dispositivos termonucleares de confinamiento magnético, donde existen protones o deuterones de elevada energía, los procesos de intercambio de carga CX (*charge exchange*) entre éstos y los neutros de hidrógeno dan origen a un grupo importante de neutros de alta energía que escapan de los campos de confinamiento sin

dificultad, y cuyo análisis proporciona la base de un importante método para medir la temperatura iónica. En este trabajo nos centraremos en las velocidades de rotación toroidal de la parte más interna del plasma, por lo que necesitamos conocer las propiedades de dichos protones.

Es bien sabido que los protones por sí mismos no emiten radiación, por lo que la única forma de extraer información óptica de ellos es a través de la emisión de partículas neutras formadas por intercambio de carga. En este proceso se producen un número importante de átomos en niveles excitados, que por emisión espontánea dan lugar a radiación óptica discreta, que refleja en la forma de la línea el estado cinético de los propios iones del plasma.

Podemos considerar dos procesos posibles en los que puede quedar el átomo resultante después de la colisión:

$$\mathbf{H(1s) + H^{+} \rightarrow H^{+} + H(1s)}$$

$$\mathbf{H(1s) + H^{+} \rightarrow H^{+} + H(3l)}$$

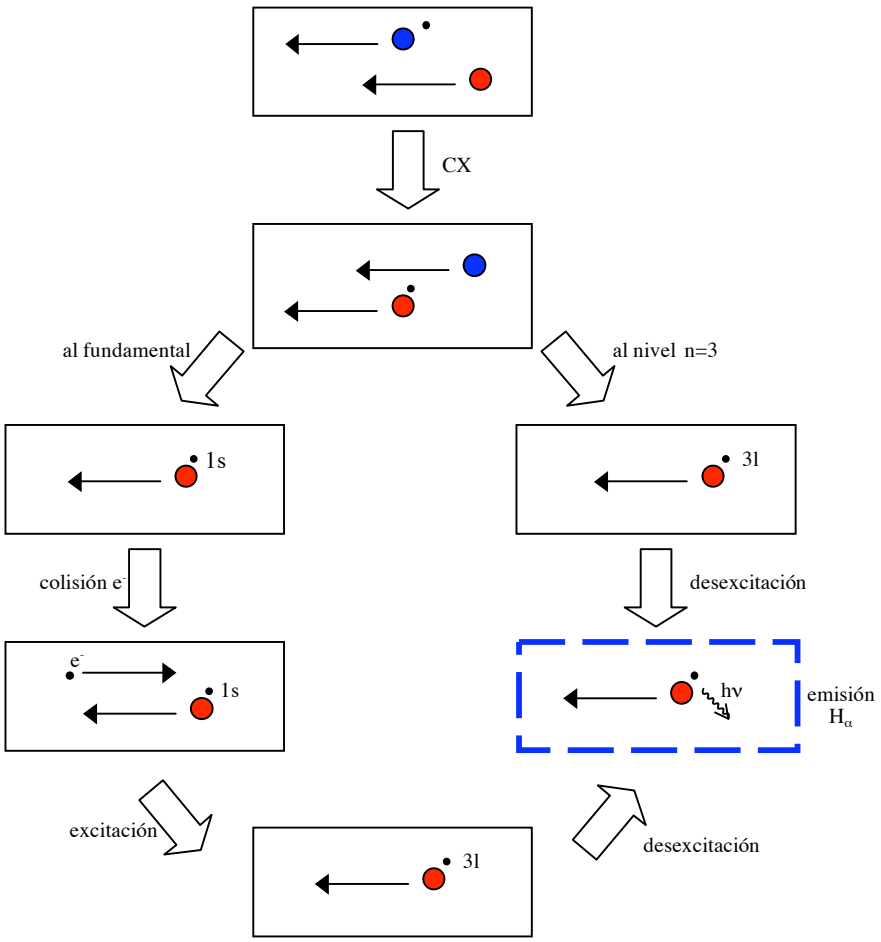


Figura 2.1. Esquema del proceso de intercambio de carga entre un protón de elevada energía (rojo) y un átomo neutro de hidrógeno más frío (azul).

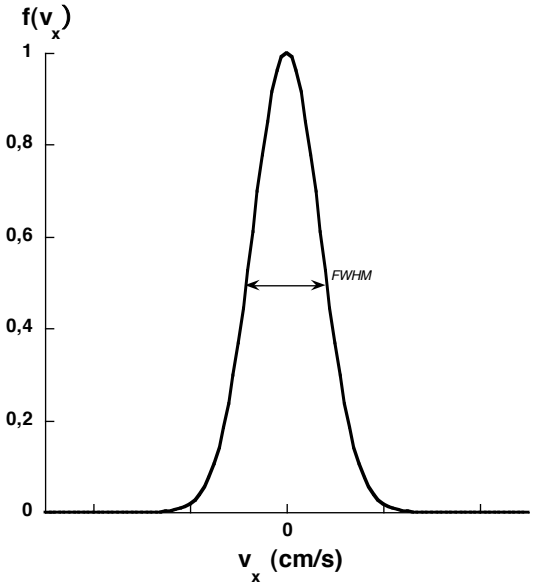
El fundamento de nuestro experimento se basa en que en este tipo de procesos, el neutro resultante conservará las propiedades que tenía antes de la colisión. Es decir, el

nuevo átomo de hidrógeno tendrá la misma velocidad que llevaba en el momento de ganar su electrón.

Podemos suponer en buena aproximación que la distribución de velocidades de los iones en el plasma es maxwelliana, o en otras palabras, las partículas se encuentran en equilibrio termodinámico. Esto nos permite definir una temperatura del plasma, que de alguna manera está relacionada con la anchura a mitad de altura de dicha distribución.

Por otro lado, una función de distribución maxwelliana está definida matemáticamente por una gaussiana, y tiene la forma

$$f(\vec{v})d^3v = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2+v_y^2+v_z^2)} dv_x dv_y dv_z$$



Que por simplicidad se ha representado en una dimensión, teniendo la forma que mostramos en la gráfica de la derecha (en el espacio 3D de velocidades sería una campana centrada en el origen de coordenadas).

y representa la probabilidad por unidad de tiempo de encontrar una partícula con velocidad v_i, en el intervalo (v, v+dv). Una de las características fundamentales que tiene es que su anchura a mitad de altura es proporcional a la raíz de la temperatura. Por otro lado, al cociente que acompaña al término de velocidades se le conoce como velocidad térmica de las partículas, y coincide con el valor de la velocidad más probable de la distribución.

$$\mathrm{v}_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \equiv \mathrm{v}_{Th}$$

Otra forma habitual de escribir la distribución de probabilidad maxwelliana es en función de la energía, obteniendo la siguiente relación:

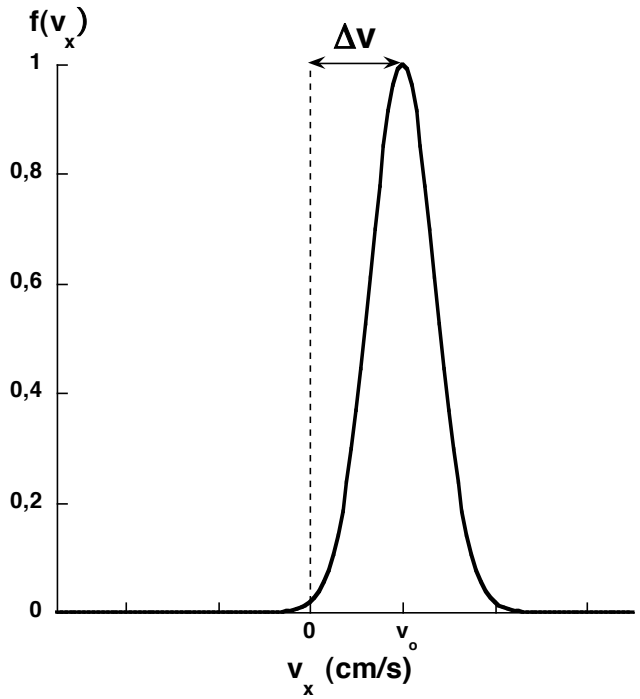
$$f(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{kT_i}\right)^{3/2} \sqrt{E}\, e^{-\frac{\mathrm{E}}{k\mathrm{T_i}}} dE$$

Hemos visto entonces que los protones de nuestro plasma quedan caracterizados por una función de distribución, la cual nos da información sobre su estado cinético. Esta es la base sobre la que desarrollaremos los análisis de nuestras líneas espectrales, las cuales ajustaremos en muy buena aproximación, como se discutirá en el capítulo 6, mediante gaussianas.

Recordemos que el objeto de este trabajo es dar una estimación de las velocidades de rotación toroidal que se alcanzan en la parte más central del plasma, poniendo especial énfasis en las medidas de los protones y comparándolas con las impurezas. Si incluimos un término en la exponencial de la función distribución de velocidades que la desplace de su origen, desplazamiento que puede medirse mediante técnicas espectroscópicas, nos queda:

$$f(\vec{v})d^3v = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2kT}((v_x - v_o)^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z$$

Este nuevo término está representado dimensionalmente por una velocidad, por lo que en principio, y como aproximación de orden cero, supondremos que este desplazamiento Doppler del centro de las líneas espectrales está asociado a una rotación pura.



3. DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1. Stellarator TJ-II

El stellarator TJ-II es un dispositivo de tamaño medio que aborda diversos temas de la física experimental de los plasmas de fusión por confinamiento magnético. Sus principales características son:

Radio mayor:	R=1.5 m
Campo magnético promedio:	B = 1T
Número de periodos:	4
Número de bobinas de campo toroidal:	32
Transformada rotacional en el eje magnético:	$0.96 < \iota < 2.5$
Radio promedio del plasma:	$0.1 < a < 0.25$ m
Shear:	$-1 <$ shear < 10 %
Profundidad de pozo magnético:	$0 < w < 6$ %

Tiene una disposición de bobinas que permite una gran variedad de configuraciones magnéticas, y por lo tanto un amplio rango de valores de transformada rotacional (iota), siendo ésta su característica más especial y que lo distingue de otros stellarators. La trampa magnética se consigue mediante un conjunto de 32 bobinas que generan el campo toroidal, dos bobinas centrales (una circular y otra helicoidal) que crean el giro tridimensional del eje central de la configuración, y dos bobinas (2.25 m de radio) que crean el campo poloidal (ver figura 3.1.).

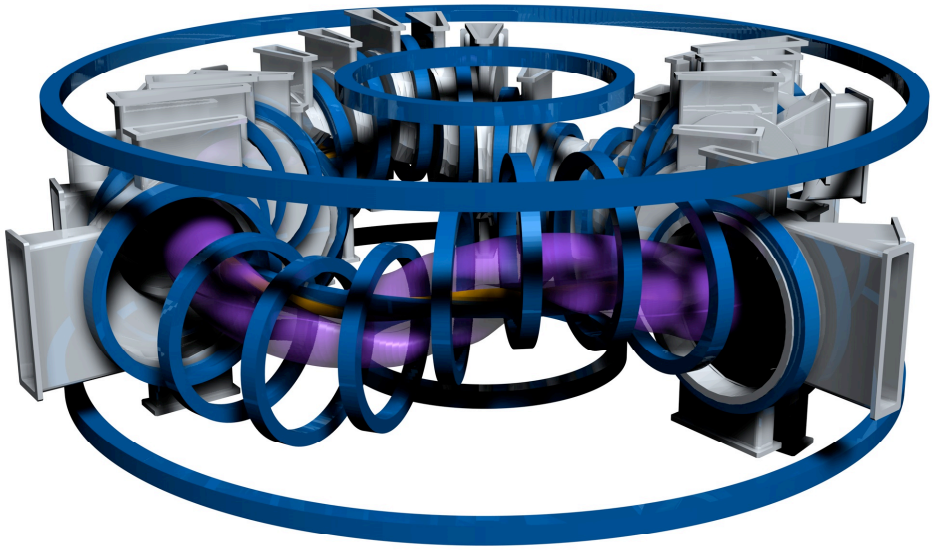


Figura 3.1. Disposición geométrica de las bobinas del TJ-II y sus ventanas de observación. En color púrpura vemos la posición del plasma.

El plasma es generado y calentado mediante dos girotrones que operan resonando en el 2º armónico a la frecuencia ciclotrónica electrónica (ECH, a 53.2 GHz, con una potencia máxima inyectada de 400 kW), y actualmente se está probando uno de

los haces de calentamiento NBI (*neutral beam injection*), que inyecta paralelamente a la dirección del campo magnético un haz de de partículas neutras. Los parámetros del haz de neutros correspondientes a las descargas que se han estudiado en este trabajo, aparecen en la tabla 3.1.

INYECTOR DE PARTÍCULAS NEUTRAS (NBI)	
Potencia Inyectada	160 – 180 kW
Voltaje Accel.	28 kV
Corriente Accel.	45 A
Voltaje Deccel.	1.4 kV
Corriente Deccel.	4.5 A
Voltaje de arco	118 V
Corriente de arco	700 A
Anchura del pulso	100 – 150 ms
Divergencia teórica	1.3º

Tabla 3.1. Características principales del haz de calentamiento durante la campaña experimental.

Durante la toma de medidas se emplearon dos posiciones toroidales aproximadamente a 180º la una de la otra, con el fin de contrastar la propagación de los efectos de la inyección de neutros en el plasma. Una de las ventanas de observación se encuentra justo en la posición en la que se encuentra situado el inyector, en el sector D (ventana lateral, ϕ = - 9.45º) del TJ-II, siendo la línea de observación paralela a la entrada de los neutros. La otra ventana empleada en este estudio se encuentra en el sector opuesto de la máquina, prácticamente a 180º de la primera (sector B, ventana lateral, ϕ = 170.56º). La idea es que las líneas de visión sigan al plasma toroidalmente.

3.2. Sistema espectral

Espectrómetro y óptica de colección

Para realizar la medida de la forma y desplazamiento de las líneas espectrales de emisión, se utilizó una fibra óptica de 1 mm de diámetro acoplada a un espectrómetro Czerny-Turner (McPherson, modelo 2051) de 1 metro de focal, equipado con una red de difracción de 1200 l/mm. En principio, disponemos de dos tipos de redes para realizar las medidas, una holográfica y otra rayada convencional. Hemos optado por la holográfica porque este tipo de redes presentan un menor grado de luz dispersada (*stray light*) y por tanto una forma de línea en principio más gaussiana que las redes convencionales. Esto es de especial interés en este trabajo, porque además de medir

velocidades de rotación hemos intentado dar una estimación de las temperaturas iónicas que se obtienen en TJ-II. Por ello hay que tener la mejor estimación de la anchura de las líneas, y que ésta dependa lo menos posible del sistema de medida. Otra ventaja de este tipo de redes es que su curva de eficiencia absoluta es bastante plana en comparación con la de la red clásica, bastante importante si tenemos en cuenta que medimos en diferentes zonas del espectro. La principal desventaja que presentan es que su eficiencia es algo menor que la de la red clásica.

Uno de los puntos fuertes de utilizar fibra óptica es la accesibilidad que nos da a diferentes zonas de la máquina. Para llegar a la ventana de inyección de neutros se empleó una fibra de aproximadamente 30 m de largo, mientras que para la posición toroidalmente opuesta usamos otra de 3 m, al encontrarse esta ventana más cerca del espectrómetro. La disposición de las líneas de visión, así como la situación del espectrómetro durante la toma de medidas quedan reflejadas en la figura 3.2. El principal problema de emplear esa fibra tan excesivamente larga radica en la pérdida de señal, por lo que surgieron problemas con algunas líneas débiles de impurezas al observar por la ventana de NBI.

En este sentido, y motivados por la necesidad de obtener la mayor accesibilidad a las diferentes ventanas con un buen control sobre la línea de visión de la fibra óptica, se decidió diseñar una montura para la misma que contase con la mayor cantidad de grados de libertad posibles. Así, optamos por una montura tipo 'gymbal' que controlase el ángulo poloidal y el ángulo toroidal, con regulación en altura. Además, el focalizador de la fibra se mueve solidariamente con la montura, lo que hace más sencillo situar la línea de observación. Dicho focalizador consta de una lente de cuarzo de 12.5 mm de diámetro y focal 33 mm, y puede modificar la distancia lente-fibra de tal forma que cambie la posición focal en el plasma.

La montura dispone de un ajuste fino en ambos ángulos con una precisión de ±1 grados, y está compuesta por materiales no magnéticos, con la idea de poder ser utilizada sin problemas cerca de la cámara de vacío del stellarator, donde los campos magnéticos son bastante elevados (típicamente donde va situada la montura el campo alcanza los 0.4 T)

Otra ventaja de este sistema, es que disponer de diferentes zonas de observación nos permite separar los efectos asociados al propio haz y su interacción con el plasma, de los debidos exclusivamente a este último. Además, es un buen test para ver si la inyección de partículas neutras repercute de manera significativa en la dinámica del plasma base, como se discutirá más adelante.

Detector OMA III

En el plano focal del espectrómetro se colocó el detector OMA III (analizador óptico multicanal, modelo 1420), que es un sistema capaz de simultanear la adquisición de datos espectrales en un amplio rango de longitudes de onda. Consiste en un conjunto de 700 fotodiodos intensificados de silicio, a los que nos referiremos de aquí en adelante como píxeles. El intensificador es de 18 mm de diámetro, y el rango de longitudes de onda que puede cubrir es desde 1800 Å hasta 9000 Å.

El resto de las principales características del detector OMAIII son las siguientes:

Ganancia (fotoelectrones/cuentas): ≤ 1
Desviación de la respuesta lineal: < 1%
Tamaño del píxel: 25 μm x 2.5 mm.

El OMA III tiene un intensificador acoplado mediante fibra óptica a un conjunto de fotodiodos de silicio, y la forma (muy brevemente) en la que se produce la detección es la que sigue. El intensificador incorpora un fotocátodo semitransparente que emite electrones. Éstos son acelerados, atravesando el pequeño espacio que hay hasta el intensificador, produciendo cada colisión electrones adicionales. Éstos son liberados y acelerados hacia una pantalla de fósforo mediante una diferencia de potencial de 5 kV. Al golpear el fósforo producen nuevos fotones, que ya por último son recogidos por la fibra óptica que acopla la pantalla de fósforo con el conjunto lineal de 700 fotodiodos de silicio.

La ventaja principal de este dispositivo es que contamos con resolución temporal, lo que nos puede ayudar a seguir la evolución del plasma a lo largo del tiempo. Por el contrario el sistema no está preparado para soportar un mazo de fibras, por lo que perdemos información espacial. La elección del tiempo de exposición se realizó observando resultados y comparando con datos anteriores: hay que tener en cuenta a la hora de la toma de medidas que un tiempo de integración demasiado grande se traduce en perder información a lo largo de la corta vida del plasma, mientras que escogiendo uno pequeño se disminuye la relación señal a ruido, con lo que los datos son algo menos fiables. Por tanto hay que llegar a un compromiso entre la mejor señal y la mejor resolución temporal. En este sentido y tras diversas pruebas llegamos a la conclusión de que los resultados óptimos se alcanzaban para tiempos de entre 15 y 20 ms para las medidas con protones. Para las impurezas, al tener menor nivel de señal, los tiempos de exposición variaron según el día de operación entre 20 y 40 ms.

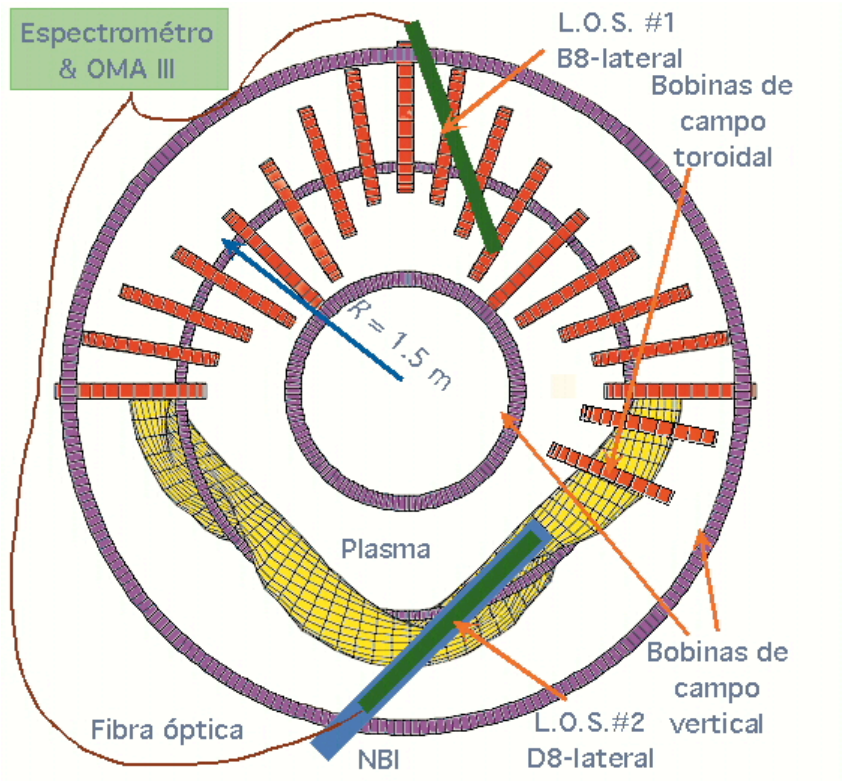


Figura 3.2. Vista aérea del TJ-II, situación del detector y el espectrómetro, y líneas de visión de las fibras ópticas (L.O.S. '*line of sigth*').

Sistema de calibración

Lo más complicado a la hora de dar una interpretación a los datos es fijar un cero para la velocidad, por lo que hay que tener mucho cuidado al establecer la referencia. En este sentido se ha implementado un método que permite calibrar *in situ* los datos experimentales con líneas espectrales provenientes de una lámpara.

En la ventana del sector B-8, junto al espectrómetro (Figura 3.2), se ha colocado una fibra óptica doble, cuyas ramas confluyen en la rendija de entrada del espectrómetro. Una de las fibras mira directamente al plasma, mientras que la otra es iluminada por una lámpara de cátodo hueco de Cd-Ne. De esta forma, nuestro detector recogerá la luz proveniente de los dos extremos, superponiéndola en un mismo espectro. La lámpara posee líneas que nos sirven para una calibración absoluta en las diferentes zonas espectrales que nos interesan en este trabajo, tales como la de H_α (donde encontramos líneas del neón) o la del CV (con líneas intensas del cadmio). En la figura 3.3 mostramos el espectro típico que observamos en la zona de 6562.5 Å.

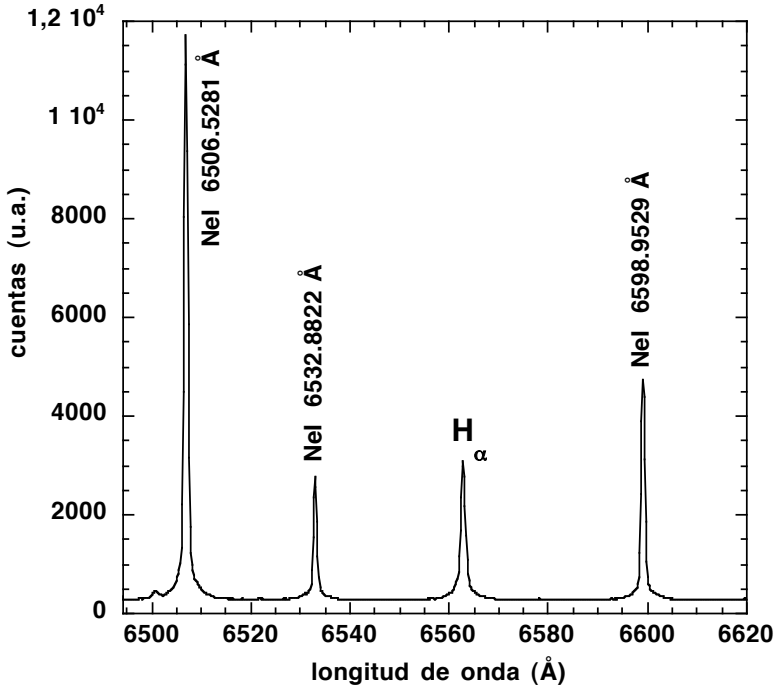


Figura 3.3. Espectro en la zona de la línea H_α para la descarga #11467, con líneas de calibración de una lámpara de cátodo hueco de Cd-Ne.

El fundamento en el que basaremos nuestras medidas, consiste en medir los desplazamientos por efecto Doppler de las líneas de las lámparas, y ver si son estables frente a los del plasma. La fuente de alimentación de la lámpara está muy bien estabilizada, por debajo del 5% de fluctuaciones, y los niveles de señal se puede apreciar que son muy buenos, por lo que el método de calibración resulta bastante robusto, como veremos en los resultados de medidas de rotación del plasma.

4. CALIBRACIÓN DEL SISTEMA: Linealidad del detector

Un aspecto importante que hemos de tener en cuenta a la hora de realizar nuestras medidas, es comprobar si el detector es lineal en relación a la cantidad de luz recibida. Esto resulta especialmente de interés cuando estamos observando una línea como H_α, que en TJ-II es verdaderamente intensa y puede incluso llegar a saturar el detector. Para ello hicimos una serie de medidas, ayudados por filtros neutros, con el objetivo de ver la cantidad de señal recogida en función de una atenuación conocida.

Los filtros de densidad neutra atenúan, separan o combinan rayos de luz sin una dependencia considerable de la longitud de onda, teniendo por tanto una gran aplicación cuando precisamos una atenuación bien conocida o en experimentos basados en el control de la luz. Por ejemplo, los haces pueden ser atenuados a niveles donde los fotómetros o radiómetros son más precisos y lineales, con lo que se aumenta su rango de utilidad. Para cuantificar la atenuación específica de estos filtros se utiliza la densidad óptica (OD, *optical density*), que está relacionada con la cantidad de energía transmitida a través del filtro, y se define como el logaritmo en base 10 de la inversa de la transmitancia:

$$O.D. = \log\left(\frac{1}{T}\right) \quad \text{o} \quad T = 10^{-O.D.} \qquad (4.1)$$

donde a 1/T también se le llama *opacidad*. Hay dos tipos fundamentales de filtros de densidad neutra: en absorción y en reflexión. Los primeros absorben la luz que no se quiere que se transmita, mientras que los segundos la reflejan, con el inconveniente de que hay que asegurarse de que esta luz reflejada no interfiera con el experimento.

El dispositivo experimental empleado consistió en un láser de He-Ne alineado con una fibra óptica y su focalizador correspondiente. Para atenuar la señal dispusimos de una serie de filtros de densidad neutra de distintas OD variando entre 0.3 y 3. Los resultados los recogemos en la siguiente gráfica, donde hemos representado el nivel de señal recogida por el detector y normalizada a su valor sin filtro frente a la OD correspondiente.

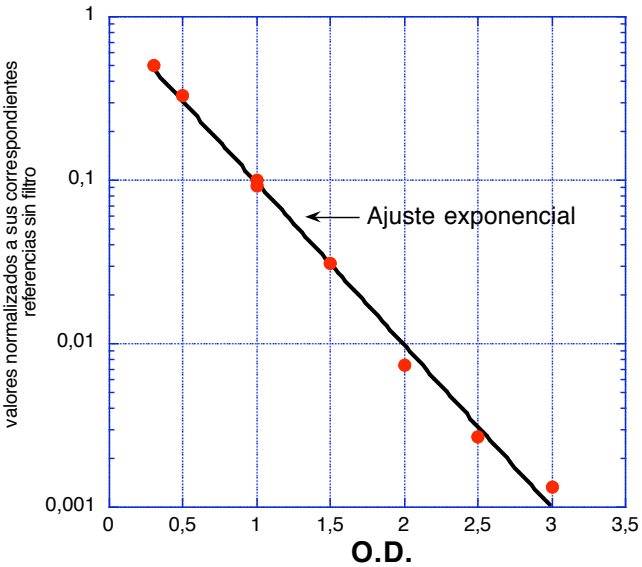


Figura 4.1. Curva de respuesta de nuestro detector en función de la densidad óptica (atenuación).

Si ahora escribimos el eje de abscisas, de acuerdo con (4.1), en términos de la transmitancia de los filtros obtenemos

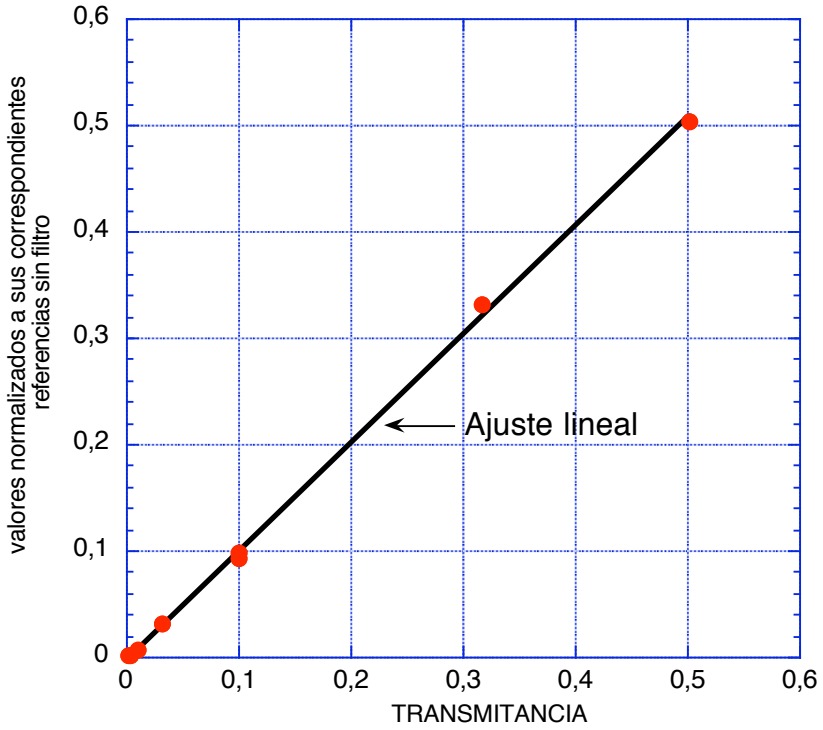


Figura 4.2. Curva de respuesta de nuestro detector en función de la transmitancia de un conjunto de filtros de densidad neutra.

vemos como la relación es casi perfectamente lineal, con un ajuste cuyo valor es

$$\mathbf{y = -0.0015763 + 1.0177x}$$
$$R = 0.99957$$

lo que nos indica que la respuesta de nuestro detector en principio no dependerá de la cantidad de señal que le llegue, o en otras palabras, independientemente de la cantidad de fotones procedentes del plasma que recoja nuestro sistema, al generar los fotoelectrones lo hará de forma lineal.

5. MEDIDA DE LA ANCHURA INSTRUMENTAL

Para poder dar cuenta de las temperaturas aparentes medidas, hay que tener una buena estimación de la anchura instrumental (FWHM, *full width at half maximum*) de nuestro sistema, para lo cual hemos supuesto que el perfil es gaussiano. A continuación pasamos a detallar las calibraciones que se llevaron a cabo.

5.1. Influencia de la Rendija del Espectrómetro

La finalidad de este experimento, aparte de ver cómo varían los diferentes parámetros del perfil de la línea una vez que atraviesa todo el sistema, es comprobar que el espectrómetro presenta un valor mínimo de anchura instrumental que no vamos a poder mejorar por mucho que cerremos la rendija de entrada.

Para la calibración se empleó un láser de He-Ne (λ = 6328.1653 Å), un difusor para no saturar el detector e iluminar plenamente el espectrómetro, y la fibra óptica con su correspondiente focalizador, tal y como se detalla en la figura 5.1.

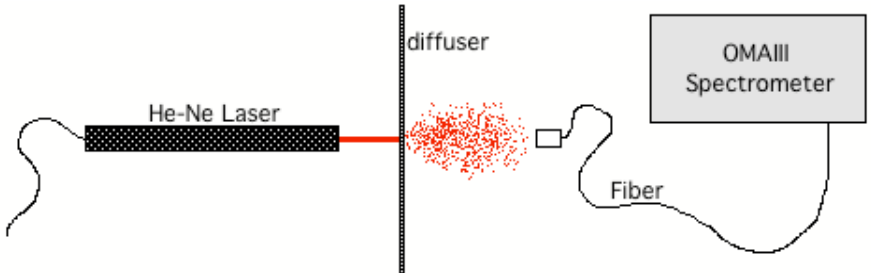


Figura 5.1. Dispositivo experimental para medir la anchura instrumental del espectrómetro.

Las medidas se tomaron para anchos de la rendija de entrada del espectrómetro de un valor nominal entre

$$25\ \mu m \leq \text{anchura de rendija} \leq 200\ \mu m$$

y dos tiempos de exposición diferentes, 50 ms y 150 ms. El primero es más cercano a los empleados durante los experimentos con plasma, con el fin de poder reproducir de la mejor manera posible las condiciones de medida. El segundo se ha tomado algo mayor para obtener datos con mejor estadística y por tanto tener un valor más preciso de la FWHM.

En las figuras 5.2 y 5.3 hemos representado la anchura instrumental que obtuvimos de las señales de la línea del láser, frente a la anchura de la rendija (expresada en micras). El ajuste que mejor representaba los datos era uno polinómico de segundo grado (parábola). De esta manera, encontramos que con un tiempo de exposición de 50 ms la tendencia es estabilizarse al valor FWHM = 1.97, mientras que

con un tiempo de 150 ms tiende a FWHM = 2. Quizás este último valor es más fiable si tenemos en cuenta que el ajuste parece mejor, y además sabemos que hay más señal, por lo que se introduce un menor error en la medida.

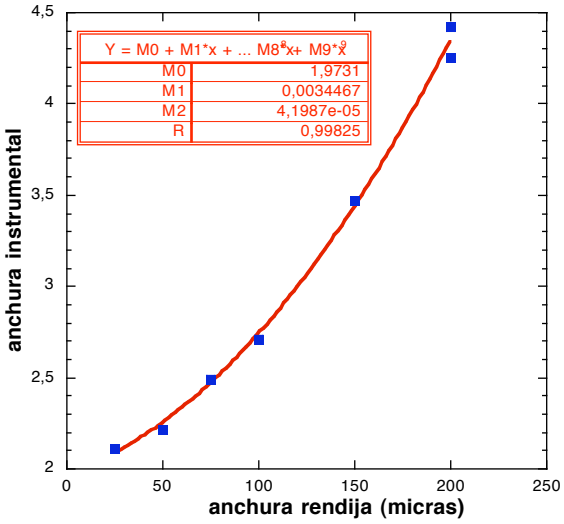


Figura 5.2. Variación de la FWHM instrumental frente a la anchura de la rendija del espectrómetro. ET = 50 ms.

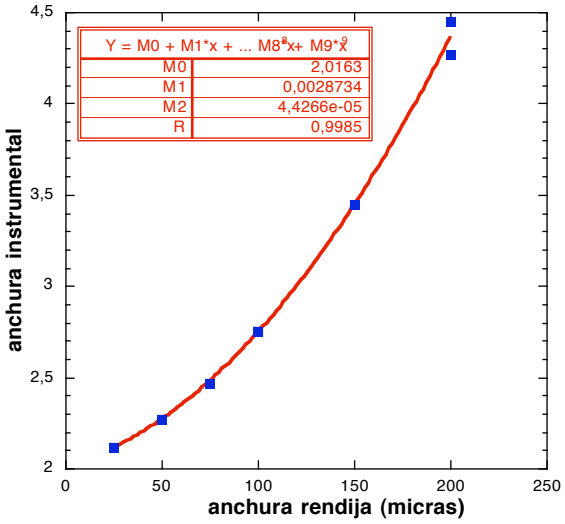


Figura 5.3. Variación de la FWHM instrumental frente a la anchura de la rendija del espectrómetro. ET = 150 ms.

5.2. Orden de Difracción

Algunas de las líneas de los elementos que hemos observado las medimos en segundo orden, con el objeto de poder resolverlas mejor. Esto nos puede introducir una variación en la anchura instrumental que ahora vamos a tratar de cuantificar. Para ello hemos escogido una lámpara de cátodo hueco de Ni, que tiene varias líneas en la zona del CV 2271 (que es la línea de impurezas que observamos en 2º orden en el plasma).

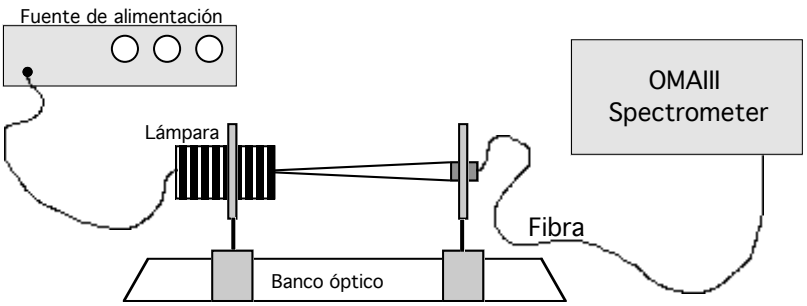


Figura 5.4. Dispositivo experimental para medir la FWHM instrumental en función del orden de difracción con una lámpara de Ni.

El procedimiento fue el siguiente: tomamos medidas de una zona del espectro en torno a 4500 Å, donde hay tanto líneas de primer orden, como la 4604.987 Å del NiI, como algunas de segundo del Ni. Posteriormente medimos con un filtro de visible

(ancho de banda ~ 4000-7000 Å) exactamente en la misma zona, de tal forma que las líneas que estuviésemos viendo sólo fuesen las de 1er orden. De esta manera, y comparando ambos espectros podríamos discernir entre la anchura instrumental asociada a unos y otros órdenes.

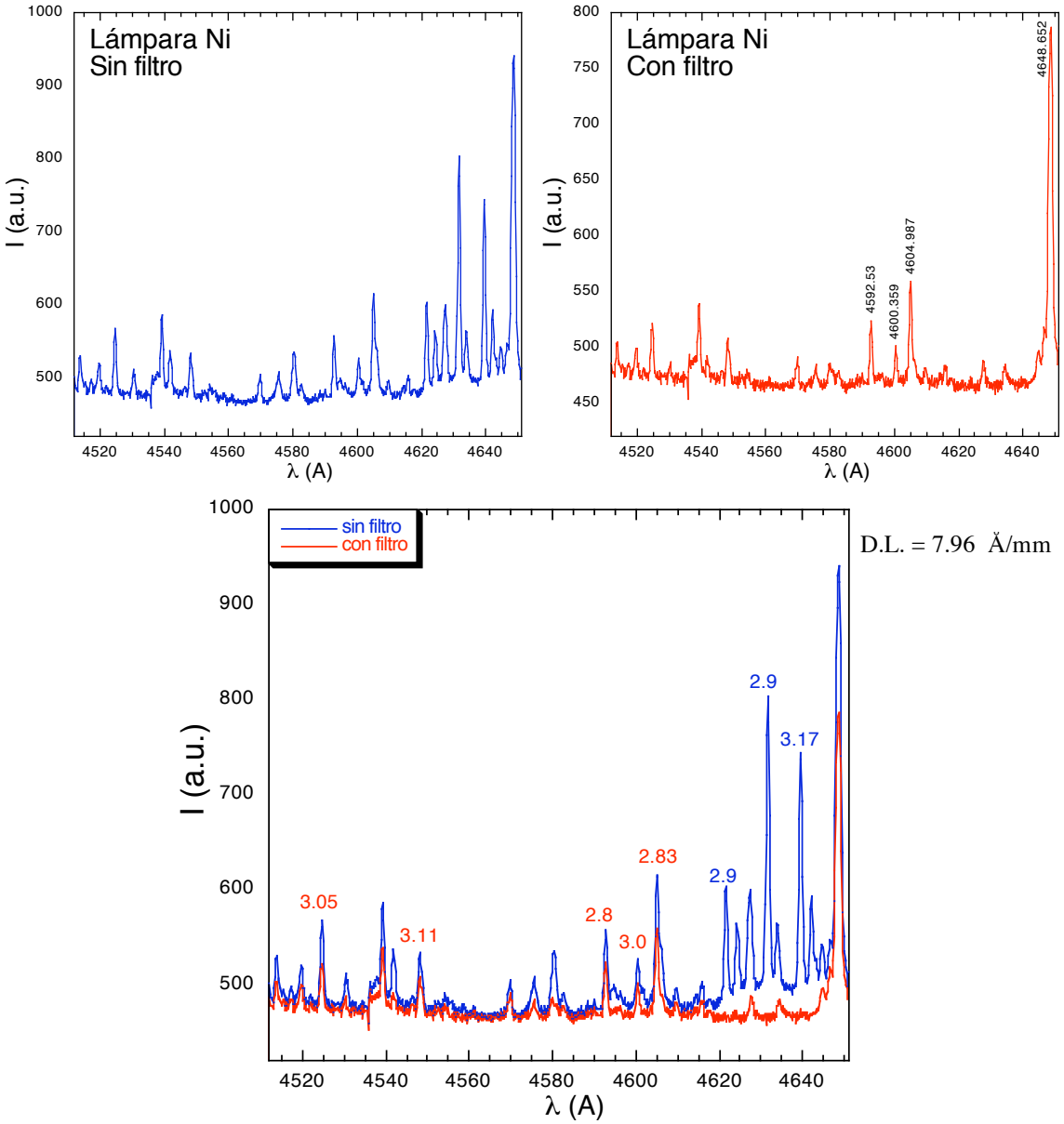


Figura 5.5. Valores de anchura instrumental en píxeles (1 píxel ~ 0.2 Å). Espectro zona CV 2º orden. Línea roja: 1º y 2º orden superpuestos; línea azul: 2º orden.

En la figura 5.5 aparecen representados los espectros superpuestos, medidos con y sin el filtro de visible, obtenidos al medir con la lámpara de níquel. Hemos puesto sobre algunas líneas que se encontraban bien aisladas la anchura estimada en píxeles para poder realizar la comparación (rojo: 1er orden; azul: 2º orden). 1 píxel ~ 0.2 Å.

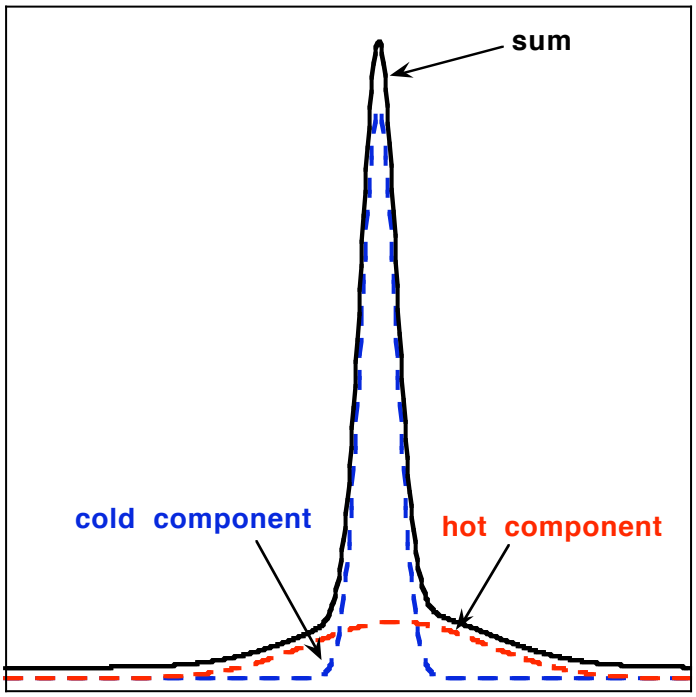
Con todo esto, obtuvimos resultados que muestran claramente como el orden no produce un efecto apreciable sobre la anchura instrumental, y por consiguiente sobre la temperatura aparente que tratamos de estimar. El error típico en los ajustes que hemos mostrado es de ~ 0.2 píxel, que equivale aproximadamente a unos ± 2 eV.

Hay que hacer notar que la anchura instrumental al medir con una lámpara puede estar sobreestimada, ya que no se trata de una emisión monocromática, y la propia lámpara puede introducir el efecto de su propia anchura.

6. ANÁLISIS DE DATOS

Para el análisis e interpretación de los datos se empleó un ajuste gaussiano, siguiendo referencias como Baldzhun et al. [5], Zurro et al.[6]. Una de las líneas espectrales en estudio, fundamentales en este trabajo como es H_α, presentaba una asimetría considerable en sus alas, lo que sugiere un análisis basado en la suma de diferentes gaussianas, con distintas anchuras, intensidades y desplazamientos que corresponderían a diferentes poblaciones de partículas, con sus respectivas temperaturas y velocidades.

En este sentido, la gaussiana '*cold*' (fría) correspondería a iones de la periferia del plasma, y se formaría por excitación electrónica de los átomos neutros de hidrógeno con electrones en el borde. Esta línea presentaría una menor anchura y desplazamiento que la gaussiana '*hot*' (caliente), que correspondería a iones más centrales. Esta última se habría formado por intercambio de carga entre los protones y los propios neutros de hidrógeno del plasma (o en el caso que los hubiese con los procedentes del inyector de neutros para calentamiento).



Esta línea central está más desplazada y presenta una anchura considerablemente mayor, que se traduciría, de acuerdo con la siguiente expresión

$$T_i = \frac{m}{2k}\left(\frac{c\Delta\lambda}{\lambda_o}\right)^2$$

en una mayor temperatura. Sin embargo, en este trabajo nos centraremos en los desplazamientos de los centros de estas gaussianas, para intentar obtener a través de ellos la velocidad toroidal correspondiente a cada especie en estudio. Para ello haremos uso de la relación entre el desplazamiento del centro de la línea (*shift*) y la velocidad, dada por Doppler:

$$\Delta\lambda = \lambda_o \frac{\mathrm{v}}{c}$$

Para el análisis de los datos se ha empleado el programa SPECTRA, específicamente desarrollado para trabajar en el entorno PV_WAVE (versión 6.0). Dicho programa ha sido elaborado en el grupo de espectroscopía del TJ-II, y viene

reportado en la referencia A.Baciero et al [7]. Es un programa cuya función principal es la de analizar formas de línea de una manera rápida y automatizada.

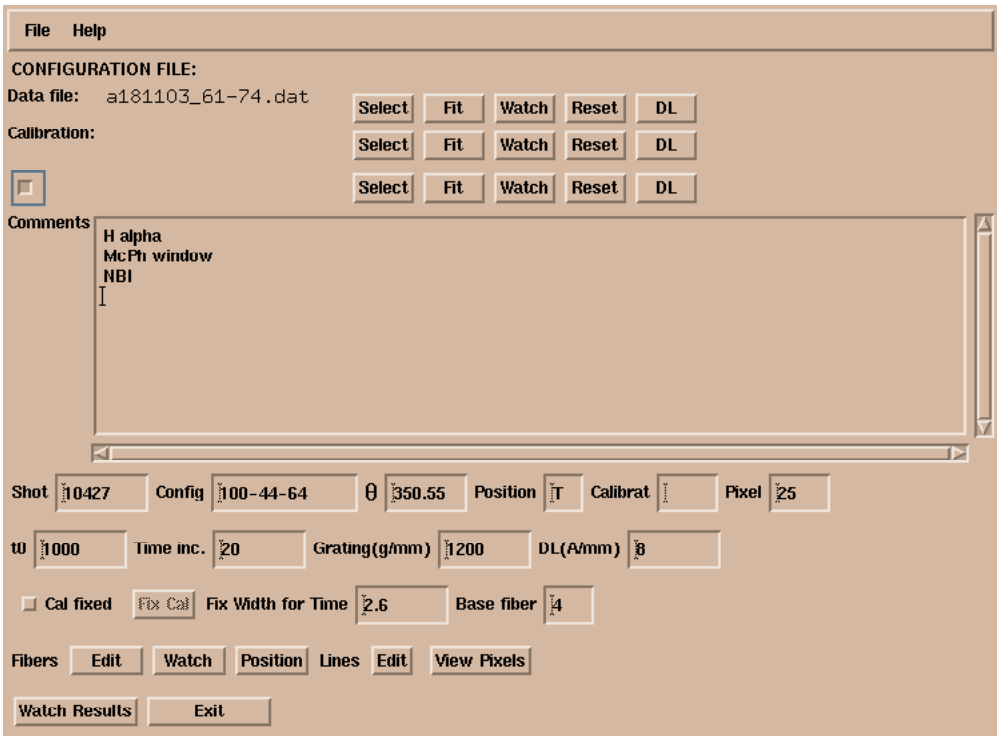


Figura 6.1. Entorno Gráfico programa SPECTRA. A.Baciero.

La figura 6.1 refleja el entorno gráfico de trabajo de SPECTRA, donde como parámetros de entrada hemos de darle el número de la descarga, la configuración magnética de la misma, el ángulo toroidal en el que se ha realizado la medida y una serie de datos relacionados con la parte instrumental, como son el tamaño del píxel, el tiempo de exposición, la dispersión lineal y el número de líneas por mm de la red de difracción. Además hay que especificar la anchura instrumental (ver capítulo 5).
En un primer paso los datos brutos provenientes del detector son leídos por el programa y separados en las diferentes memorias temporales. Entonces se procede al ajuste de una de ellas para determinar las correspondientes intensidades, anchuras y posiciones centrales de los centros de las líneas en estudio. Esta parte del análisis es interactiva, y permite ajustar el número de líneas (gaussianas o lorentzianas) que se quiera, así como seleccionar una ventana determinada de píxeles en la que nos queramos centrar. Una vez analizada una memoria, el programa nos da la posibilidad de ajustar las restantes utilizando los mismos parámetros para que el ajuste sea lo más reproducible posible en todos los casos.

Una vez que se han analizado todas las memorias, el programa es capaz de convertir la anchura medida de una línea en temperatura aparente, habiendo deconvolucionado antes con la anchura instrumental que le hemos dado previamente. El programa graba todos los datos en un fichero que puede ser analizado posteriormente.

El asunto de las alas de las líneas supuso un verdadero problema a la hora del análisis, pues puede tener varias interpretaciones: desde una distribución no maxwelliana de velocidades a un problema del propio detector (lo que debería reflejarse al medir la anchura del perfil instrumental). Sin embargo, en una línea tan intensa como

H_α éste último no debería ser un problema del que preocuparse, pues la anchura de la propia línea superaría con creces la instrumental, debido a la elevada señal que presenta.

Si suponemos un perfil no maxwelliano, por ejemplo una lorentziana, encontraríamos resultados diferentes. Se han seleccionado una serie de descargas en las que comprobar qué ocurriría con ambos ajustes y se observa lo siguiente: el ajuste lorentziano ofrece un cambio bastante significativo en cuanto a la temperatura aparente, calculada a partir de la anchura experimental deconvolucionada con la del aparato. Esto es debido a que la lorentziana tiene la peculiaridad de ser bastante más estrecha en su anchura a altura mitad FWHM que la gaussiana, aunque sus alas se extienden bastante más que las de la segunda. Realmente esta medida de la temperatura a partir de la anchura de una lorentziana es más que aproximada, pues hablar de temperatura en un caso en el que la distribución de velocidades no es maxwelliana no está justificado, ya que no nos encontramos en equilibrio termodinámico. Sin embargo 'abusaremos' de la definición de temperatura para poder comparar ambos tipos de ajustes matemáticos. El desplazamiento que se observa prácticamente es el mismo, siempre que utilicemos una sola componente, pues al introducir dos o más los resultados pueden ser engañosos, pues el ajuste no deja de ser un artificio matemático. Por ejemplo, para la línea H_α podemos realizar un ajuste con 2 gaussianas y otro con 2 lorentzianas para comparar los cambios. Lo que se obtiene es que los centros de las líneas no aparecen en las mismas posiciones espaciales y tampoco siguen el mismo comportamiento temporal, por lo que de entrada vemos que no podemos tomar arbitrariamente un tipo de ajuste u otro. Esto resulta de especial interés en aquellas líneas espectrales que deban analizarse con más de una componente, pues la posterior interpretación de los resultados dependerá en gran medida de la elección del ajuste.

Sin embargo, cuando utilizamos una única gaussiana o lorentziana, como es el caso de algunas impurezas, el comportamiento es bastante parecido, cambiando básicamente la 'temperatura' deducida pero no el desplazamiento de la línea:

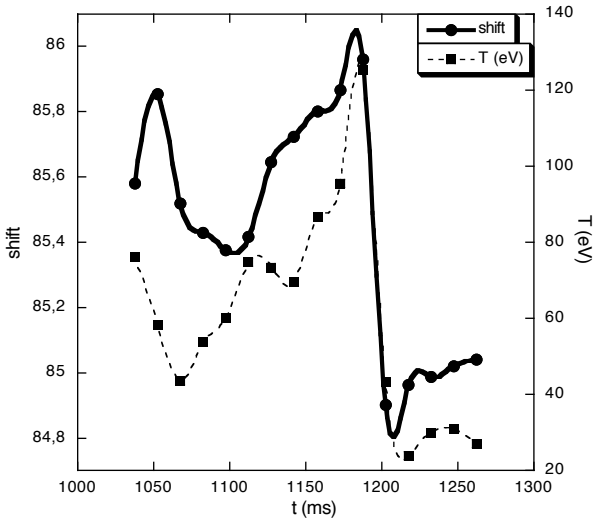


Figura 6.2. Ajuste de una línea espectral con una gaussiana. Evolución temporal del centro de la línea vs T (eV).

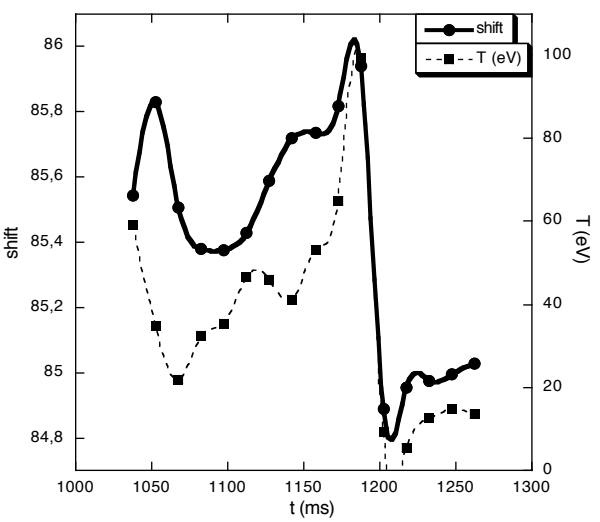


Figura 6.3. Ajuste de una línea espectral con una lorentziana. Evolución temporal del centro de la línea vs T (eV).

Como conclusión, podremos decir entonces que no parece una buena aproximación ajustar los datos experimentales a través de perfiles no maxwellianos, ya

que los resultados son bastante diferentes y tendríamos que justificar unas temperaturas nada fáciles de obtener. Lo más lógico parece seguir el camino que han llevado otras investigaciones que ya hemos referenciado, en las que las diferentes poblaciones de partículas del plasma están descritas por funciones de distribución maxwellianas, que se encuentran en equilibrio termodinámico local.

6.1. Elección de Líneas

En principio el trabajo estaba orientado a la observación de la línea H_α, puesto que nos proporciona información directa de los protones del propio plasma. Además, esta línea es especialmente intensa, por lo que tenemos una muy buena estadística y por tanto menores barras de error que en casos donde estamos escasos de señal. El principal problema surge a la hora de la interpretación de los resultados, ya que la fuerte emisión de los protones del borde enmascara la débil contribución procedente del centro.

Posteriormente se han utilizado otras tres líneas de impurezas para el estudio, como el HeII ($\lambda = 4685.7$ Å), CV ($\lambda = 2270.89$ Å) en 2º orden de difracción, y cuando la señal lo permitía CVI ($\lambda = 5290.5$ Å). La idea es ver si las impurezas responden de igual forma que los protones del plasma a cambios en la dinámica, bien sea por inyección NBI o únicamente por calentamiento ECRH.

El principal problema con el que nos encontramos a la hora de emplear las líneas de impurezas es la baja señal, debida en gran parte a la boronización para acondicionamiento de la pared de la máquina. Sin embargo este problema se fue reduciendo a lo largo de la campaña de observación. Otra causa de la poca cantidad de cuentas se debió sobre todo a observaciones realizadas por la ventana de inyección de neutros, que como se dijo en el apartado anterior requería el uso de una fibra extremadamente larga. Si bien no supuso un problema para medidas del hidrógeno, si lo fue para el CVI. Sin embargo, y como se verá más adelante, los resultados obtenidos fueron bastante buenos y las barras de error no demasiado grandes, aunque sólo en unas pocas descargas al final de la campaña experimental.

7. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este apartado mostraremos los resultados obtenidos cuando el plasma únicamente es calentado a la frecuencia ciclotrónica de los electrones ECH, así como el comportamiento que presenta con inyección NBI no balanceada. La diferencia fundamental que hemos observado, consiste en una disminución de la velocidad toroidal del plasma central al entrar los neutros del haz en juego, probablemente por un aumento drástico en la densidad electrónica. Este resultado se repite tanto para el plasma base como para las impurezas que hemos estudiado. También trataremos la posible dependencia de la rotación toroidal con la misma.

7.1 Rotación Toroidal con Calentamiento ECRH

Como ya se ha dicho antes, la rotación toroidal en un stellarator es bastante pequeña en comparación con un tokamak. Sin embargo, cuando las densidades no son excesivamente altas la viscosidad no juega un papel tan importante, y el frenado de las partículas debido a la misma es menor, por lo que la rotación puede ser apreciable. Como veremos a continuación, las velocidades toroidales medidas se encuentran en un rango de unos pocos kilómetros por segundo, encontrados para el centro de algunas de las descargas seleccionadas. En la figura 7.1 mostramos las señales más significativas de una descarga con calentamiento ECRH, de una duración de 200 ms.

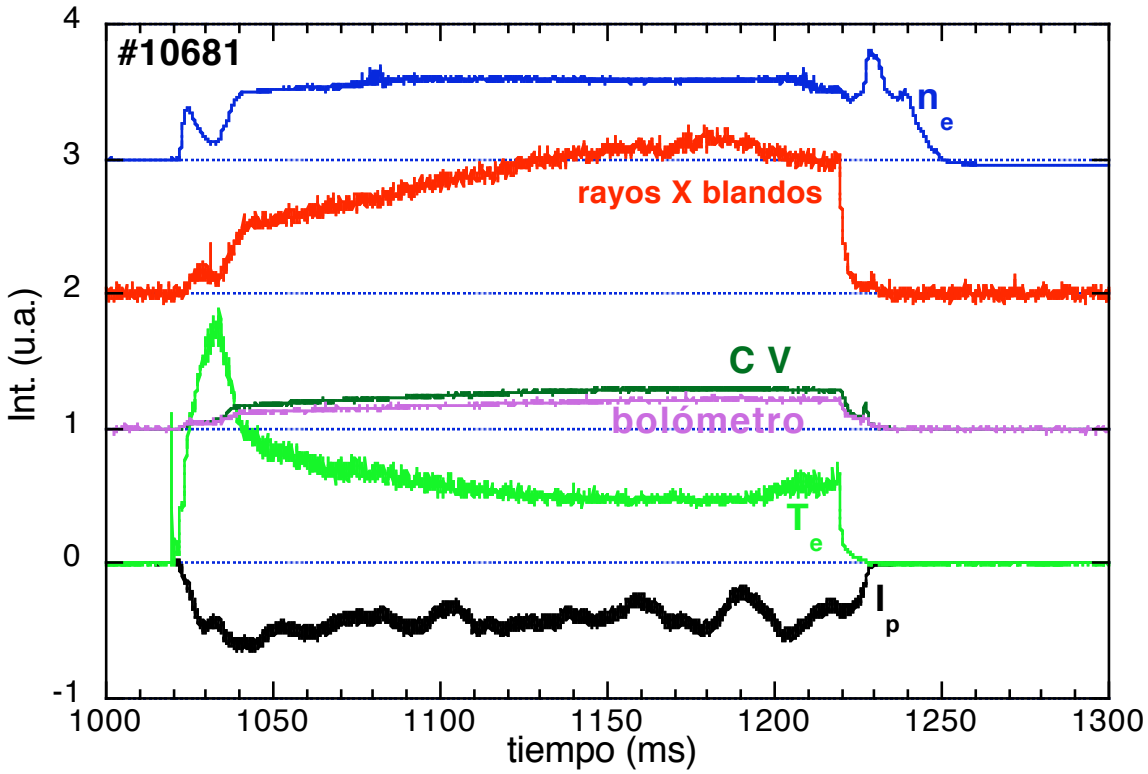


Figura 7.1. Señales de un pulso típico de calentamiento por microondas en el TJ-II. Descarga #10681.

Muy brevemente, explicaremos en las siguientes líneas lo que representa cada una de las trazas en la figura 7.1:

1. Densidad electrónica n_e: señal azul. Indica la densidad de línea medida por interferometría de microondas.
2. Rayos X blandos: señal roja. Detector central de rayos X blandos en el rango de energías entre 1 – 2 keV.
3. Temperatura electrónica T_e: señal verde claro. Medida más central del diagnóstico ECE (*electron cyclotron emission*) para temperatura electrónica.
4. Bolómetro: señal violeta. Mira a través de una cuerda central la radiación total que le llega del plasma.
5. Carbono: señal verde oscuro. Monitor centrado en la impureza C V, a la longitud de onda 2270.89 Å.
6. Corriente del plasma I_p: señal negra. Corriente neta del plasma medida con una bobina Rogowski situada dentro de la cámara de vacío. Esta corriente es positiva en el sentido del campo magnético toroidal.

7.1.1. Protones – H_α

En primer lugar vamos a comentar los resultados obtenidos con la configuración magnética estándar del TJ-II, la 100-44-64, donde los diferentes números están asociados a las intensidad de corriente nominal, en hecto-amperios ($1\cdot10^2$), que manda el generador a las diferentes bobinas de la máquina. Se ha optado por un análisis de los datos con dos gaussianas, una correspondiente al borde del plasma y por lo tanto más fría y otra representativa de la población producida en el centro por intercambio de carga, y por tanto más caliente.

En la figura 7.2. se ha representado en color azul la velocidad de rotación correspondiente a la línea que hemos denominado '*hot*', para lo que hemos traducido el desplazamiento del centro de la línea en corrimiento Doppler. En color rojo se ha representado la evolución de la intensidad (en unidades arbitrarias) correspondiente a esa misma línea, con el propósito de dar una estimación de los niveles de señal que tenemos a lo largo del pulso. Las líneas discontinuas representan el comienzo (1025 ms) y fin de la descarga (1176 ms), que dura aproximadamente unos 150 ms. El tiempo de exposición para las diferentes memorias fue de 30 ms. La densidad de línea media era de $0.4\cdot10^{19}$ m^{-3}.

Para colocar la referencia hemos empleado las líneas del NeI 6598.95 Å, 6532.88 Å y 6506.53 Å de una lámpara de cátodo hueco. Una vez calculada la dispersión lineal a partir de los centros de dichas líneas (7.8644 Å/mm), podemos calibrar en qué píxel ha de caer H_α, y de esta forma establecer las respectivas velocidades en función del desplazamiento Doppler que presenten las diferentes memorias temporales.

En cuanto al criterio de signos debemos fijarnos en la geometría de la máquina y la orientación de las fibras. El pulso que ahora estamos tratando fue observado a través de la ventana situada en el sector B-8 del TJ-II, y la fibra seguía toroidalmente al plasma en la dirección opuesta al campo magnético (ver figura 3.2, capítulo 3). Esto significa que, si el desplazamiento del centro de la línea espectral se produce hacia longitudes de onda mas cortas, la luz proveniente de los iones indica que se están acercando, y por tanto van en el mismo sentido del campo, mientras que si el desplazamiento se produce

hacia el rojo (longitudes de onda mayores), los iones se alejan de nuestro punto de observación y se mueven en sentido opuesto al campo.

En la descarga #11467, vemos que los protones centrales comienzan a experimentar una velocidad de rotación con el encendido de los girotrones, hasta que alcanzan un valor que oscila los 7.5 km/s. Esto nos indica, a tenor de nuestro criterio de signos, que se están moviendo en la misma dirección que el campo magnético toroidal (sentido contrario a las agujas del reloj). Cuando se llega a corte y el plasma se enfría la velocidad hace lo propio y comienza a disminuir hasta que finalmente el plasma se detiene. La barra de error en todas las memorias es típicamente de ± 1.5 km/s, valor que podemos considerar aceptable, pues constituye sólo el 20% de la medida. La última memoria presenta un error bastante mayor, que como puede observarse es debido a la falta de señal que se empieza a tener cuando termina la descarga.

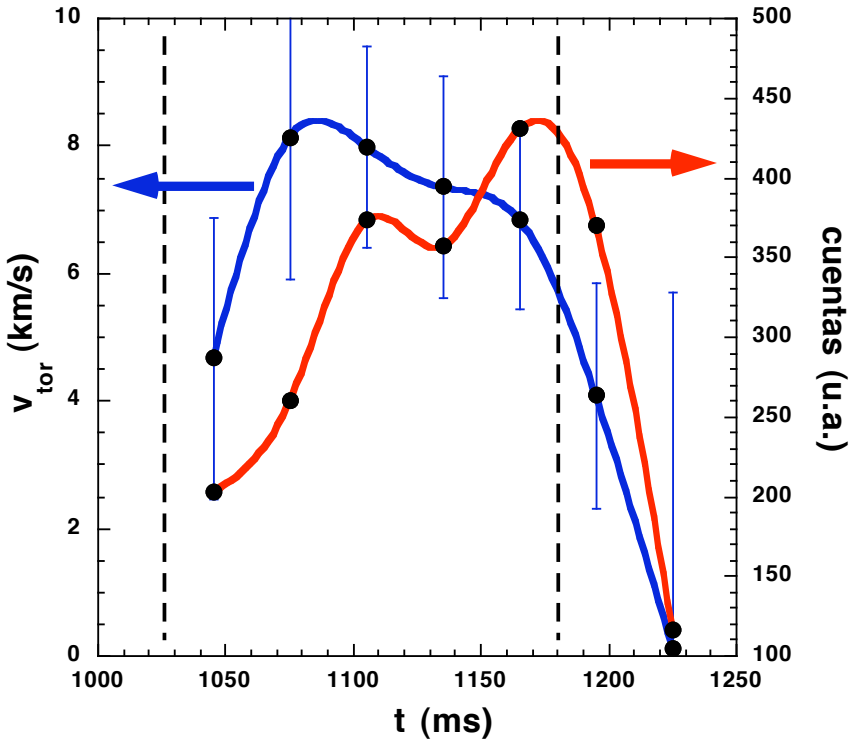


Figura 7.2. Rotación toroidal de protones calientes centrales (línea azul) y evolución temporal de la intensidad de la línea espectral (color rojo). Pulso #11467. Calentamiento ECH. Configuración100-44-64.

A continuación, en la figura 7.3, presentamos una descarga medida prácticamente en las mismas condiciones que la anterior, aunque de duración algo mayor. En ella se muestra la velocidad de rotación toroidal para los protones centrales del plasma, con el objetivo de comprobar la robustez de nuestro método experimental (en el resto de las figuras de este trabajo, a diferencia de la 7.2, no presentaremos la intensidad de la línea, por dar simplicidad a las gráficas).

La configuración magnética para el pulso #11468 es nuevamente la 100-44-64, aunque la densidad electrónica de línea es algo mayor que la anterior, alrededor de $0.5 \cdot 10^{19}$ m^{-3}. La posición toroidal en la que se ha realizado la medida es la misma que en la descarga #11467, así como el tiempo de exposición de cada memoria, de 30 ms.

El comportamiento del plasma central en este caso es muy similar al que ya mostramos en la figura 7.2, encontrando un aumento de la velocidad en apenas 50 ms hasta alcanzar unos valores en torno a los 7.5 – 8 km/s ± 1.4 km/s. Una vez que se apaga el girotrón y llega el fin de la descarga, la velocidad tiende a irse a cero, aunque en este último pulso el comportamiento no es tan claro como en el anterior, debido a la falta de señal en las últimas memorias temporales. Éste fenómeno ha sido observado en diferentes descargas del TJ-II para valores de densidad electrónica entre 0.4 y $0.6 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, encontrando que estos protones más energéticos se mueven siempre a favor del campo magnético, por lo menos en los casos que se han analizado.

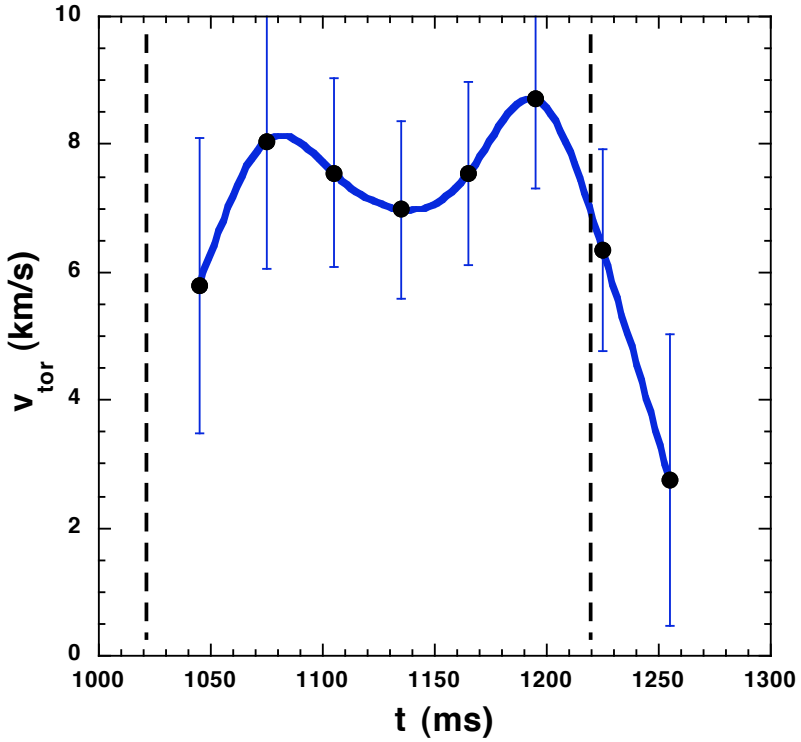


Figura 7.3. Rotación toroidal de protones calientes centrales.
Pulso #11468. Calentamiento ECH. Configuración 100-44-64.

En la figura 7.4 mostramos una descarga calentada únicamente a base de microondas, en la que la configuración magnética ya no es la misma que en las anteriores. Se ha representado la evolución temporal de la velocidad toroidal de protones calientes para el pulso #11494.

Esta es una descarga de baja densidad electrónica, $0.28 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, y la configuración (101-38-62) abarca un volumen medio de plasma menor que la estándar. El comportamiento de la velocidad a lo largo del tiempo es el que se observa en muchas otras descargas, pero el valor absoluto de la misma es considerablemente menor. Aquí el plasma central experimenta una modesta subida (dentro de las barras de error ± 1.1 km/s) hasta llegar a unos 6 km/s, donde vuelve a irse a cero al llegar el fin de la descarga.

Como vemos, el comportamiento es bastante reproducible en todos los casos, con las consiguientes diferencias en los valores absolutos medidos. Una posible explicación de su dependencia con la configuración magnética sigue en estudio.

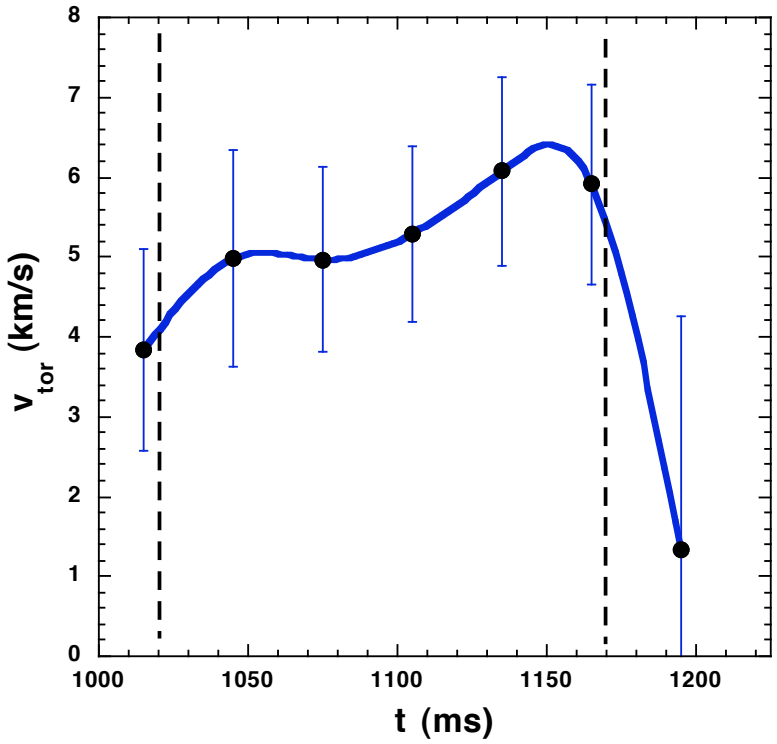


Figura 7.4. Rotación toroidal de protones calientes centrales.
Pulso #11494. Calentamiento ECH. Configuración 101-38-62.

7.1.2. Impurezas

En esta sección veremos qué es lo que ocurre con las velocidades de rotación toroidal de diversas impurezas presentes en TJ-II.

a) C V

El carbono es una de las impurezas que más se observan en TJ-II debido fundamentalmente a que la pared de la cámara de vacío es metálica (de acero no magnético), y a que muchos de los diagnósticos perturbativos que se emplean tienen partes en contacto con el plasma que son de grafito.

Además, es una impureza de mucho interés debido a su alta capacidad de penetración en el plasma, lo que la hace más central que por ejemplo el He II. Así, su potencial de ionización es de 392.067 eV (unas 7 veces mayor que el del He II). Como veremos a continuación, en las descargas que se han seleccionado valores típicos de velocidad de rotación para esta impureza son del orden de 8 km/s, con densidades electrónicas relativamente elevadas. Además, las dos descargas presentadas pertenecen a la misma configuración magnética, la 100-32-60 (volumen pequeño), y tienen presiones base muy similares ~ $15 \cdot 10^{-7}$ mbar.

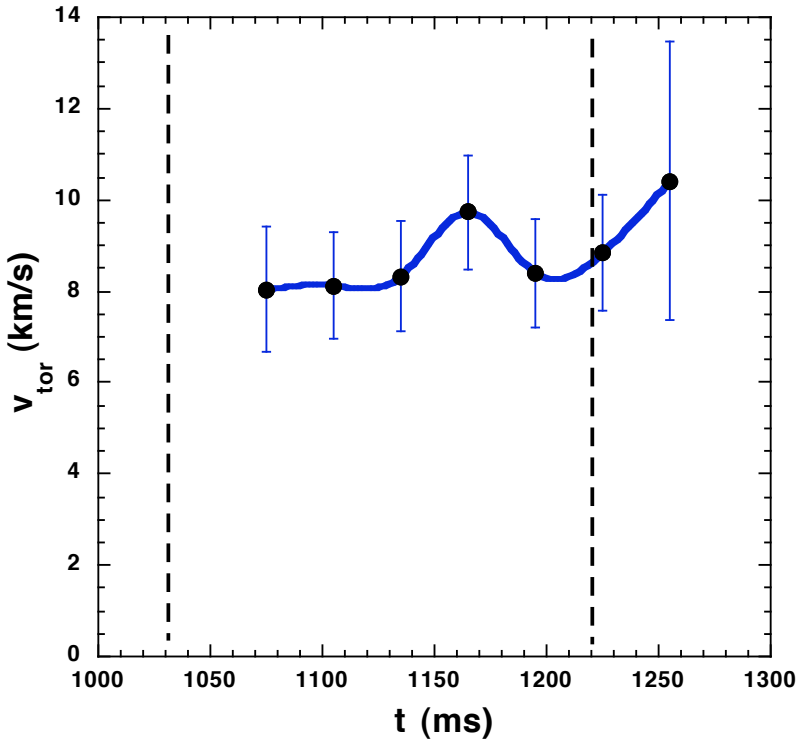


Figura 7.5. Rotación toroidal del ión C V. Pulso #11596. Calentamiento ECH. Configuración100-32-60.

En la figura 7.5 mostramos los resultados para la descarga #11596, medida a través de la ventana toroidal situada en el sector B del TJ-II. La señal es bastante menor que cuando observamos el hidrógeno, debido en gran parte a que la cantidad de carbono en el interior de la cámara de vacío ha sido reducida por la boronización. Esta es la razón de que las barras de error sean del orden del 15 % de la medida. El tiempo de exposición empleado en esta descarga fue de 30 ms, pero vemos como hasta que no han pasado unos 40 ms desde el inicio del pulso no tenemos un valor concreto, pues como ya hemos dicho anteriormente el C V necesita un cierto tiempo para formarse y por tanto el nivel de señal no es muy bueno.

Para la calibración del cero de velocidad se empleó la lámpara de cátodo hueco de Cd-Ne, que tiene dos líneas Cd I (2288.022 Å) y Cd II (2265.02 Å), en segundo orden en la zona espectral del C V.

La figura 7.6 representa la rotación toroidal observada para el pulso #11597, medida con una resolución temporal de 30 ms. La densidad electrónica es algo mayor y alcanza los $0.65 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, frente a los $0.57 \cdot 10^{19}$ m^{-3} del pulso que hemos mostrado anteriormente. Por lo demás, son descargas casi idénticas, y por lo tanto los valores de rotación también es esperable que lo sean. Como vemos, en este caso se alcanza el valor de 8 km/s de media (aproximadamente), con barras de error de ± 1.1 km/s.

Lo que se desprende de los resultados es que no es tan sencillo observar el comportamiento temporal de la velocidad de rotación como hacíamos con el plasma base, pues cuando ya tenemos valores aceptables de señal la velocidad se ha estabilizado en un valor aproximado de 8 km/s. Vemos que el orden de magnitud es el mismo que para los protones más centrales medidos en unas condiciones similares de densidad.

Lo que podemos extraer de estas medidas es que si conseguimos descargas reproducibles se sigue una cierta sistemática en los resultados, indicando que nuestro método experimental es bastante aceptable.

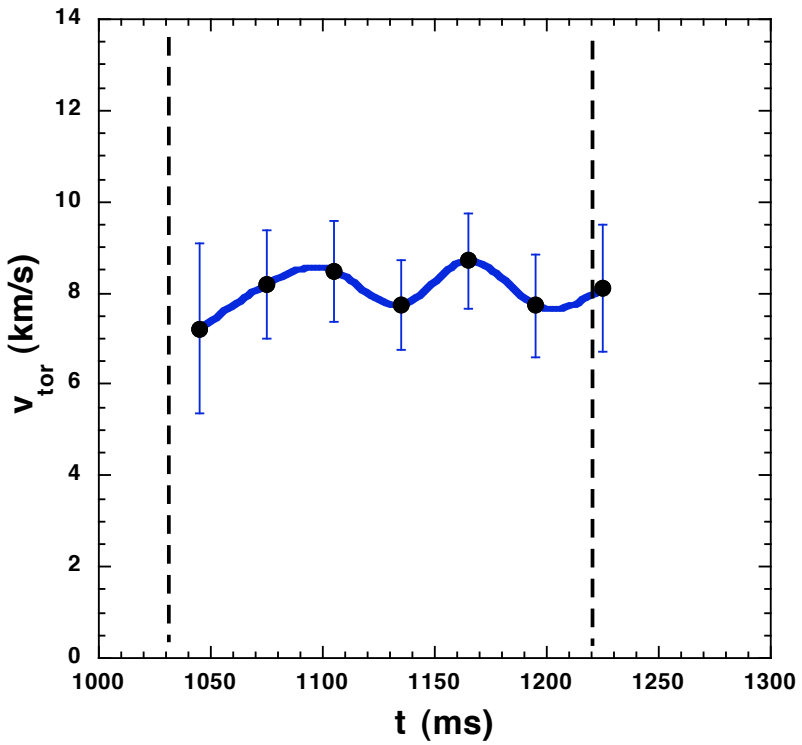


Figura 7.6. Rotación toroidal del ión C V. Pulso #11597. Calentamiento ECH. Configuración 100-32-60.

b) He II

El helio es una de las impurezas con más presencia en el TJ-II debido al glow discharge, técnica que se realiza antes de la operación para quitar la mayor cantidad de impurezas de la pared del TJ-II a través de sputtering físico. Además, después de una descarga de plasma suele generarse un puffing de helio que sirve para calibraciones del diagnóstico HIBP (*heavy ion beam probe*).

El pulso #11857 (Figura 7.7) es una descarga de 200 ms típica del TJ-II, en la que la configuración magnética de nuevo es la estándar y la densidad es moderada, llegando a los $0.5 \cdot 10^{19}$ m^{-3}. La resolución temporal de esta medida es de 30 ms.

El potencial de ionización para el HeI es de 24.586 eV, por lo que el HeII es una impureza que comienza a generarse más bien cerca del borde. Además, el helio termina por destriparse a 54.414 eV, luego cabría pensar que está bastante localizado en la periferia. Ésta es la razón de que los valores de rotación sean bastante diferentes a los que hemos mostrado para especies más internas (si bien no hemos de olvidar que estamos tratando con una integral de línea). Lo más significativo de esta descarga es que la rotación invierte su sentido, alcanzando valores de –8 km/s, lo que nos indica que el HeII se está moviendo en contra del campo magnético, y por tanto en dirección

contraria a los iones más internos (ya sean protones o impurezas). Éste es un comportamiento que se ha observado para esta impureza en todas las descargas analizadas, por lo que parece que el comportamiento es bastante robusto. Otro punto que llama la atención es la primera memoria temporal, la cual muestra una rotación completamente diferente a lo que ocurre en el resto de la descarga: la velocidad alcanza los 3.2 ± 2 km/s. Si bien el error es bastante grande, debido fundamentalmente a la falta de señal del punto en cuestión, aún nos estaríamos encontrando en el rango de valores positivos.

La línea continua horizontal indica el valor de referencia para la velocidad, el cual ha sido calculado haciendo uso de dos líneas espectrales de calibración del Cd I (4678.45 Å) y Ne I (4704.395 Å).

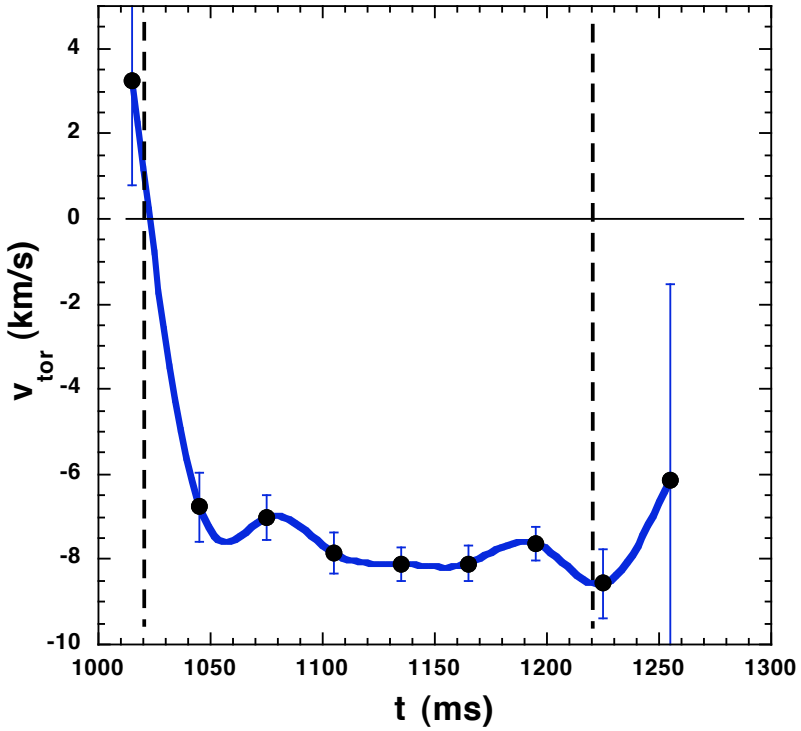


Figura 7.7. Rotación toroidal del ión He II. Pulso #11857. Calentamiento ECH. Configuración 100-44-64.

7.2. Rotación Toroidal con NBI no balanceada

Para esta sección se han escogido una serie de descargas en las que se aprecia de manera clara el comportamiento del plasma frente a la inyección de neutros. Hay que tener en cuenta que durante las campañas de experimentos de TJ-II en las que se han hecho estas medidas, el inyector de partículas neutras está en fase de prueba y acondicionamiento. Por lo tanto, las medidas futuras que puedan llevarse a cabo de velocidad de rotación toroidal podrían ser bastante diferentes, dependiendo de un mejor

acoplo de los neutros al plasma y de las condiciones del haz (para esta campaña los datos más significativos aparecen en la tabla 3.1, del capítulo 3).

7.2.1. Protones – H_α

En la figura 7.8 mostramos algunas de las señales más relevantes en una descarga típica NBI del TJ-II (pulso #10635). La señal color mostaza es la corriente I_{accel} del haz de neutros, y el resto de señales son las que ya se han descrito para la figura 7.1. Vemos como la inyección de los neutros provoca un aumento en la densidad electrónica, y una ligera recuperación en los rayos X blandos cuando se vienen abajo debido a que se ha desconectado el girotrón, lo cual indica el 're-arranque' del plasma.

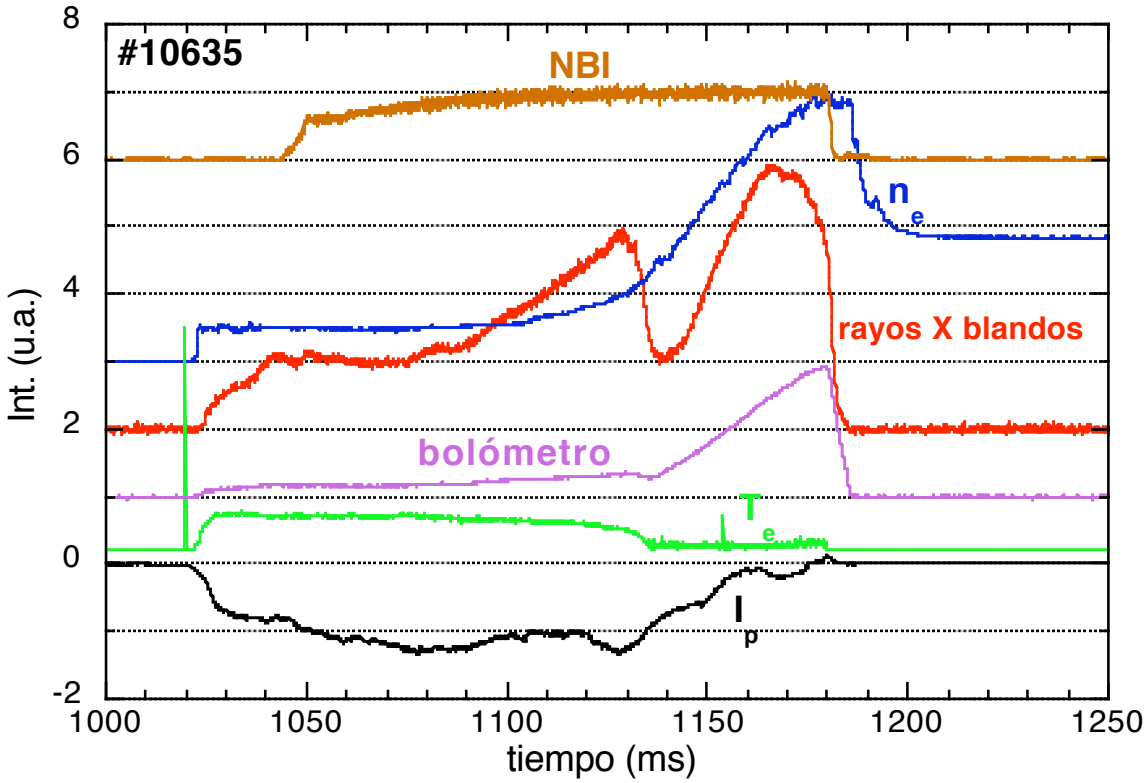


Figura 7.8. Señales de una descarga típica de calentamiento por inyección de neutros en el TJ-II. La señal color mostaza representa la intensidad del pulso de neutros (NBI). Descarga #10635.

Un pulso típico de NBI en TJ-II nos muestra una importante diferencia entre las memorias en las que el calentamiento es únicamente por ECRH y aquellas en las que los neutros ya están siendo inyectados. Las gaussianas no sólo se desplazan, sino que aumentan su nivel de señal y se ensanchan, apoyando la suposición de que se está produciendo calentamiento, pero nosotros sólo nos centraremos por el momento en esos desplazamientos que asociamos a rotación. El pulso de neutros, cuyo inicio y fin indicaremos en nuestros gráficos con dos líneas continuas, entra en el plasma en la dirección del campo magnético toroidal.

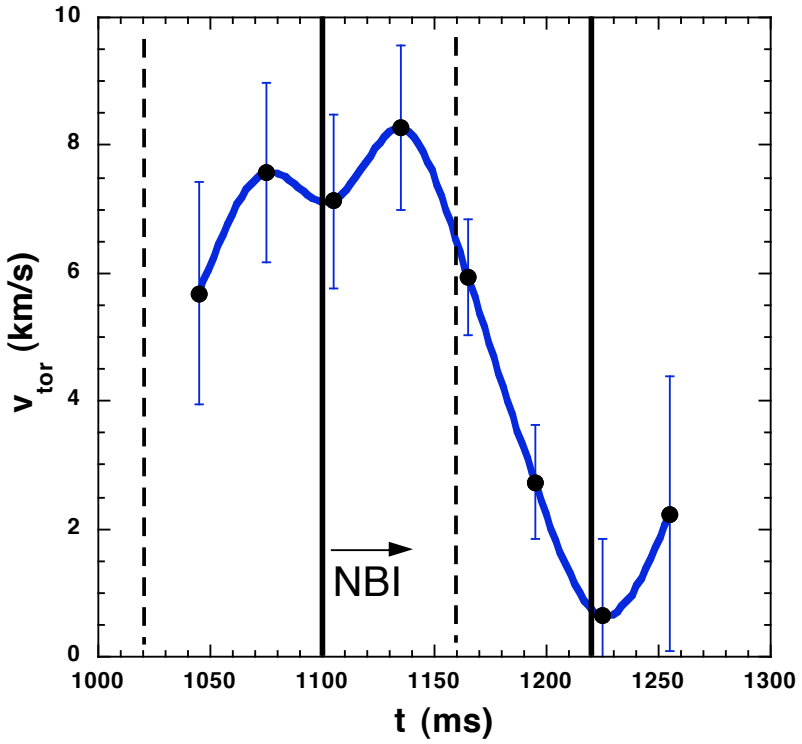


Figura 7.9. Rotación toroidal de protones calientes centrales.
Pulso #11470. Calentamiento NBI. Configuración 100-44-64.

En las figuras 7.9 y 7.10 mostramos el comportamiento temporal de la velocidad toroidal que presenta el centro del plasma. En el pulso #11470, la densidad electrónica alcanzaba los $0.48 \cdot 10^{19}$ m^{-3} justo antes de la entrada de los neutros, y la configuración magnética era la estándar. El tiempo de exposición empleado fue de 30 ms, y la ventana de observación la del sector B-8, junto a la lámpara de calibración. Los datos muestran un comportamiento claro en el que la velocidad central tiene el valor típico que encontramos en una descarga similar de ECRH, unos 7.5 km/s.

Con la entrada del pulso de neutros, la densidad electrónica se dispara hasta llegar a $3.6 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, produciendo un efecto sobre el plasma que podríamos esperar si nos remitimos a referencias como B. Zurro et al [3], en la que la rotación poloidal disminuye con el aumento de densidad. El centro del plasma comienza a frenarse hasta alcanzar un valor cercano a cero, momento que coincide con el colapso de la descarga y la densidad cae repentinamente.

El pulso #11529 (figura 7.10) presenta un comportamiento similar, aunque con una ligera diferencia. La densidad electrónica en el momento de la inyección del haz era de $0.25 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, y la configuración magnética también era diferente, la 42-100-68. En estas condiciones, la velocidad en la fase ECRH era algo más elevada que en el pulso anteriormente discutido, en torno a 9 km/s. Con la entrada de los neutros el comportamiento se repite: la densidad electrónica comienza a aumentar hasta que llega a un valor máximo de $2.8 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, momento en el que la velocidad de rotación ha disminuido a un valor de 3.3 ± 1.1 km/s. En este caso el plasma no se ha frenado completamente, si bien es cierto que la densidad en el momento de corte es un factor 2 más pequeña.

Este resultado fue observado en muchos otros pulsos de similares características, por ejemplo el #11558, en el que la densidad de corte fue $1 \cdot 10^{19}$ m^{-3} y la velocidad en su mínimo de 5 km/s.

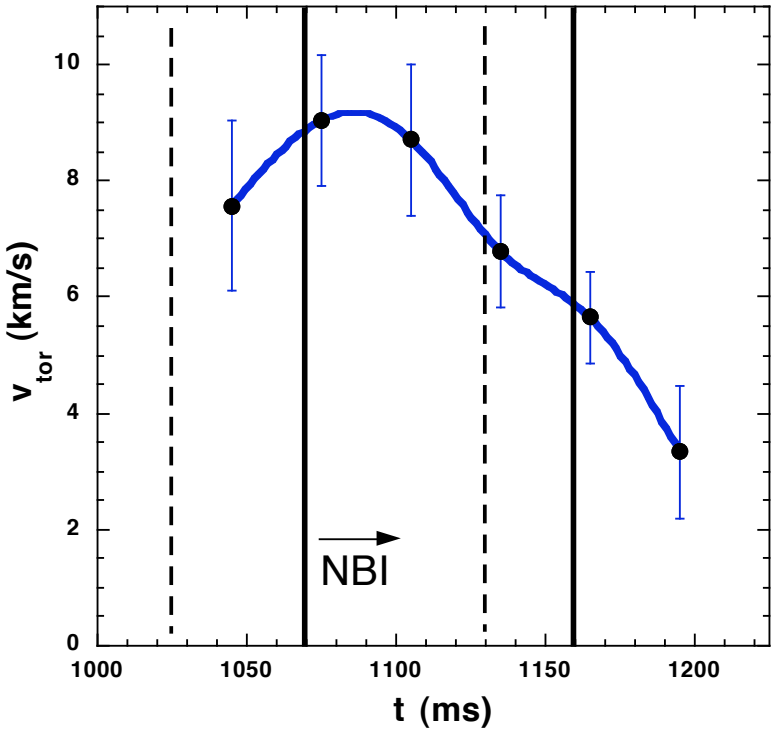


Figura 7.10. Rotación toroidal de protones calientes centrales. Pulso #11529. Calentamiento NBI. Configuración 42-100-68.

7.2.2. Impurezas

a) C V

Para esta impureza, sobre la que ya dimos algunos datos en el apartado sobre calentamiento por ECRH, presentaremos dos descargas que muestran bastante bien el comportamiento de la dinámica del C V cuando entra en juego el haz de neutros.

En la figura 7.11 se puede ver el comportamiento temporal de la velocidad de rotación toroidal para el pulso #11599. Justo antes de la entrada de los neutros la densidad electrónica era bastante alta, alcanzando un valor de $0.6 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, y la configuración magnética era la 100-32-60. El tiempo de exposición empleado fue de 30 ms, y la ventana de observación la del sector B-8. La lectura de los datos nos hace ver cómo en un primer momento la descarga presenta valores típicos de velocidad para esta impureza, como vimos en las figuras 7.5 y 7.6. Con la entrada de neutros rápidos, el plasma tarda un cierto tiempo en 'enterarse', como ya sucedía con los protones calientes del centro. Una vez que la densidad comienza a aumentar, la velocidad de rotación disminuye hasta bajar a 4 km/s, para luego pegar una subida repentina cuando la descarga finaliza. En ese punto la densidad de línea alcanza los $4.2 \cdot 10^{19}$ m^{-3}.

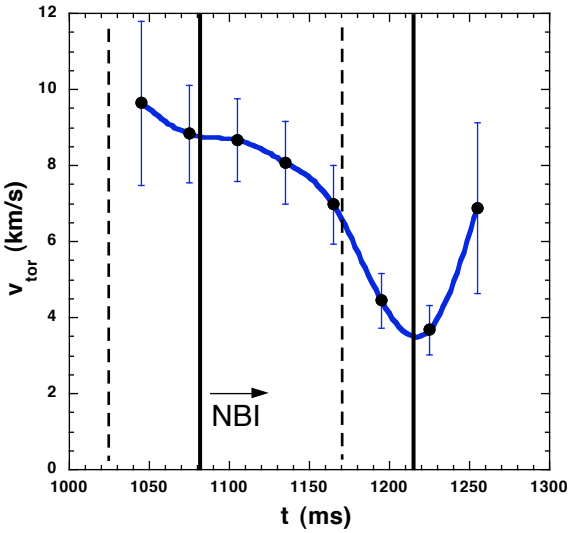


Figura 7.11. Rotación toroidal del ión CV. Pulso #11599. Calentamiento NBI. Configuración 100-32-60.

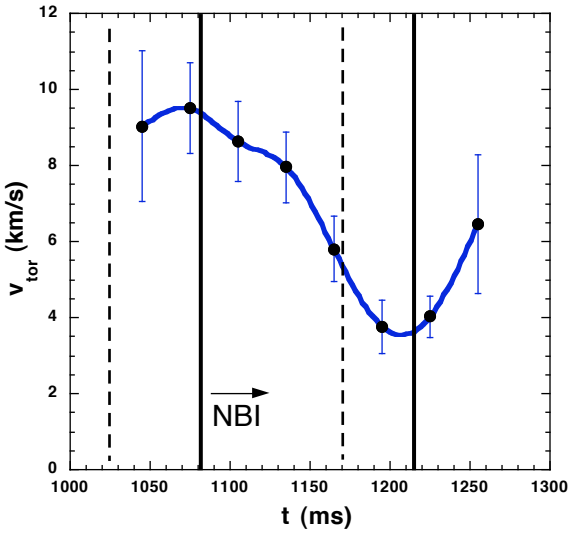


Figura 7.12. Rotación toroidal del ión CV. Pulso #11600. Calentamiento NBI. Configuración 100-32-60.

Este comportamiento se repite en una descarga medida en idénticas condiciones y con una resolución temporal de 30 ms, la #11600, que presentamos en la figura 7.12. La configuración magnética es de nuevo la 100-32-60, y la densidad electrónica, en lo que hemos denominado 'fase ECRH', era de $0.6 \cdot 10^{19}$ m^{-3}. En ese momento es cuando se corta el calentamiento inducido por el girotrón, al igual que en el pulso anterior, en torno a 1170 ms. Entonces la velocidad de rotación alcanzaba los 8.5-9 km/s. En este momento la densidad electrónica aumenta hasta $4.2 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, produciéndose un descenso de un factor 2 en la velocidad de rotación. Como vemos, ambas descargas son muy similares, y por tanto el comportamiento del plasma también es de esperar que lo sea.

b) He II

En la figura 7.13, correspondiente a la descarga #10859, hemos representado la velocidad de rotación toroidal para el helio. Lo que muestran los datos es que los valores de rotación no son muy diferentes a los que tenemos únicamente con calentamiento ECRH, en torno a –8 km/s. Las barras de error son bastante pequeñas, siendo las más grandes de ± 0.4 km/s, por lo que vemos que el comportamiento también es bastante robusto. Esta medida se realizó por la ventana donde se encuentra la lámpara de calibración, y la configuración magnética de la descarga fue la estándar 100-44-64. La densidad electrónica antes del pulso NBI se encontraba en $0.52 \cdot 10^{19}$ m^{-3} y pasó únicamente a $1.2 \cdot 10^{19}$ m^{-3}, pues se trata de una descarga de densidad bien controlada. Como particularidad, hay que comentar que no hubo tiempo de plasma mantenido únicamente por neutros, pues el girotrón dura hasta 1200 ms, como podemos ver en la figura.

Quizás lo más destacable vuelve a ser que para el helio encontramos que el sentido de la velocidad es negativo, o en otras palabras, y de acuerdo con el criterio de signos que hemos seguido en este trabajo, que es contrario al campo magnético toroidal. Por tanto, volvemos a ver cómo la periferia del plasma lleva una dirección opuesta a la zona más central. Este comportamiento del helio ha sido observado en diferentes

condiciones de descarga con calentamiento NBI, sin encontrar una dependencia clara con la densidad o la configuración magnética del plasma.

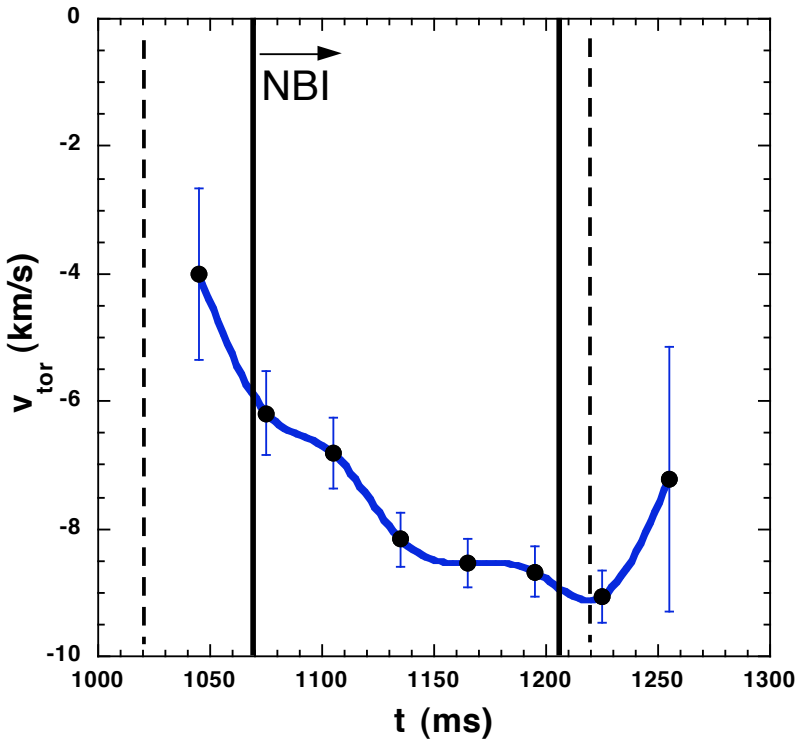


Figura 7.13. Rotación toroidal del ión He II. Pulso #10859. Calentamiento NBI. Configuración 100-44-64.

8. CONCLUSIONES

- Se ha montado un dispositivo experimental en el stellarator TJ-II, capaz de medir velocidades de rotación con una resolución temporal moderada. El sistema dispone de dos fibras ópticas, una mirando al plasma y la otra a una lámpara de calibración, de tal forma que es posible dar valores absolutos de velocidad a través de líneas espectrales conocidas.

- Se ha realizado un estudio de diferentes líneas de impurezas, tales como C V y He II, y del propio plasma, H_α. Ello ha permitido asignar de manera aproximada valores de rotación a diferentes zonas del mismo, haciendo las suposiciones de que el C V es bastante interno y el He II es periférico.

- La zona más interna del plasma presenta un comportamiento bastante robusto para todas las descargas que se han analizado. Cuando el plasma es calentado por medio de microondas y la densidad electrónica se encuentra cerca del valor crítico donde la densidad empieza a aumentar hasta irse a corte ($\sim 0.6 \cdot 10^{19}$ m^{-3}), encontramos para los protones más energéticos valores que rondan los 8 km/s. Esto indica que se están moviendo en la dirección del campo magnético toroidal, comportamiento que para el C V se repite exactamente con los mismos valores, lo que refuerza la robustez del resultado.

- Lo que se observa para el He II, correspondiente a zonas más periféricas del plasma, es que la velocidad en valor absoluto sigue siendo de unos 8 km/s, pero su sentido es tal que se opone a la dirección del campo magnético toroidal. Este resultado ha sido confirmado con medidas de la línea del C III 2296 Å, que aunque no hemos presentado datos en este trabajo, también ha sido medida. Esta impureza, bastante externa debido a su bajo potencial de ionización, muestra velocidades de rotación que no superan los 3 km/s, pero su dirección es nuevamente contraria a las zonas más internas del plasma.

- El tener resolución temporal en nuestro sistema nos ha permitido poder seguir la evolución del plasma cuando un haz de partículas neutras es inyectado para producir calentamiento. En la zona más interna del plasma, justo antes de la entrada de los neutros, tanto el plasma base como el C V presentan las velocidades de rotación que hemos medido de 8 km/s. Una vez que los neutros son inyectados, éste valor disminuye para ambas especies, de tal forma que cuanto mayor es el aumento de densidad electrónica, menor es la rotación. Éste efecto probablemente sea debido a que al entrar los neutros aumenta la viscosidad, por lo que el plasma se ve frenado.

- El comportamiento de las zonas más externas del plasma, en las descargas que se han analizado, no se ve modificado por la entrada de los neutros. El He II conserva los valores de rotación que medimos cuando el calentamiento se produce por resonancia electrónica, manteniendo el sentido contrario al campo magnético de la máquina. El C III presenta el mismo comportamiento, con valores de rotación más bajos.

Referencias

1. Ida, K., *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** (1998) 1429-1488.
2. Rowan, W.L., et al, *Phys. Fluids B* **4** (1992) 917-923.
3. Zurro, B., et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** (1993) 349-361.
4. Castejón, F., et al, *Nucl. Fusion*, **44** (2004) 593-599.
5. Baldzuhn, J., et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** (1998) 967-986.
6. Zurro, B., et al, *Rev. Sci. Instrum.* **74** (2003) 2056.
7. Baciero, A., et al, *Rev. Sci. Instrum.* **72** (2001) 971-974.
8. Carolan, P.G., et al, *Plasma Phys. Rep.* **24** (1998) 206-213.
9. Bugarya, V.I., et al, *Nucl. Fusion*, **25** (1985) 1707-1717.
10. Monier-Garbet, P., et al, *Nucl. Fusion*, **37** (1997) 403-412.