

Caracterización del Borde del
Plasma del Dispositivo
de Fusión TJ-II del CIEMAT
mediante el Diagnóstico del
Haz Supersónico de Helio

A. Hidalgo

Asociación EURATOM/CIEMAT para Fusión - 87

Departamento de Fusión y Física de Partículas Elementales

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Información y Documentación, Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Ciudad Universitaria, 28040-MADRID, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesaurus del DOE para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. La catalogación se ha hecho utilizando el documento DOE/TIC-4602 (Rev. 1) Descriptive Cataloguing On-Line, y la clasificación de acuerdo con el documento DOE/TIC.4584-R7 Subject Categories and Scope publicados por el Office of Scientific and Technical Information del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Depósito Legal: M -14226-1995

ISSN: 1135 - 9420

NIPO: 402-03-005-6

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70

PLASMA DIAGNOSTICS; MAGNETIC CONFINEMENT; TOKAMAK DEVICES;
HELIUM; ELECTRON TEMPERATURE; ELECTRON DENSITY.

Caracterización del Borde del Plasma del Dispositivo de Fusión TJ-II del CIEMAT mediante el Diagnóstico del Haz Supersónico de Helio

Hidalgo, A. (CIEMAT)
50 pp. 46 figs. 36 refs.

Resumen

En el presente informe se describen la técnica del haz supersónico de helio usada para la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas en el borde del plasma de TJ-II, así como las mejoras realizadas en este diagnóstico. También se muestra la simulación de los experimentos de fluorescencia inducida por láser (FIL) orientados a la medida directa de las poblaciones de estados excitados del helio para su posterior aplicación en el dispositivo experimental de fusión del CIEMAT.

Characterization of the Plasma Edge for Technique of Atomic Helium Beam in the CIEMAT Fusión Device

Hidalgo, A. (CIEMAT)
50 pp. 46 figs. 36 refs.

Abstract

In this report, the measurement of Electron Temperature and Density in the Boundary Plasma of TJ-II with a Supersonic Helium Beam Diagnostic and work devoted to the upgrading of this technique are described. Also, simulations of Láser Induced Fluorescence (LIF) studies of level populations of electronically excited He atoms are shown. This last technique is now being installed in the CIEMAT fusión device.

Trabajo presentado por **Ángela Hidalgo Prieto** para optar al
Diploma de Estudios Avanzados.
Dirigido por: **Dr . FRANCISCO L. TABARÉS VÁZQUEZ**

INDICE

1. Introducción.	
1.1 Fusión por confinamiento magnético_____	pag.1
1.2 TJ-II_____	pag.7
1.3 Caracterización del borde del plasma mediante técnicas de haces atómicos y fluorescencia inducida por láser_____	pag.8
2. Modelo colisional- radiativo_____	pag.11
3. Reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura_____	pag.13
4. Validación del modelo colisional- radiativo.	
4.1 Autoconsistencia del modelo_____	pag.16
4.2 Rango de validez del diagnóstico del haz de helio_____	pag.19
5. Estudio de la propagación de errores en el modelo.	
5.1 Errores experimentales._____	pag.23
5.2 Errores en las constantes cinéticas._____	pag.24
6. Dispositivo experimental del haz supersónico de helio._____	pag.26
7. Principios básicos de la fluorescencia inducida por láser._____	pag.30
8. Dispositivo experimental de la técnica de FIL._____	pag.34
9. Simulaciones teóricas de la fluorescencia inducida por láser._____	pag.37
10. Conclusiones._____	pag.47
11. Referencias._____	pag.49

1 Introducción.

1.1 Fusión Nuclear por confinamiento magnético.

La fusión termonuclear controlada es una de las pocas opciones energéticas con capacidad potencial de suministro a gran escala para el siglo XXI.

Estimaciones razonables hacen pensar que la población mundial crecerá hasta alcanzar unos 10 000 millones de personas hacia mediados del siglo próximo.

En 1990 el consumo de energía primaria por habitante y año, en los países industrializados, fue de 2.2×10^{11} Julios, es decir 5.1 t.e.p. (toneladas equivalentes de petróleo) y 10 veces menos en los países en vías de desarrollo. Dependiendo de los escenarios considerados para la evolución de la demanda energética, el consumo de energía primaria mundial podría llegar a multiplicarse por dos o por tres en el año 2050.

Las fuentes de energía capaces de cubrir una parte sustancial de las necesidades energéticas previstas son las siguientes:

- Combustibles fósiles: principalmente el carbón, ya que las reservas de petróleo y de gas natural habrán disminuido considerablemente.
- Energía nuclear: fisión y fusión.
- Energías renovables: hidráulica, solar, eólica, maremotriz, geotérmica, biomasa, etc ...

Los combustibles fósiles presentan problemas de contaminación ambiental, como lluvia ácida y exceso de CO_2 . Las energías renovables, aunque vayan cubriendo cada vez más necesidades energéticas, son fuentes dispersas y de baja concentración para usos industriales. Las centrales nucleares llevan asociadas el problema de almacenamiento de residuos radiactivos de alta activación. Por tanto, se hace necesario desarrollar opciones energéticas nuevas prestando especial atención a los aspectos de seguridad, de impacto ambiental y económicos. La fusión termonuclear controlada constituye una de esas opciones, a pesar de que todavía haya que superar el problema de la complejidad tecnológica de los dispositivos para fusión. En efecto, el reto de la fusión es reproducir en la Tierra las reacciones que se producen en el interior de las estrellas. Construir reactores de fusión capaces de satisfacer una parte sustancial de las necesidades energéticas del planeta a medio plazo. El combustible necesario es abundante: el deuterio forma parte del agua de mares y océanos, el tritio se podría producir a partir del litio, en el mismo reactor, en el llamado manto fértil. En un reactor de fusión el riesgo de accidente es pequeño puesto que un exceso o defecto de combustible provocaría el apagado del plasma, y es respetuoso con el medio ambiente al no producir gases contaminantes. Escogiendo materiales de construcción de baja activación se evitaría almacenar residuos estructurales durante centenares de años.

Los núcleos atómicos están formados por protones y neutrones empaquetados de forma enormemente compacta en una pequeña región del espacio. A estas partículas presentes en todos los núcleos se les denomina nucleones. Los protones y los neutrones

tienen una masa prácticamente idéntica entre sí y 1836 veces mayor que la de los electrones. El radio del núcleo viene dado aproximadamente por la expresión

$$R = r \cdot A^{1/3}$$

donde $r=1.5 \times 10^{-13}$ cm y A es el número de nucleones.

Z es el número de protones en el núcleo, y la variación de A para una Z determinada es la que da lugar a los isótopos. Los isótopos del hidrógeno, el deuterio y el tritio, son los más relevantes para fusión en la actualidad, como veremos más adelante. Muy frecuentemente los isótopos de un elemento natural son radiactivos y se transforman de manera espontánea en otros. El tritio, por ejemplo, presenta una débil emisión beta (con energía media de 5.7 keV y máxima de 18.6 keV) y con un periodo de semidesintegración de 12.35 años. Sin embargo este fenómeno no será importante en fusión pues en la escala de tiempos característicos que se manejan se producirá muy raramente.

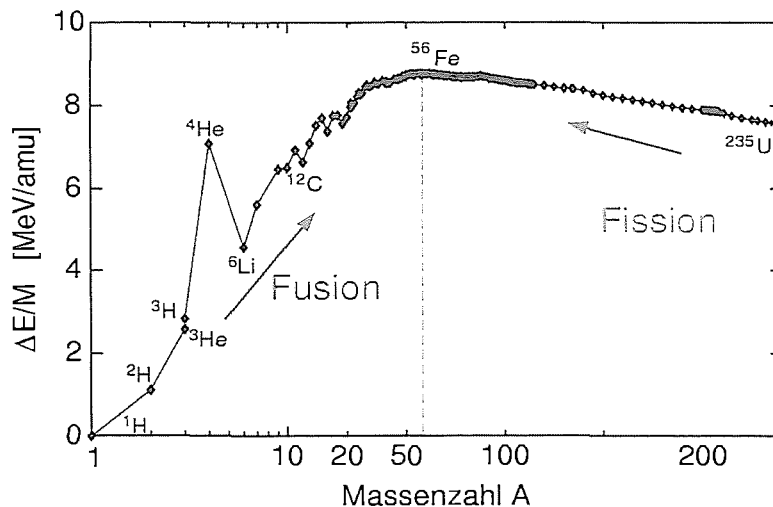


Fig.1: Energía de enlace por nucleón como función del número de nucleones.

En los núcleos, las fuerzas de repulsión entre los protones son mucho menores que las fuerzas nucleares de atracción o enlace que mantienen unido el núcleo. Para extraer un nucleón de un núcleo hace falta energía; cuando el nucleón queda atrapado en el núcleo, libera esa misma energía. Esta energía depende del peso atómico A, pero tiene un valor máximo en torno a 8 MeV para los núcleos situados en las cercanías del hierro. En la figura 1 se muestra la energía de enlace por nucleón en función del número de nucleones que fue explicada por C.F. Von Weizsäcker en 1935. En los procesos de fisión, elementos pesados con energía de enlace inferior a 8 MeV se rompen en núcleos más ligeros liberando energía, tendiendo hacia el hierro. En los procesos de fusión, dos núcleos de átomos ligeros se combinan o fusionan para dar lugar a uno más pesado, tendiendo también hacia el hierro. Es este último proceso de fusión el que lleva a las estrellas, al final de sus vidas, a tener un núcleo de hierro. Tanto en el caso de la fisión

como en el de la fusión se libera una considerable cantidad de energía equivalente a la disminución de la masa de los productos finales con relación a los productos iniciales. Se cumple la famosa ecuación de Einstein:

$$E=m \cdot c^2$$

Para que se forme un núcleo de más de un constituyente es preciso que ambos se acerquen a distancias del orden del alcance de las fuerzas nucleares. Para ello tendrán que superar primero las fuerzas de repulsión coulombianas. Debido a efectos de mecánica cuántica la distancia mínima entre los dos núcleos no es fija, sino que hay una probabilidad finita de que los núcleos se aproximen, y superen la barrera coulombiana por efecto “túnel”, sin necesidad de alcanzar las energías tan altas que exigiría la mecánica clásica (figura 2). Las fuerzas de repulsión coulombianas son proporcionales a la carga de los núcleos que interactúan, y por ello, los plasmas de la familia del hidrógeno son los más adecuados para conseguir fusión.

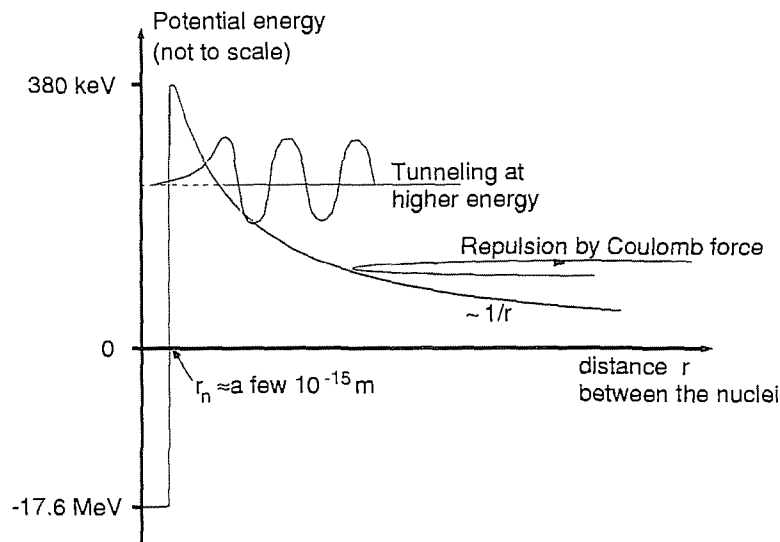
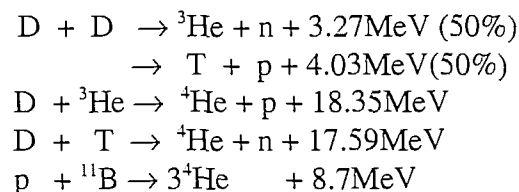


Fig.2: Representación esquemática de la energía potencial de dos núcleos en función de la distancia entre ambos. Las energías marcadas son para el deuterio y el tritio.

Existen diversos tipos de reacciones de fusión aprovechables desde el punto de vista energético:



De entre todas las que implican isótopos de hidrógeno, la reacción deuterio-tritio es la que presenta mayor sección eficaz para temperaturas relativamente bajas y, por tanto,

es la más fácil de obtener de manera controlada (figura 3). La reacción genera un neutrón de alta energía y helio.

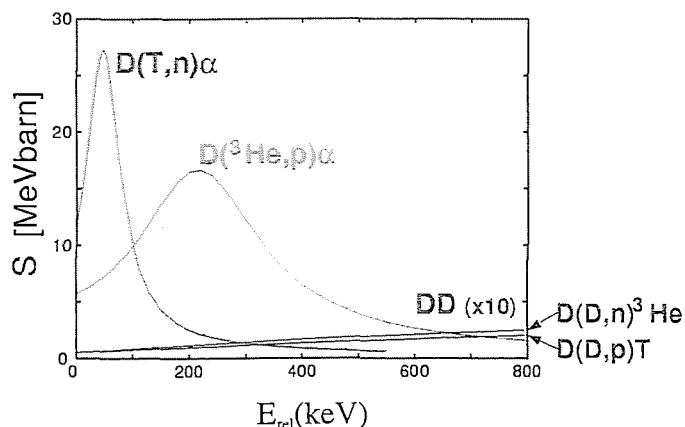
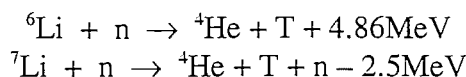


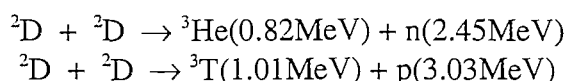
Fig.3: Secciones eficaces para diferentes reacciones de fusión en función de la energía del centro de masas.

En nuestro planeta el deuterio es abundante en el agua del mar (30 g/m^3), pero el tritio no existe en estado natural ya que es radiactivo con una vida media de 12.36 años y hay que producirlo. En un reactor de fusión los neutrones, con el 80 % de la energía producida en la reacción, se absorberán en una cobertura generadora de tritio o manto fértil que envolverá la parte central del reactor y que contendrá el litio que se transformará en tritio y helio:



El litio natural (92.5% ${}^7\text{Li}$ y 7.5% ${}^6\text{Li}$) es un elemento abundante en la corteza terrestre (30 ppm: partes por millón) y en menores concentraciones en el mar. El espesor del manto debería ser lo suficientemente grande (del orden de un metro) para frenar los neutrones (de 14 MeV) producidos por las reacciones de fusión. Los neutrones se combinan con el litio para producir tritio. Al frenar los neutrones, el manto fértil se calienta y el refrigerante que circula en su interior transfiere el calor fuera del área del reactor para producir vapor de agua que generará finalmente electricidad de un modo convencional.

El uso de deuterio puro como combustible es un objetivo a largo plazo que ofrecería las siguientes ventajas: no es radiactivo, no se necesita un manto fértil para producirlo, y aunque induce radiactividad los materiales que activa son de bajo nivel. La reacción produce helio-3 y un neutrón, o tritio y un protón.



En los laboratorios, para vencer la repulsión electrostática entre los núcleos que se quieren fusionar, es necesario comunicarle mucha energía; esto se consigue calentándolos a elevadas temperaturas. En estas condiciones la materia se encuentra en forma de gas ionizado, que exhibe un comportamiento colectivo, llamado plasma. El 99% del Universo está constituido por plasmas, o sea materia ionizada, pero en la naturaleza existe una enorme variedad de plasmas que no cumplen necesariamente las condiciones de altas temperaturas de plasmas para fusión.

Para conseguir un rendimiento energético neto positivo en una reacción de fusión es necesario calentar un plasma a temperaturas suficientemente altas y alcanzar densidades que cumplan el criterio de Lawson:

$$n \cdot \tau_E > 10^{14} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}$$

para una temperatura iónica de 10keV, donde n es la densidad del plasma, y τ_E el tiempo de confinamiento de la energía.

El objetivo final del programa de investigación en fusión controlada es lograr la condición de ignición, es decir, mantener la combustión del plasma mediante el aporte de energía de los propios subproductos de la fusión, confinados en el plasma. En un reactor de deuterio-tritio (D-T) la energía cinética de las partículas α mantendrá la temperatura necesaria para que las reacciones se sigan produciendo y no se requiera calentamiento exterior.

Se estudian dos vías experimentales para llegar a esta condición:

- La fusión por confinamiento magnético, en la cual un plasma caliente se confina mediante campos magnéticos. La densidad máxima es $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ y el tiempo de confinamiento de la energía $\tau_E = 1$ a 5s.
- La fusión por confinamiento inercial [1], en la que una diminuta cápsula de combustible se comprime fuertemente (más de mil veces la densidad de un líquido) hasta que se inicia la ignición en el centro y se propaga hacia el exterior, donde el combustible está más frío. La ignición dura mientras el combustible se mantiene confinado por su propia inercia. El confinamiento inercial no puede ser estacionario. En este esquema se alcanzan densidades de $n = 10^{31} \text{ m}^{-3}$ y $\tau_E = 10^{-11}$ s donde τ_E es el tiempo de libre expansión de la materia.

No obstante, el estado de ignición del plasma debe mantenerse durante un tiempo suficiente para producir energía de forma continua. Uno de los problemas más difíciles será la interacción del borde del plasma con la estructura que lo rodea y la eliminación de las cenizas de helio. Las impurezas de la pared empeoran la condición de ignición de dos formas distintas: diluyendo la concentración de combustible y provocando pérdida de energía por radiación incluso en pequeñas cantidades. Para mantener el plasma separado de la cámara de vacío e impedir así la penetración de impurezas que lo enfriarían se usan dos métodos: 1. Mediante la colocación de un limitador, material que interseca las líneas de campo y define así la última superficie magnética cerrada; 2. Mediante bobinas que consiguen que las líneas de campo más externas desvíen las

partículas a zonas de la máquina donde son extraídas (configuración divertor). En ocasiones, debido a la presencia de islas magnéticas en la zona periférica del plasma, se crea un divertor natural sin necesidad de usar bobinas especiales. En este caso la última superficie cerrada de flujo se denomina separatriz.

Una de las características del plasma es que se puede confinar mediante campos magnéticos. En configuraciones lineales las pérdidas de las partículas por los extremos son demasiado grandes para alcanzar el tiempo de confinamiento de la energía necesario. Estas pérdidas pueden evitarse completamente en un sistema toroidal. Pero por otra parte en un sistema toroidal simple con un campo magnético puramente toroidal, el gradiente de dicho campo origina una deriva vertical de las partículas que tiene dirección opuesta para los iones y los electrones. El campo eléctrico resultante causa una deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ hacia fuera del plasma, resultando una configuración magnética inestable (figura 4). Para evitar esta separación de cargas, es necesario retorcer las líneas de campo magnético mediante la superposición de un campo magnético toroidal con uno poloidal. Cada línea de campo genera la llamada superficie de flujo magnético. En estas superficies de flujo los parámetros del plasma usualmente se mantienen constantes ya que el transporte paralelo al campo magnético es rápido. Perpendicularmente a las superficies de flujo, el transporte es obstaculizado debido a la fuerza de Lorentz, por lo que los parámetros del plasma pueden cambiar fuertemente en esta dirección.

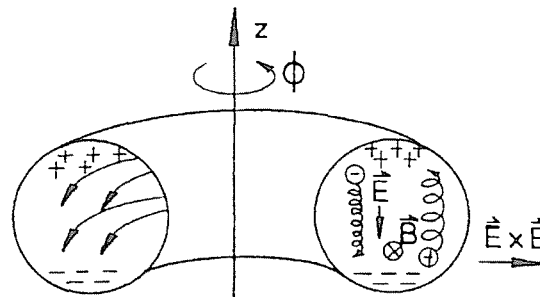


Fig.4: Derivas vertical y $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ en un campo toroidal.

Hay dos tipos de dispositivos de fusión cuya diferencia fundamental es la forma de producir el retorcimiento de las líneas de campo magnético necesario para confinar el plasma:

Stellarator

Fue inventado en 1951 por Lyman Spitzer. En un stellarator el campo magnético poloidal se genera mediante bobinas externas alrededor del toro. Estas bobinas tienen la ventaja de que la corriente puede ser controlada desde fuera, y puede fluir de forma continua, sin embargo la configuración de un stellarator es muy complicada desde el punto de vista de ingeniería.

Tokamak

Fue propuesto por dos físicos rusos, Tamm y Sakharov, en el año 1952 y realizado por Artsimovich. La palabra tokamak deriva de las palabras rusas empleadas para nombrar a una cámara toroidal con campo magnético. En el tokamak el campo magnético poloidal es generado por el propio plasma a través de una corriente eléctrica que se produce por inducción, actuando el plasma como el secundario de un transformador. Además esta corriente sirve para calentar el plasma. Por supuesto un transformador puede inducir la corriente del plasma sólo durante un tiempo finito. Otra desventaja es que la corriente que se requiere es grande y puede provocar las llamadas disrupciones: decaimientos incontrolados de la corriente del plasma ($\sim 10\text{ms}$) que pueden dar lugar a grandes fuerzas en la máquina.

1.2 TJ-II.

El TJ-II es un stellarator helicoidal de tamaño medio y de cuatro periodos (figura 5) instalado en el CIEMAT. La trampa magnética se obtiene mediante varios conjuntos de bobinas que configuran totalmente las superficies magnéticas antes de generar el plasma. El campo toroidal se genera con 32 bobinas. El giro tridimensional del eje central de la configuración se genera mediante dos bobinas centrales: una circular y otra helicoidal. La posición horizontal del plasma se controla mediante las bobinas de campo vertical. La acción conjunta de estos campos magnéticos genera superficies magnéticas con forma de "judía" que guían a las partículas del plasma para que no choquen con las paredes de la cámara de vacío. Hasta ahora los plasmas de TJ-II se han calentado mediante la inyección de microondas a la frecuencia ciclotrónica de los electrones (ECH, 600 KW). En la campaña actual se están haciendo las primeras pruebas de inyección de haces de átomos neutros de hidrógeno (NBI, hasta 2 MW) para aproximarse a las condiciones adecuadas para el calentamiento. En la tabla 1 se resumen los parámetros principales de las bobinas del TJ-II.

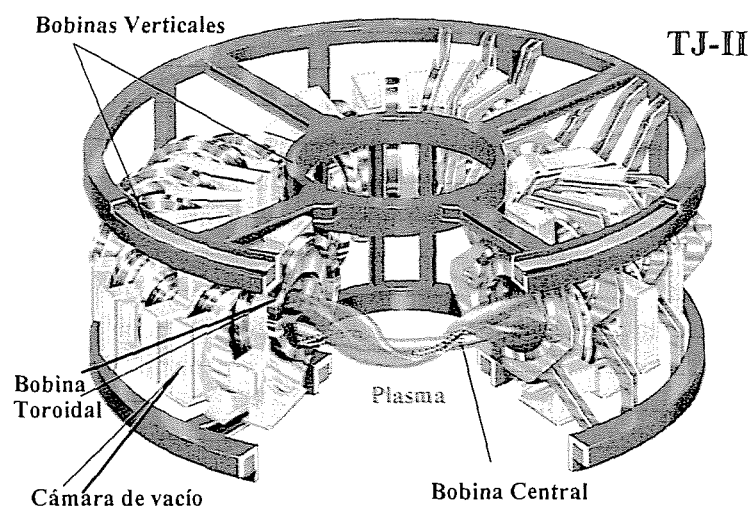


Fig.5: Dispositivo de fusión en el CIEMAT.

BOBINAS	RADIO(m)	Nº VUELTAS	CORRIENTE (A) en una vuelta
CIRCULAR(CC)	1.5	24	11700
HELICOIDAL(HX)	1.5 EXCURSION:7cm	24	10800
TOROIDAL(TF) 32bobinas (4 agrandadas/28 normales)	0.475/0.425 (agrandadas/normales)	9/8 (agrandadas/normales)	32500
VERTICAL(VF) 2 bobinas	2.25	16	12500
COMPENSACIÓN(OH) 4bobinas (2 interiores/ 2 exteriores)	0.78/2.29 (interior/exterior)	20/1 (interior/exterior)	7200
RADIAL(R) 4 bobinas (2 interiores/2 exteriores)	0.74/2.24 (interior/exterior)	7/5 (interior/exterior)	5200

Tabla 1: Parámetros más importantes de las bobinas del TJ-II.

1.3 Caracterización del borde del plasma mediante técnicas de haces atómicos y fluorescencia inducida por láser.

La caracterización de la zona periférica de los plasmas de fusión es una de las actividades en el campo de diagnósticos de plasmas que ha experimentado mayor auge en los últimos años. Esto ha sido motivado por el hecho de que la comunidad de fusión se ha concienciado progresivamente sobre la gran relevancia que dicha zona tiene sobre el comportamiento global del plasma confinado (establecimiento de barreras de transporte en modos de confinamiento mejorado, apantallamiento de partículas e impurezas, etc...) y muy específicamente sobre la interacción de dicho plasma con el medio material circundante (fenómenos de reciclado, producción de impurezas, vida media de materiales expuestos al plasma, etc...)[2]. En particular, la medida de los perfiles radiales de densidad ($n_e(r)$) y temperatura ($T_e(r)$) electrónicas y su evolución durante la descarga, tradicionalmente realizada por medio de sondas electrostáticas, ha reflejado muy bien la fuerte influencia del borde del plasma (y de la zona entre éste y el recipiente que lo contiene, denominada “scrape-off layer”, SOL) en la optimización de los parámetros globales del mismo. Dada la necesidad de caracterizar zonas periféricas del plasma en condiciones cada vez más agresivas para los diagnósticos intrusivos, los

métodos ópticos han ido cobrando mayor protagonismo. La detección de la fluorescencia de emisión de impurezas ligeras introducidas en el plasma como haces atómicos representa hoy en día una de las técnicas de diagnóstico activo no intrusivo más prometedoras [3].

Tradicionalmente se han empleado haces efusivos de litio [4],[5], cuya eficiencia de excitación por impacto electrónico (proceso dominante para bajas energías del haz) es prácticamente independiente de la temperatura electrónica local, para la determinación de $n_e(r)$. Para la medida de $T_e(r)$ se ha utilizado la relación de intensidad de emisión de líneas de dos impurezas distintas (He y Li por ejemplo). También se ha hecho uso de la emisión de dos líneas de He en un único haz atómico efusivo puro para determinar simultáneamente $n_e(r)$ y $T_e(r)$ [6],[7].

Aunque el campo de aplicación de las técnicas de haces atómicos en sus múltiples variantes es muy amplio (una revisión puede encontrarse en [8]), sólo aquéllos producidos por fuentes efusivas [9] han sido usados para la caracterización de forma continua de la zona más periférica del plasma. Las propiedades de estos haces pueden estimarse de una forma sencilla y fiable a partir de la teoría cinética de los gases. En el caso de los gases no condensables como el helio, los haces supersónicos [10], que pueden obtenerse colimando adecuadamente la parte central de una expansión hidrodinámica de un gas, ofrecen interesantes ventajas frente a los efusivos o térmicos: poseen una mayor velocidad traslacional media (mayor profundidad de penetración en el plasma), una dispersión de la velocidad mucho más estrecha (mejor resolución temporal), y una divergencia angular más baja (mejor resolución espacial) determinada por la geometría del orificio de salida del gas (tobera) y del colimador aerodinámico ("skimmer") utilizado para la extracción del haz. Los principales inconvenientes del empleo de haces supersónicos son: el gran flujo de gas, que obliga a utilizar una cámara de expansión con bombeo propio cerca del dispositivo de fusión, y la dificultad para predecir sus propiedades fundamentales [11].

Debido a que los átomos de helio tienen un potencial de ionización (24.54eV) mucho más alto que los de litio (5.4eV), los primeros presentan una mayor profundidad de penetración en el plasma. Por otra parte los haces de He son más fáciles de preparar y regular.

Una técnica poderosa para el estudio de los niveles excitados en el haz de helio es la fluorescencia inducida por láser (FIL) [12,13], que ha alcanzado un gran auge en los últimos años gracias al desarrollo de nuevos láseres sintonizables de alta potencia y a las técnicas de generación de armónicos. Como diagnóstico en plasmas [14,15] se aplica a la detección de átomos libres (impurezas metálicas e hidrógeno neutro), moléculas, radicales e incluso para medir campos eléctricos y magnéticos. La independencia de las señales de fluorescencia de los parámetros locales del plasma, unida a la gran sensibilidad de la técnica y su elevada resolución tanto temporal como espacial, la hace especialmente adecuada para el estudio de fenómenos en el borde del plasma y de interacción plasma-pared[16-18]. El uso de esta técnica para la determinación del campo eléctrico en plasmas en combinación con un haz supersónico de helio ha sido propuesto por Takiyama y colaboradores [19]. Además la técnica FIL

ha sido empleada en el CIEMAT para medidas de sputtering en plasmas de deposición [20].

En el presente trabajo se describen la técnica del haz supersónico de helio usada para la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas en el borde del plasma de TJ-II, así como la técnica de FIL para su posterior utilización en el dispositivo experimental de fusión del CIEMAT.

2. Modelo colisional-radiativo.

El diagnóstico del haz supersónico de helio está basado en la medida de los perfiles radiales de intensidad de ciertas líneas de emisión procedentes de estados excitados por impacto electrónico de los átomos inyectados en el borde del plasma y la posterior comparación de los cocientes de dichas líneas con los valores teóricos obtenidos mediante el modelo colisional radiativo, para deducir $T_e(r)$ y $n_e(r)$.

Si un haz atómico de helio con una distribución inicial de población conocida entra en un plasma, se establecerá una nueva distribución de población mediante interacciones de los átomos del haz con los electrones, iones y átomos del plasma.

El modelo colisional-radiativo [21] calcula las poblaciones de los primeros 19 estados del helio ($n \leq 4$) (tabla 2), normalizándolas a la del nivel fundamental (poblaciones relativas), ya que se ha comprobado que la influencia de los estados con $n > 4$ es despreciable[22].

	Término	E(cm⁻¹)	E(eV)
1	1 ¹ S	0.0	0.0
2	2 ³ S	159856.069	19.8198
3	2 ¹ S	166277.546	20.6160
4	2 ³ P	169087.244	20.9644
5	2 ¹ P	171135.000	21.2182
6	3 ³ S	183236.892	22.7187
7	3 ¹ S	184864.936	22.9206
8	3 ³ P	185564.759	23.0073
9	3 ³ D	186101.660	23.0739
10	3 ¹ D	186105.065	23.0743
11	3 ¹ P	186209.471	23.0873
12	4 ³ S	190298.210	23.5942
13	4 ¹ S	190940.331	23.6738
14	4 ³ P	191217.166	23.7081
15	4 ³ D	191444.590	23.7363
16	4 ¹ D	191446.559	23.7366
17	4 ³ F	191451.98	23.7373
18	4 ¹ F	191451.99	23.7373
19	4 ¹ P	191492.817	23.7423

Tabla 2: Niveles de energía del helio incluidos en el modelo colisional-radiativo.

La evolución temporal de la población de cada nivel está determinada por el balance de todos los procesos atómicos individuales de población y despoblación, es decir, por el balance estadístico que está regido por el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{dn_i}{dt} = \left[\sum_{j \neq i} \sigma_{\nu}(j,i) \cdot n_e + A(j,i) \right] \cdot n_j - \left[\sum_{j \neq i} \sigma_{\nu}(i,j) + \sigma_{\nu}(i) \right] \cdot n_e + \sum_{j < i} A(i,j) \cdot n_i \quad (1)$$

$i = 1, 19 ; j = 1, 19$

donde n_i es la población del nivel i , $\sigma_{\nu}(i,j)$ es la constante cinética de excitación($i < j$)/desexcitación($i > j$) por impacto electrónico desde el nivel i al j , $\sigma_{\nu}(i)$ es la constante cinética de ionización por impacto electrónico del nivel i y $A(i,j)$ es la probabilidad de emisión espontánea desde el nivel i al j .

Para calcular las poblaciones de todos los niveles involucrados el modelo c-r supone:

- Que el tiempo de relajación de los niveles excitados es mucho más corto que el tiempo de residencia del haz en el volumen del plasma del que proceden las emisiones de las líneas detectadas [7]. Esto implica que para unos valores de T_e y n_e se han alcanzado los valores estacionarios de las poblaciones de los niveles. Es decir, se supone estado cuasiestacionario para todos los niveles excitados, incluidos los dos metaestables. Así, el sistema de ecuaciones diferenciales acopladas se reduce a un sistema algebraico de ecuaciones lo que permite obtener el valor de las poblaciones de una forma más sencilla.
- La velocidad de los átomos de helio es constante y no está influenciada por los procesos de interacción del haz con el plasma.
- Los átomos de helio que son ionizados por colisiones con electrones dejan de formar parte del haz debido a las fuerzas magnéticas en el dispositivo de fusión.
- No se tienen en cuenta los procesos de recombinación, ni la excitación e ionización por radiación, ni las colisiones de los átomos de He con iones e impurezas atómicas (intercambio de carga), ni con electrones supratérmicos.

3. Reconstrucción de los perfiles $ne(r)$ y $Te(r)$.

Se detectan tres líneas del He (ver fig.6): dos singletes de longitudes de onda $\lambda_1=728.1\text{nm}$ ($3^1S \rightarrow 2^1P$), $\lambda_2=667.8\text{nm}$ ($3^1D \rightarrow 2^1P$) y una triplete de longitud de onda $\lambda_3=706.5\text{nm}$ ($3^3S \rightarrow 2^3P$). El cociente de intensidades $I(\lambda_1)/I(\lambda_3)$ depende fuertemente de la temperatura electrónica, mientras que $I(\lambda_2)/I(\lambda_1)$ depende principalmente de la densidad electrónica.

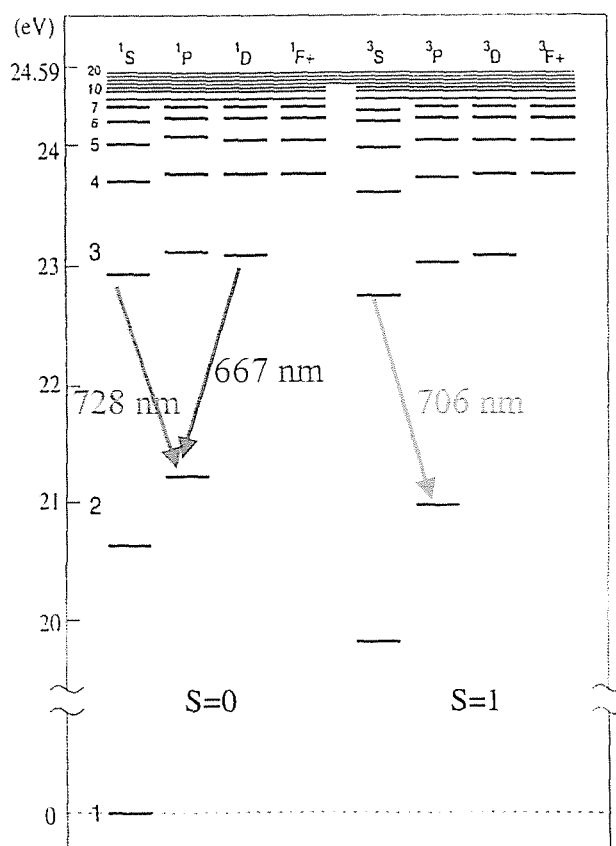


Fig.6: Diagrama de niveles de energía del helio. (S=0: singlete y S=1: triplete)

En general, todos los cocientes entre intensidades de líneas singlete y triplete dependen principalmente de T_e , ya que las constantes cinéticas para la excitación por impacto electrónico desde el fundamental tienen una dependencia con la energía distinta para los estados singlete y triplete [22]. Y sólo unos pocos cocientes de intensidades son función de n_e , como el $I(\lambda_2)/I(\lambda_1)$, debido a que una de las intensidades procede de estados des poblados principalmente por impacto electrónico (despoblación proporcional a n_e), mientras que la otra es procedente de estados que se vacían por emisión espontánea (despoblación independiente de n_e).

Haciendo uso del modelo colisional radiativo se calculan las poblaciones de los 19 niveles considerados del He correspondientes al estado estacionario y ,a partir de estas poblaciones, se obtienen los cocientes $I(\lambda_1)/I(\lambda_3)$ y $I(\lambda_2)/I(\lambda_1)$ para cada par de valores (T_e, n_e) (ver figuras 7 y 8). Esto permite comparar los valores experimentales de dichos cocientes de intensidades procedentes de cada punto del plasma con los calculados teóricamente, reconstruyéndose así los perfiles de densidad y temperatura electrónicas.

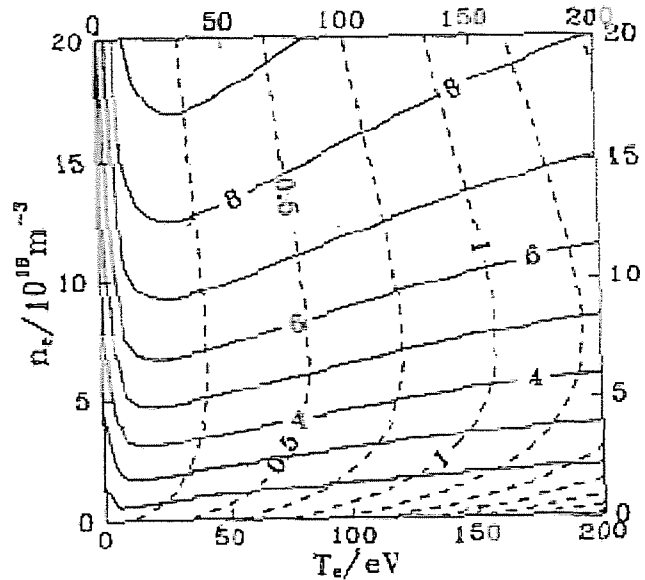


Fig.7: Cocientes de intensidades en el modelo de Brix[22]. I667/I728 varía con la densidad e I728/I706 varía con la temperatura.

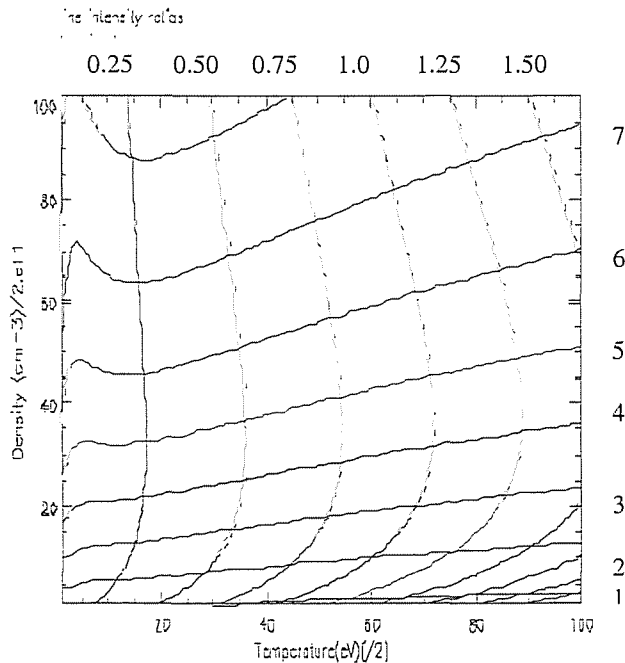


Fig. 8: Cocientes de intensidades en el modelo usado. I667/I728 varía con la densidad e I728/I706 varía con la temperatura.

Actualmente se está desarrollando un código para lectura de las señales emitidas de helio y análisis de las mismas, que permite obtener $n_e(r)$ y $T_e(r)$.

Las constantes cinéticas usadas en el modelo son las recomendadas por Brix [22], salvo para las transiciones con $\Delta n=0$, $\Delta S=0$, $\Delta l=0$, en las que se usan las de Johnson y Hinnov [23] sustituyendo a las que figuran en ADAS(Atomic Data and Análisis Structure) [24]. Cualitativamente, ambos modelos muestran las mismas tendencias con n_e y T_e . Las diferencias en los cocientes de líneas están por debajo de un 10-20%. Esto significa que dados unos cocientes, el modelo actual daría menor temperatura y mayor densidad que el modelo de Brix, como se muestra a continuación en las figuras 9 y 10:

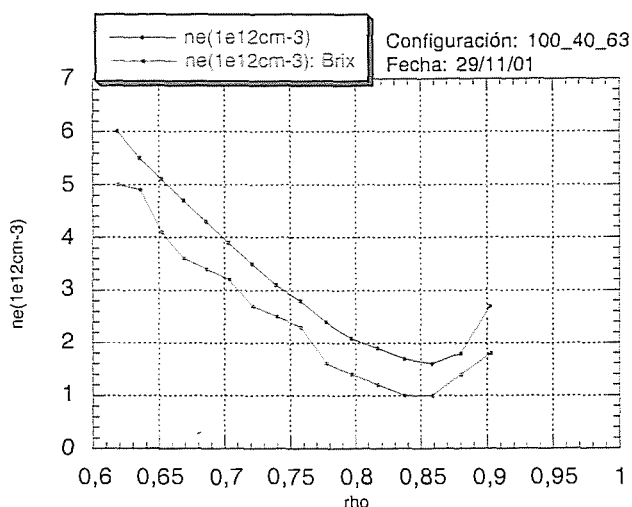


Fig.9: Perfiles de densidad electrónica del diagnóstico del haz de He, obtenidos con el modelo de Brix, y con el modelo modificado por las secciones eficaces de Johnson.

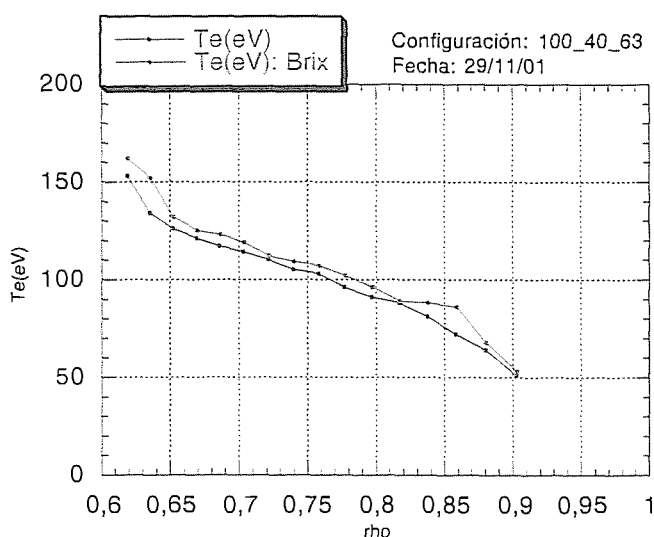


Fig. 10: Perfiles de temperatura electrónica del diagnóstico del haz de He, obtenidos con el modelo de Brix, y con el modelo modificado por las secciones eficaces de Johnson.

4. Validación del modelo Colisional Radiativo.

Como se explica en los apartados anteriores, la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas a partir del diagnóstico del haz de He está totalmente ligada a la aplicación de un modelo colisional-radiativo apropiado. Las incertidumbres en las secciones eficaces más relevantes y la falta de inclusión de todas las especies implicadas típicamente hace que el propio modelo sea la fuente de los errores mayores en la reconstrucción de los perfiles [25]. Así por ejemplo, Andrew y O'Mullane mostraron que los errores en las constantes cinéticas tabuladas, normalmente sin los errores experimentales estándar, tienen un efecto directo en la obtención de $n_e(r)$ y $T_e(r)$, siendo la constante cinética de la transición 3^1S-3^1P la más influyente [26].

La combinación de los haces supersónicos y los plasmas calentados con ECRH resulta muy adecuada para testear el modelo colisional-radiativo. En primer lugar, debido a la baja divergencia y las características monoenergéticas, la propagación en el plasma del haz supersónico se puede simplificar a su componente radial. Además, las bajas temperaturas iónicas típicas de los plasmas ECRH permiten despreciar los procesos colisionales ión-He en las simulaciones.

4.1. Autoconsistencia del modelo.

Aunque normalmente los cocientes de las líneas sólo se usan para la reconstrucción de $n_e(r)$ y $T_e(r)$, se puede comprobar la autoconsistencia del modelo realizando la simulación de la distribución espacial de todas las líneas de emisión basada en la reconstrucción de los perfiles de emisión experimentales a partir de los perfiles $n_e(r)$ y $T_e(r)$ obtenidos con el modelo colisional-radiativo. No obstante, se debe tener en cuenta la posible contribución de electrones no térmicos a las líneas de excitación. Para valorar tal contribución se deben usar los perfiles de densidad y temperatura electrónicas obtenidos con otros diagnósticos.

En las figuras 11, 12, 13 y 14 se muestran los perfiles $n_e(r)$ y $T_e(r)$ obtenidos a partir de los cocientes experimentales de las intensidades de línea (I667/I728 para n_e y I728/I706 para T_e) para un caso particular, así como los perfiles radiales de las tres líneas obtenidos mediante simulación de la propagación del haz del helio usando $n_e(r)$ y $T_e(r)$.

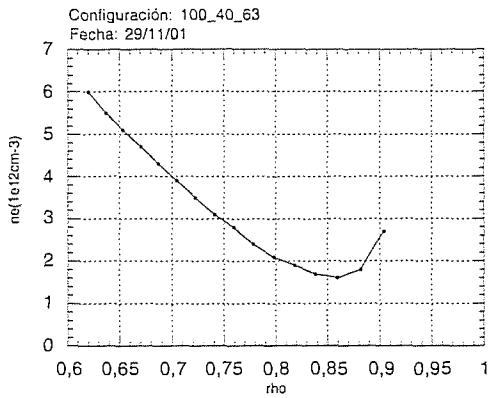


Fig.11: Perfil de densidad electrónica del diagnóstico de haz de helio.

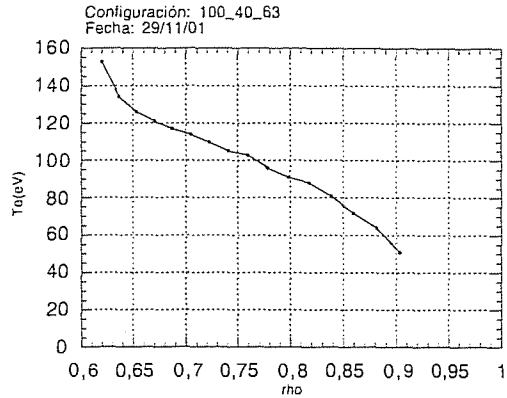


Fig.12: Perfil de temperatura electrónica del diagnóstico de haz de helio.

La cola obtenida en el perfil de densidad (fig.11) no es real y se debe a la falta de equilibrio local entre los niveles relevantes del helio, ya que a densidades electrónicas bajas el tiempo de relajación es mayor que el tiempo de residencia del haz de helio en las zonas del plasma poco densas. Para simular los perfiles radiales de las líneas de emisión del He, se debe hacer uso de las expresiones analíticas de las funciones que ajustan $n_e(r)$ y $T_e(r)$ adecuadamente. En estos ajustes hay que evitar de alguna manera los valores de la cola de la densidad, puesto que esto modificaría negativamente la atenuación del haz del helio en el modelo que simula la propagación del mismo en el interior del plasma.

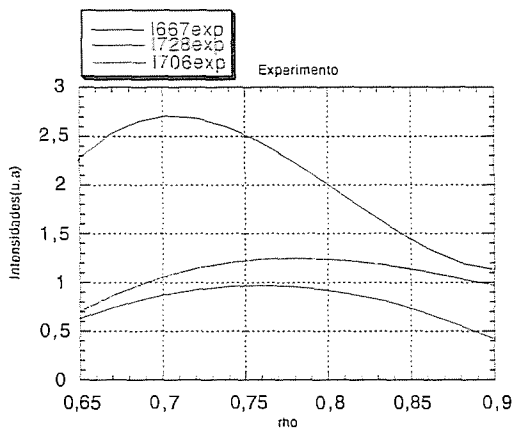


Fig.13: Perfiles de intensidades experimentales del diagnóstico del haz de He.

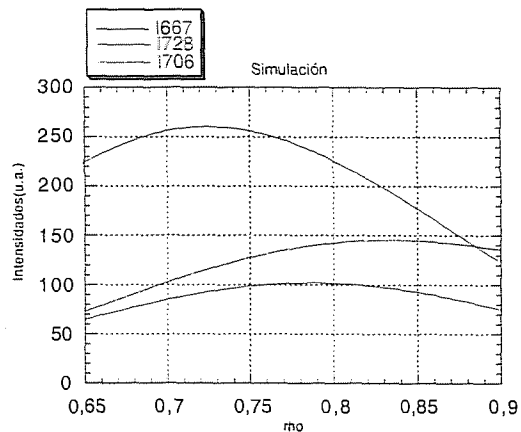


Fig.14: Perfiles de intensidades simulados del diagnóstico del haz de He.

De las figuras 13 y 14 se deduce que hay una buena concordancia entre los datos experimentales y los simulados con el modelo, aunque la calidad de la similitud no es la

misma para las tres líneas. La peor corresponde a la línea 706nm (sistema triplete). Debido a la fuerte contribución a esta línea del metaestable 2^3S y la población relativamente alta de esta especie bajo las condiciones de la periferia del plasma, el desplazamiento del máximo hacia los valores de radio más externos podría ser explicado por la falta de inclusión de los “efectos memoria” en el modelo.

Por otra parte, se comprueba que el modelo es capaz de reproducir la penetración del haz de He en el plasma con una exactitud razonable. Esto era esperado debido a la falta de procesos de ionización multipaso y de colisiones con iones calientes en plasmas calentados por ECRH.

En las figuras 15 y 16 se muestran los perfiles de densidad y temperatura electrónicas deducidos de diferentes diagnósticos: haz de He y reflectómetro[27] para la densidad, y haz de He y ECE[28] para la temperatura. El acuerdo entre los perfiles de cada diagnóstico es bueno en general, si se tienen en cuenta las incertidumbres relativas de cada uno. Se observa que la temperatura del ECE en los puntos correspondientes a la zona más externa del plasma no coincide con la que proporciona el helio. No obstante, el valor que proporciona el ECE en el último punto no es muy fiable por no ser el plasma ópticamente denso, condición importante en este diagnóstico.

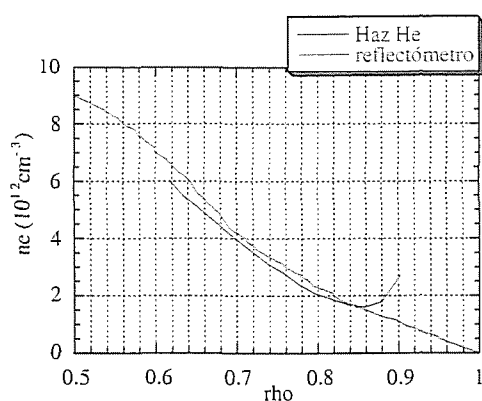


Fig.15: Perfiles de densidad electrónica de los diagnósticos de haz de He y reflectómetro.

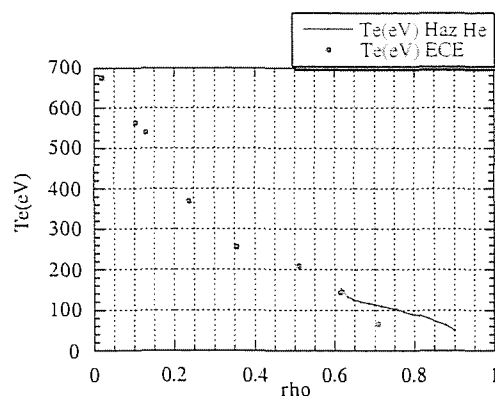


Fig.16: Perfiles de temperatura electrónica de los diagnósticos de haz de He y ECE

4.2 Rango de validez del diagnóstico del haz de helio.

La principal hipótesis sobre la que se fundamenta el modelo colisional–radiativo es que el tiempo de relajación de los niveles excitados del helio es mucho más corto que el tiempo de residencia del haz en el volumen del plasma del que proceden las emisiones detectadas. En principio, la única referencia conocida para dar por válida esta hipótesis son los cálculos de Schweer [7] o de Brix [29]. Se trata de comprobar esta afirmación.

Para una densidad y temperatura electrónicas dadas, los niveles del helio tienen unos valores determinados de población en el equilibrio dentro del plasma. Si se produce una perturbación (como un cambio de la n_e y T_e del plasma), los niveles alcanzarán un nuevo valor estacionario de población después de un tiempo suficientemente largo. La evolución temporal de la población del nivel hasta alcanzar el nuevo valor de equilibrio se puede ajustar a una función exponencial de la siguiente forma:

$$n_i(t) = n_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \quad i=2-19 \quad (2)$$

donde $n_i(t)$ es la densidad de población en el nivel i en el instante t , n_i es la densidad de población en el nivel i en la nueva condición estacionaria y τ_r es el tiempo de relajación del nivel i , que como se deduce de la ecuación es el tiempo en el que la población del nivel i es n_i menos n_i/e .

El tiempo de relajación de un nivel depende de n_e y T_e . Cuando la densidad electrónica aumenta, el tiempo de relajación disminuye ya que la distribución de poblaciones de equilibrio se alcanza fundamentalmente mediante colisiones de los átomos de helio con los electrones del plasma. Mientras que la variación con la temperatura no es tan clara, debido a la dependencia con la misma de las constantes cinéticas de excitación.

Para encontrar la evolución temporal de la densidad de población de los 19 niveles del helio, se resuelve por métodos numéricos el problema de valores iniciales de 19 ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden (ecuación 1) Se supone una cantidad de helio determinada en el estado fundamental ($i=1$), por ejemplo, 1 átomo/cm³, de manera que las condiciones iniciales serían $n_1(0)=1$, $n_i(0)=0$ desde $i=2$ a $i=19$, y se obtiene la evolución temporal de la densidad de población del resto de niveles. Si en la simulación no se considera término fuente de helio, la cantidad inicial inyectada en el plasma se irá atenuando debido a la ionización del haz de helio. En este caso la evolución temporal de las poblaciones absolutas de los distintos niveles mostrará un decaimiento de las mismas a cero, pero a partir del instante en el que cada nivel alcance el equilibrio con el resto de niveles, el valor relativo a la población del nivel fundamental se mantendrá constante.

En la figura 17, se muestran los resultados para el nivel metaestable 2^3S , a una densidad y temperatura electrónicas concretas.

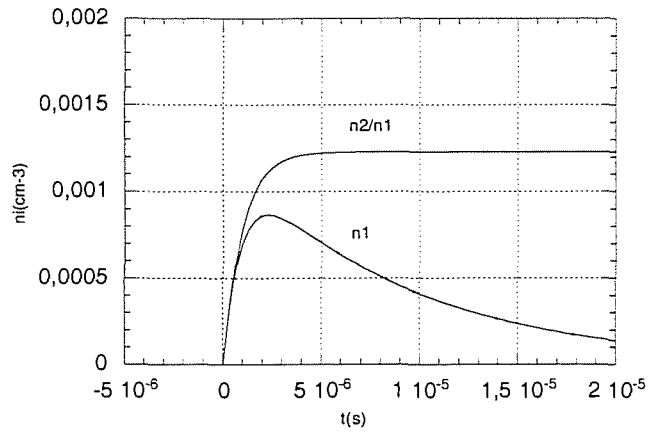


Fig.17: Evolución temporal del nivel 2³S del helio en un plasma con $n_e=5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ y $T_e=120 \text{eV}$.

Ajustando la evolución temporal de n_2/n_1 a la ecuación:

$$\frac{n_2}{n_1}(t) = \frac{n_2}{n_1} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \quad (3)$$

se obtiene como parámetro de ajuste que el tiempo de relajación del nivel 2³S para $n_e=5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ y $T_e=120 \text{eV}$ es de $1 \mu\text{s}$.

Los resultados para otros valores de densidad y temperatura se resumen a continuación en las tablas 3 y 4 :

$n_e(\text{cm}^3)$ $T_e(\text{eV})$	$1 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{13}$
20	4.789	0.781	0.323	0.189
60	4.925	0.846	0.358	0.212
100	5.435	0.946	0.402	0.237

Tabla 3: Tiempos de relajación en microsegundos del nivel 2³S. Variación con la densidad para una temperatura fija.

T_e (eV) \ n_e (cm ⁻³)	10	20	60	80	100	120	160	200
$5 \cdot 10^{12}$	0.878	0.781	0.846	0.896	0.946	0.992	1.079	1.157

Tabla 4: Tiempos de relajación en microsegundos del nivel 2³S. Variación con la temperatura para una densidad fija.

Se ha comprobado que los resultados que se muestran en las tablas 3 y 4 son bastante similares a los de Brix [21].

El rango de densidad electrónica en el que el modelo colisional-radiativo es válido, en principio es aquel en el que el cociente I_{667}/I_{728} varía con n_e . Puede haber restricciones que reduzcan más el rango de validez del modelo.

El límite inferior de densidad electrónica por debajo del cual el modelo colisional radiativo deja de ser aplicable, puede verse aumentado por la condición de que los tiempos de relajación de los niveles deben ser menores que el tiempo de residencia del haz de helio en el volumen de plasma del que proceden las emisiones de haz. Puesto que la resolución radial del diagnóstico es de 4mm y la velocidad del haz es de 1720m/s, el tiempo de residencia del haz es de unos 2.3 μ s. Por lo que el modelo colisional-radiativo será válido aproximadamente para $n_e \geq 2.15 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ [7]. Para temperaturas inferiores a 10eV, los tiempos de relajación aumentan considerablemente. Esto no resulta un inconveniente porque en la región de los plasmas de TJ-II en la que el haz de helio interacciona con el plasma, las temperaturas son superiores a 10eV.

Sin embargo, el límite superior de n_e puede reducirse por el tiempo de ionización efectivo del haz (tiempo que la cantidad de helio neutro inyectada tarda en ionizarse). Para calcularlo se obtiene la evolución temporal de la población de cada nivel sin considerar término fuente. La suma de las poblaciones de todos los niveles en cada instante dará la evolución temporal de la cantidad total de helio, que puede ajustarse a la siguiente ecuación:

$$n_{\text{He}}(t) = n_{\text{He}}(t=0) \cdot \exp(-t/\tau_i) \quad (4)$$

donde $n_{\text{He}}(t)$ es la densidad total de helio en el instante t .

El tiempo de ionización efectivo depende de la densidad y temperatura electrónicas. En la figura 18 se muestra el resultado para un caso concreto. Se han hecho los cálculos suponiendo que la cantidad total de helio es 1átomo/cm⁻³, pero el tiempo de ionización efectivo es independiente de este parámetro.

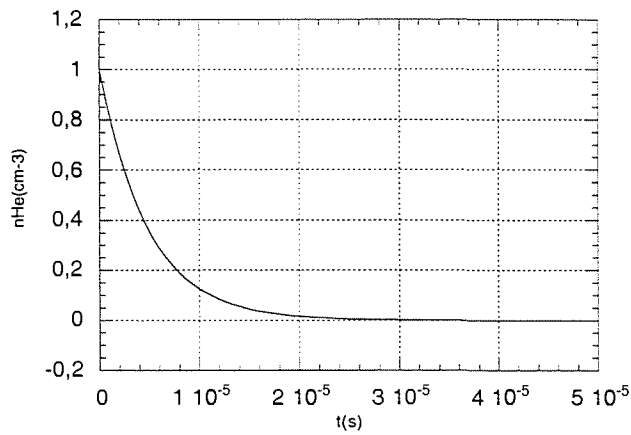


Fig.18: Evolución temporal de la densidad de población del helio en un plasma con $n_e=1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ y $T_e=100 \text{eV}$.

Ajustando esta curva a la ecuación 4 se obtiene un $\tau_i = 4,8 \mu\text{s}$, que deriva en una longitud de atenuación del haz de 8,3mm, para una velocidad del haz de He de 1720m/s. Mientras que para $n_e=1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ y $T_e=10 \text{eV}$, se obtiene $\tau_i = 78 \mu\text{s}$, lo que da una longitud de atenuación del haz de 134,2mm. La densidad electrónica debe ser menor que el valor de la misma para el que el haz no penetra suficientemente en el plasma. Por otra parte el rango de medidas está limitado por la sensibilidad de detección del sistema de observación.

En resumen, el rango de densidad en el que el modelo colisional-radiativo resulta válido engloba precisamente las densidades típicas del borde de los plasmas de fusión.

5. Estudio de la propagación de errores en la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas.

5.1 Errores experimentales.

Se trata de estudiar como se propagarían posibles errores sistemáticos en los perfiles de intensidades de línea experimentales a los perfiles de densidad y temperatura electrónicas.

Para ello se supone un error de un $\pm 10\%$ en los valores experimentales de una de las líneas de emisión del He, por ejemplo, la 728nm que afecta tanto a la densidad como a la temperatura.

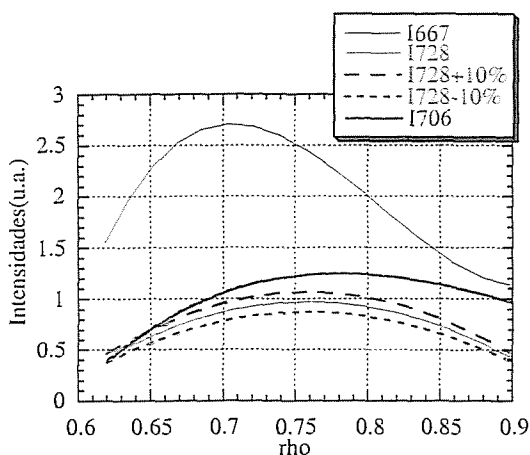


Fig.19: Intensidades de línea experimentales del He, con un error de $\pm 10\%$ en la 728.

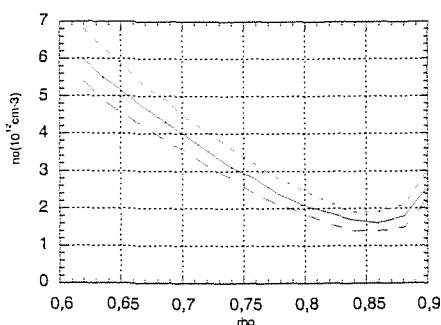


Fig.20: Perfiles de densidad electrónica para las líneas sin error y con un error de un $\pm 10\%$ en la 728.

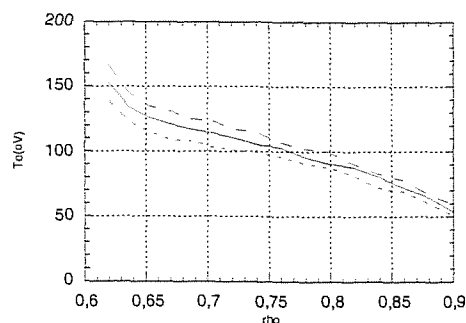


Fig.21: Perfiles de temperatura electrónica para las líneas sin error y con un error de un $\pm 10\%$ en la 728.

Se puede observar en las figuras 20 y 21 que un valor de la intensidad de línea de 728nm de un 10% menor resulta en un perfil de densidad de un 10% mayor (la densidad se obtiene del cociente I_{667}/I_{728}) mientras que el perfil de temperatura es un 10% menor (la temperatura se obtiene del cociente I_{728}/I_{706}). Para un valor de la línea de 728nm un 10% mayor ocurre justo lo contrario. Esta variación de la densidad y la temperatura no es lineal con el error introducido en el perfil experimental. Un posible error en la línea de 667nm sólo afectaría a la densidad electrónica, y en la línea de 706nm sólo se reflejaría en la temperatura electrónica.

5.2 Errores en las constantes cinéticas.

La exactitud de los perfiles radiales de densidad y temperatura electrónicas depende de las incertidumbres en los datos atómicos usados en el modelo colisional-radiativo para calcular los cocientes de intensidades de líneas. Puesto que los coeficientes de Einstein de emisión espontánea para el helio se conocen con bastante precisión[30], la principal fuente de error en los cálculos de las poblaciones proviene de la imprecisión en las secciones eficaces de excitación entre los niveles del helio (o en las correspondientes constantes cinéticas).

Las perturbaciones introducidas en las constantes cinéticas dependerán del tipo de transición (del estado fundamental a estados singletes o tripletes, de los metaestables al resto de estados, o las transiciones restantes) [26].

Para las líneas del helio singlete y triplete de longitudes de onda 667nm y 706nm, se ha encontrado que las desviaciones de las poblaciones del nivel superior de las transiciones de las que proceden, 3^1D y 3^3S , están dominadas por varias transiciones. No obstante, para la línea singlete del helio de 728nm, la población del nivel superior de la transición, 3^1S , depende fuertemente de una sola transición de despoblación, la 3^1S-3^1P . Es decir, la incertidumbre en la constante cinética de esta transición introduce casi toda la desviación de la población de 3^1S , y consecuentemente determina la sensibilidad de la intensidad de línea de 728nm calculada y por lo tanto de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas. Se debe puntualizar que el efecto del error de esta transición es solo significativo (mayor que el 20%) en un rango de densidad de $10^{11}-5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$. Fuera de este rango la influencia es típicamente menor que un 5%. No obstante este rango engloba las densidades típicas del borde y el “divertor” de los plasmas de fusión[26].

Por lo tanto la transición 3^1S-3^1P es la más relevante en el estudio de la propagación de las desviaciones de las constantes cinéticas en la reconstrucción de $n_e(r)$ y $T_e(r)$. Su valor dado por Johnson y Hinnov es aproximadamente un 30% mayor que el valor usado por Brix en su modelo, en un rango de temperatura electrónica de 5 – 1000eV. Es importante ver su efecto en la densidad y la temperatura. Para ello se modifica $\langle \sigma v \rangle$ para esa transición por su valor más un 30% en el modelo colisional-radiativo, se vuelve a calcular el valor teórico de los cocientes de líneas, y se obtienen $n_e(r)$ y $T_e(r)$ como ya se explicó anteriormente.

Para los valores experimentales de las líneas de la figura 6, los resultados obtenidos se muestran a continuación en las figuras 22 y 23.

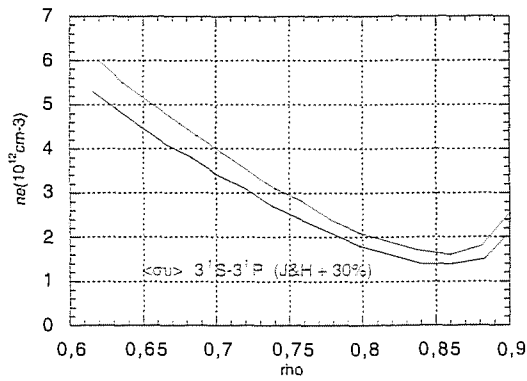


Fig.22: Efecto de la variación de las constantes cinéticas en la densidad electrónica.

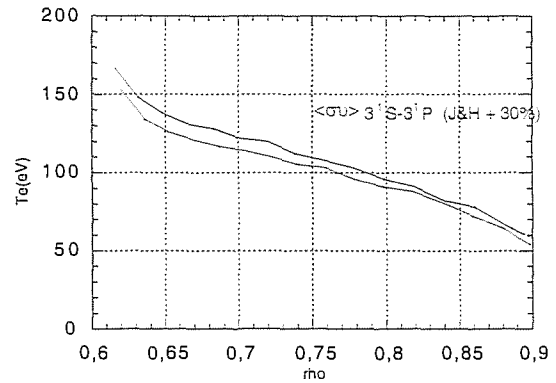


Fig.23: Efecto de la variación de las constantes cinéticas en la temperatura electrónica.

Se observa que no se reproducen las figuras 9 y 10 de forma exacta, porque pasar de un modelo al otro no se consigue simplemente modificando la constante cinética de una sola transición con $\Delta n=0$, $\Delta S=0$, $\Delta l=0$. No obstante, la transición estudiada es la más significativa.

El resultado de un aumento en $\langle \sigma v \rangle (3^1S-3^1P)$ es una densidad menor y una temperatura mayor tal y como se esperaba puesto que también se aumenta $\langle \sigma v \rangle (3^1P-3^1S)$, y por lo tanto la intensidad de la línea de 728nm.

6. Dispositivo experimental del haz supersónico del helio.

A continuación se expone brevemente el dispositivo experimental del haz supersónico de helio en TJ-II. Una descripción más detallada se puede encontrar en [31] y la descripción de la caracterización sistemática del haz en [32].

El equipo consiste en una fuente que genera un haz supersónico pulsado con un inyector de 0.3mm de diámetro y un colimador aerodinámico de perfil parabólico con un diámetro de 0.5mm. La distancia inyector-colimador se puede variar. Para los experimentos en TJ-II se eligió una distancia de 25mm que definía una divergencia del haz de 1.4° . La velocidad media del haz es de 1500 – 1750 m/s y la distribución de velocidad está definida por un “speed ratio” de 10-20, dependiendo de la presión de la fuente [32]. La duración del pulso de helio en los experimentos suele ser de 1- 2ms y la presión de remanso está en el rango de 0.6 – 1.2 bar.

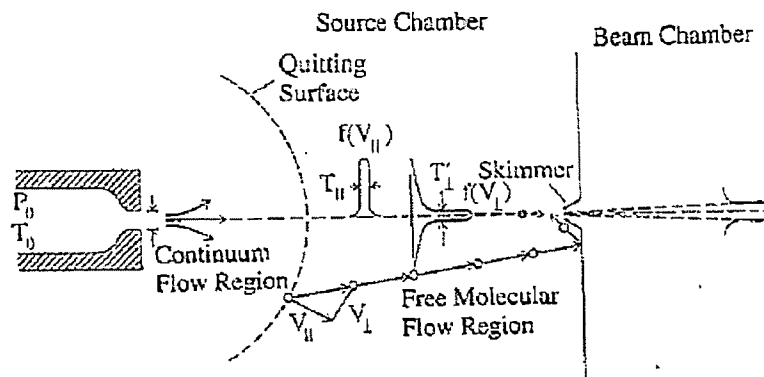


Figura 24: Esquema del dispositivo del haz supersónico de helio.

El dispositivo experimental se muestra en la figura 25. El haz se lanza desde una ventana superior de TJ-II, estando el inyector a 90cm del borde del plasma. El diámetro del haz en la región de observación es de unos 1.3cm y el flujo de átomos de helio se estima en el orden de 10^{10} cm^{-3} . La localización exacta del haz en la cámara de vacío de TJ-II se puede determinar con un manómetro que está situado en la parte inferior del dispositivo y en la línea de visión del haz (ver figura 25). La señal eléctrica aplicada a la válvula y el pulso de helio obtenido en el detector se pueden ver en la figura 26. Del tiempo de vuelo de los átomos de helio se deduce una velocidad de 1720m/s.

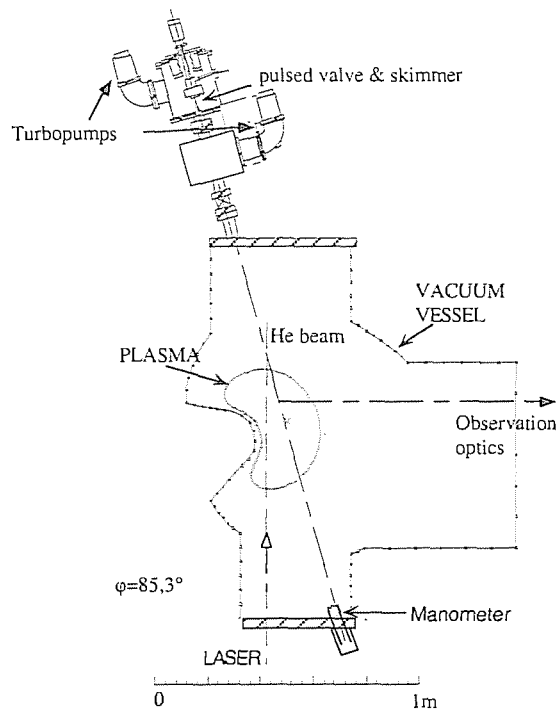


Fig.25: Dispositivo experimental del diagnóstico del haz de He.

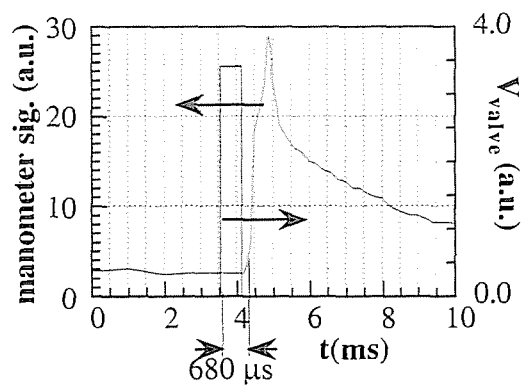


Fig.26: Tensión aplicada a la válvula piezoeléctrica(en rojo) y pulso del haz de He medido con el manómetro(en azul).

La detección simultanea de las tres líneas del helio usadas para la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura en el borde (667.2, 706.5, y 728.1nm) se realiza mediante un conjunto de arrays de 16 fotomultiplicadores con filtros de interferencia de una FWHM=1nm (no influye que la luz no incida perpendicularmente a los filtros). Normalmente el sistema de detección se calibra con una descarga luminiscente de He utilizando un espectrómetro OMA(optical multichannel analyzer).

En la última campaña de operación de TJ-II, esta calibración se ha realizado usando la emisión de un filamento considerado como un cuerpo negro. Hay dos factores de calibración distintos: uno que tiene en cuenta los factores geométricos de la detección y depende de la distancia a la que esté colocado cada fotomultiplicador ; y el otro tiene en cuenta la emisión del filamento a cada longitud de onda detectada, y depende de la temperatura del filamento. Se ha usado un pirómetro óptico para medir la temperatura del filamento obteniéndose un valor de unos 1000°C.

Los valores teóricos del segundo factor de calibración se pueden calcular haciendo uso de la ley de Stefan-Boltzmann. Además se ha de tener en cuenta la sensibilidad de cada fotomultiplicador para cada longitud de onda, que es proporcionada por el fabricante.

La resolución geométrica radial es de unos 4mm siempre que en el volumen de plasma cuya longitud determina esta resolución radial el tiempo de relajación de los niveles del helio sea menor que el tiempo de residencia del haz , y está determinada por la óptica de detección; mientras que la resolución toroidal es de unos 12.5mm. La resolución temporal del diagnóstico es el tiempo en el que se integra la señal detectada, 1ms. Se debe tener en cuenta que la resolución radial empeora cuando n_e disminuye, ya que el tiempo de relajación de los niveles del helio se hace mayor.

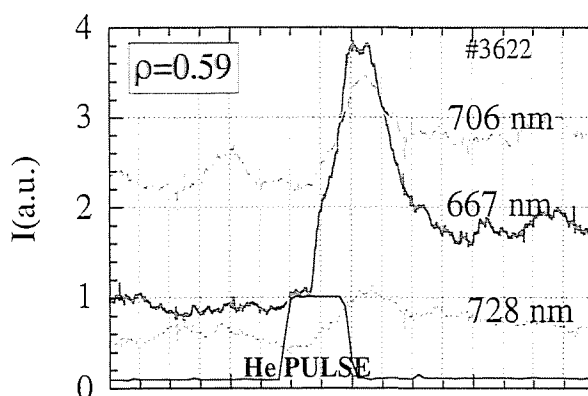


Fig.27: Intensidades de línea en 667, 706 y 729nm, medidas durante una descarga del plasma en el tiempo de inyección del haz de He.

La figura 27 muestra la evolución temporal de las tres intensidades de línea durante una descarga de plasma. En el instante en el que se inyecta el haz se observa un aumento abrupto de las intensidades de línea seguido de una cola más débil que dura varias decenas de milisegundos, debida a la efusión del gas de He contenido en la cámara de expansión que genera el haz. Esta cola impedía la operación multipulso del haz. En la última campaña, este problema ha sido eliminado insertando una segunda cámara en serie con el haz. El bombeo diferencial se realiza mediante una bomba turbomolecular de 150l/s y una rotatoria. Como un ejemplo de esta capacidad adicional la figura 28 muestra la emisión de la línea 706nm bajo la geometría nueva para varias posiciones radiales. Se observa que ahora son posibles frecuencias de repetición de hasta 200Hz, al menos para los periodos de tiempo seleccionados en la descarga. La

anchura de las señales en el caso mostrado esta determinada por la respuesta temporal del amplificador, y ,debido al carácter monoenergético de la expansión, es básicamente igual que la anchura del pulso de la válvula. Por otra parte, también se comprueba con las señales de densidad y la de $H\alpha$, que el diagnóstico no perturba el plasma (figura 28).

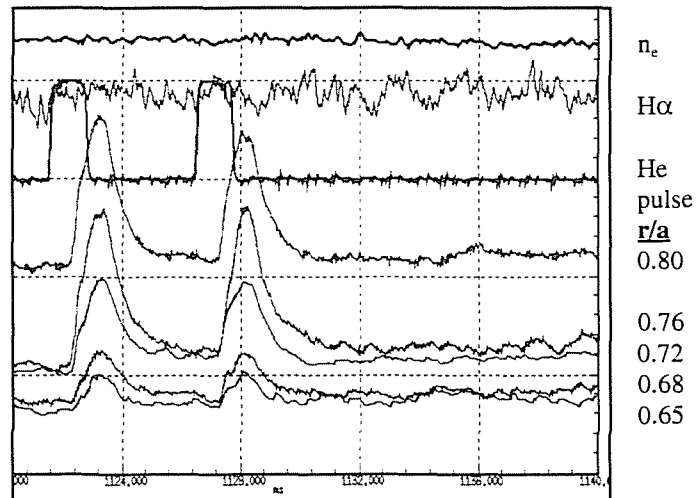


Fig.28: Intensidad de línea de 706nm en varias posiciones radiales, con la cámara intermedia.

7. Principios básicos de la fluorescencia inducida por láser.

Esta técnica está basada en la excitación resonante de átomos o moléculas libres mediante radiación láser y la observación de la luz de fluorescencia emitida espontáneamente [12,33]. Se suele limitar el estudio a un esquema de excitación resonante de un fotón y al sistema simple de dos niveles. Las características de este sistema se pueden obtener mediante el tratamiento de una simple ecuación de variación de las poblaciones asumiendo que la radiación es continua, homogénea en el espacio, constante en el tiempo (generada en $t=0$), y no polarizada.

El sistema se llama *sistema de dos niveles* si el nivel 2 excitado tiene sólo un canal de decaimiento (hacia el nivel 1), o dicho de otra forma si sólo la población de los dos niveles acoplados con el láser cambia durante la duración del pulso del láser (ver figura 29).

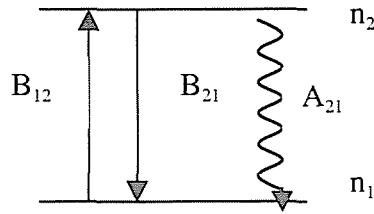


Fig.29: Esquema de dos niveles para la FIL.

La ecuación (1) rige la evolución temporal de la población del nivel:

$$\frac{dn_2(t,\omega)}{dt} = \rho(\omega)[B_{12}n_1(t,\omega) - B_{21}n_2(t,\omega)] - A_{21}n_2(t,\omega) \quad (5)$$

donde $\rho(\omega)$ es la densidad de energía por unidad de frecuencia, B_{ij} es el coeficiente de Einstein de probabilidad de emisión estimulada desde el nivel i al j , y A_{ij} es el coeficiente de Einstein de probabilidad de emisión espontánea desde el nivel i al j . Con las condiciones de contorno $n_1(0, \omega) = n^0$; $n_1(t, \omega) + n_2(t, \omega) = n^0$; $n_2(0, \omega) = 0$, y la relación entre los coeficientes de Einstein:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} = g_2 A_{21} \pi^2 c^3 / \omega^3 \quad (6)$$

se obtiene la expresión de la evolución temporal de la población del nivel 2:

$$n_2(t) = n^0 \frac{g_2 S}{(g_1 + g_2)S + g_1} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{(g_1 + g_2)S + g_1 t}{g_1 \tau}\right) \right] \quad (7)$$

donde $\tau = A_{21}^{-1}$ es la vida media del nivel 2, y g_1 y g_2 son respectivamente los pesos estadísticos de los niveles 1 y 2. El parámetro de saturación $S = S_k$ para la radiación continua se define como el cociente entre la emisión estimulada y la emisión espontánea

$$S_k = \rho(\omega)B_{21} / A_{21} = \rho(\omega)\pi^2 c^3 / \hbar\omega^3 \quad (8)$$

La señal de fluorescencia detectada es proporcional a la población del nivel superior:

$$I(t) = GA_{21}n_2(t)V \quad (9)$$

donde G es un factor que contiene la eficiencia de detección y el ángulo sólido y V es el volumen de observación.

Si se cumple que $t \gg \tau/(S+1)$, se puede usar la aproximación:

$$n_2(t) = n^0 \cdot \frac{g_2 \cdot S}{(g_1 + g_2) \cdot S + g_1} \quad (10)$$

Si el nivel 2 tiene uno o más canales de decaimiento a estados metaestables, tenemos un *sistema de tres niveles* (ver figura 30). Las transiciones desde los estados metaestables al nivel 1 están prohibidas por la radiación dipolar debido a la violación de paridad. La vida media de los estados metaestables está en el rango de los milisegundos.

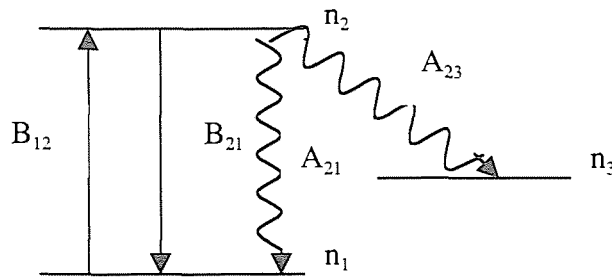


Fig.30: Esquema de tres niveles para la FIL.

La ecuación de variación de la población del nivel superior es ahora:

$$\frac{dn_2(t, \omega)}{dt} = \rho(\omega)[B_{12}n_1(t, \omega) - B_{21}n_2(t, \omega)] - (A_{21} + A_2)n_2(t, \omega) \quad (11)$$

donde $A_2 = \sum_i A_{2i} - A_{21}$ es la suma sobre todas las probabilidades de transición de los estados metaestables.

Con condiciones de contorno similares a las del sistema de dos niveles, se obtiene la ecuación (12):

$$n_2(t) = n^0 \frac{g_2 \alpha S}{g_1 b} [1 - \exp(-bt/\tau)] \exp(-at/2\tau) \quad (12)$$

donde α es la razón de ramificación del nivel superior $\frac{A_{21}}{\sum_i A_{2i}}$, τ es la vida media del nivel superior $\frac{1}{\sum_i A_{2i}}$ y los parámetros a y b son funciones de g_1 , g_2 , S_k , τ y de α y cuyas expresiones son:

$$\begin{aligned} a &= 1 + (1 + g) \cdot \alpha \cdot S \\ b &= \sqrt{a^2 - 4 \cdot g \cdot (1 - \alpha) \cdot \alpha \cdot S} \end{aligned} \quad (13)$$

donde $g = \frac{g_2}{g_1}$. Se comprueba que si $\sum_{i \neq 1} A_{2i} = 0$, entonces $a=b$, y la solución del esquema de tres niveles se reduce a la del esquema de dos niveles.

El parámetro de saturación es:

$$S'_k = \frac{\rho(\omega) B_{21}}{\sum_i A_{2i}} = \alpha S_k \quad (14)$$

Para $S > 1$ y $t \gg \tau/(S+1)$ se puede usar la aproximación :

$$n_2(t) = n^0 \frac{g_2}{g_1 + g_2} \exp\left(-\frac{g_2}{g_1 + g_2} A_2 t\right) \quad (15)$$

La señal de fluorescencia viene dada por:

$$I(t) = GA_{23} n_2(t) V \quad (16)$$

Despreciando el transporte dentro y fuera del volumen de observación, la señal integrada para $T \gg \tau/(S+1)$,

$$I = \int_0^T I(t) dt \approx G \frac{A_{23}}{A_2} n^0 V \quad (17)$$

es independiente del tiempo de medida T y es proporcional al número de átomos en el estado inicial en el volumen de observación en $t=0$.

Cuando las medidas se realizan con potencia baja del láser ($S \ll 1$), donde la intensidad de la fluorescencia es linealmente proporcional a la potencia del láser, se dice que estamos en régimen lineal. Mientras que a altas potencias del láser ($S \gg 1$), es decir, cuando la emisión estimulada es del orden de la espontánea, la señal de fluorescencia es independiente de la potencia del láser y estamos en régimen de saturación. En este último caso, la señal de fluorescencia no aumenta al subir la potencia del láser, mientras que la luz de fondo sí lo hace, resultando en un empeoramiento de la relación señal/ruido en el caso de un sistema de dos niveles, ya que las longitudes de onda del láser y la fluorescencia son las mismas. Estos problemas de luz de fondo no aparecen trabajando en un esquema de tres niveles donde la excitación y la fluorescencia se producen entre niveles distintos con longitudes de onda diferentes.

8. Dispositivo experimental de la técnica de FIL.

La técnica LIF requiere el uso de un láser de alta potencia cuya longitud de onda sea sintonizable desde el infrarrojo al ultravioleta de vacío. Ésto se consigue normalmente mediante un láser de colorantes bombeado por uno de excímero y empleando componentes ópticos que permitan doblar la frecuencia de la luz visible emitida por el primero.

El láser de bombeo que se usa (Lambda Physik LPX 205i) emplea XeCl emitiendo pulsos de 28ns FWHM a una longitud de onda de 308nm. La energía del pulso se puede variar entre 200 y 400 mJ mediante el control del alto voltaje aplicado a la descarga gaseosa. Un sistema de realimentación del alto voltaje unido a inyecciones del gas halógeno permite trabajar a energía constante durante largos periodos. La máxima frecuencia de repetición alcanzable es 50Hz a la que corresponde una máxima potencia promediada de 20W.

El láser de excímero bombea un láser de colorante de alta potencia y banda estrecha (Lambda Physik FL 3002E). Cambiando el colorante se puede conseguir emisión del láser desde 320 a 1000nm en pulsos de 20ns de duración y con energía de hasta 90mJ. La gran eficiencia de este láser es producto de la utilización de dos etapas amplificadoras, primero un oscilador/preamplificador en la cavidad resonante y a continuación un segundo amplificador.

El oscilador, de diseño tipo Littrow, consta de una red de difracción, cuyo giro controlado por un microprocesador permite la sintonización del láser, un expansor del haz, una célula que contiene el medio activo (colorante) y el espejo terminal. Entre el expansor del haz y la red de difracción se puede colocar un etalón que permite trabajar con un ancho de banda muy pequeño (hasta 0.04cm⁻¹). La sincronización entre la red de difracción y el etalón, que es necesaria para sintonizar el láser cuando se trabaja en banda estrecha, se consigue automáticamente mediante el microprocesador.

Un último paso del haz por la célula de colorante antes de salir de la cavidad (etapa de preamplificación) elimina gran parte de la emisión espontánea amplificada. El haz resultante es expandido por un factor 3 mediante un telescopio galileano e incide en la cubeta de colorante que constituye el amplificador. La posibilidad de optimizar la concentración de colorante para las dos etapas amplificadoras independientemente da lugar a una gran eficiencia en el pulso del láser.

Cuando se desea trabajar en el ultravioleta de vacío es necesario el empleo de cristales dobladores de frecuencia (SHG) a la salida del láser. Estos cristales (KDP y BBO en nuestro caso) van acompañados de un compensador de cuarzo que corrige la desviación del haz. Tanto el cristal SHG como el compensador se controlan mediante el microprocesador del sistema garantizando la obtención de la máxima radiación UV en un amplio rango de longitudes de onda. Para la separación del haz fundamental y el segundo armónico se emplea un conjunto de 4 prismas Pellin-Broca colocados con el ángulo de Brewster de manera que las pérdidas por reflexión sean mínimas.

Actualmente se está instalando en TJ-II el dispositivo experimental para la técnica FIL como se muestra esquemáticamente en la figura 31. Dos desdobladores del haz a la salida del láser permitirán calibrar la longitud de onda en una lámpara de cátodo hueco y controlar la energía de cada pulso en un detector. A continuación, mediante el sistema óptico adecuado (lentes, prismas, etc), previamente alineado con un láser de He-Ne, el haz se guiará hasta el sector C8 del TJ-II donde entrará en la cámara a través de una ventana con un ángulo igual al ángulo de Brewster, superponiéndose con el haz de helio (ver figura 25).

La fluorescencia inducida por el láser se observará perpendicularmente a la dirección de aquél a través de una ventana de la cámara. Un espejo y una lente de campo permitirán variar la línea de observación y en consecuencia efectuar barridos espaciales de la fluorescencia. Un filtro de interferencia adecuado dejará pasar la luz de longitud de onda correspondiente a la transición estudiada que finalmente será detectada en el fotomultiplicador.

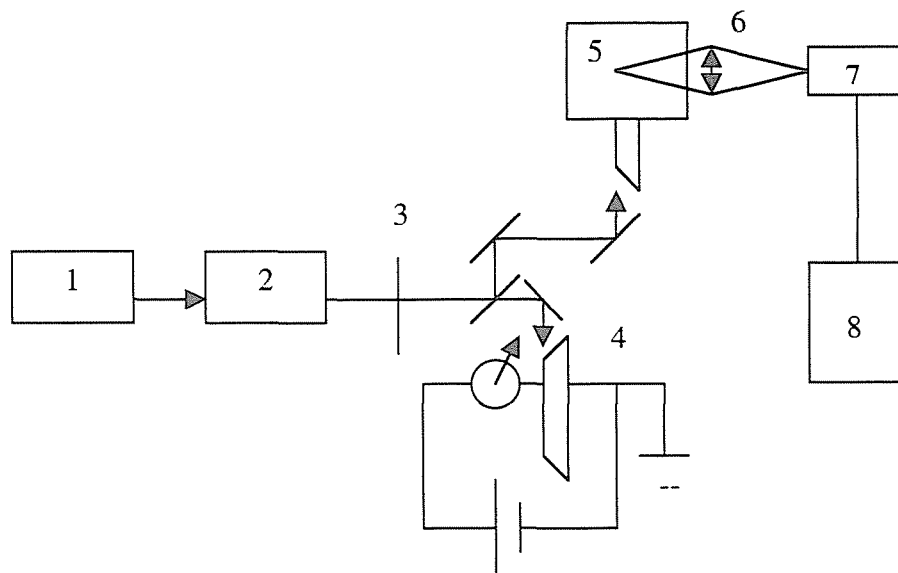


Fig.31: Diagrama del dispositivo experimental de la FIL. 1: Láser de excímero; 2: Láser de colorante; 3: Óptica de enfoque; 4: Lámpara de cátodo hueco; 5: Cámara de vacío de TJ-II; 6: Óptica de colección; 7: Fotomultiplicador con filtro de interferencia; 8: Digitalizador de señal.

En la próxima campaña el haz de helio se pondrá en funcionamiento en modo multipulso (frecuencia de repetición menor de 200Hz) y se obtendrán los perfiles en el borde de manera convencional. El láser de colorante será sincronizado con el haz de helio y sintonizado para excitar los átomos de helio en un determinado nivel. En las primeras pruebas se excitarán los átomos de helio en el estado 2^3P , y se observarán los cambios producidos en las poblaciones de los niveles 3^3D , 3^3P y 3^3S .

Calibrados del sistema:

1. Calibrado de la longitud de onda y ancho de banda del haz láser.

Con el fin de conocer con exactitud la longitud de onda en que está emitiendo el láser en cada momento es necesaria una referencia externa. Ésto se consigue haciendo pasar una parte del haz por una lámpara de cátodo hueco cuya descarga tenga transiciones en aquellas líneas que interesan como referencia. Cuando la longitud de onda del láser coincide con una transición en la lámpara se observa una señal optogalvánica en la corriente que pasa por la misma [12]. De este modo se visualiza continuamente la referencia y se puede corregir la longitud de onda nominal del láser que tiene pequeñas derivas posiblemente debidas a las variaciones de temperatura de las cubetas del colorante que se usa.

2. Calibrado del sistema óptico mediante scattering Rayleigh.

Con el fin de realizar medidas absolutas de la densidad de especies a partir de las señales de fluorescencia, debe hacerse un calibrado de todo el sistema [34]. Éste puede realizarse por elementos, considerando la potencia del láser, transmisión de componentes ópticos, sensibilidad del detector, ángulo sólido, etc...resultando un procedimiento tedioso y difícil de repetir en cada sesión de medida. La forma más usual es calibrar in-situ el sistema óptico completo mediante el empleo del scattering Rayleigh llenando la cámara con un gas de sección eficaz conocida. La intensidad de emisión (fotones/s) de scattering Rayleigh para un gas determinado viene dada por la ecuación (18):

$$I_{SR} = \sigma_i J n_i V_{SR} P_R T(\lambda) \quad (18)$$

donde σ_i es la sección eficaz de scattering, J la intensidad del láser (fotones/scm²), n_i la concentración del gas a la presión de medida, V_{SR} el volumen de scattering, P_R representa un factor geométrico debido a la anisotropía de la radiación de scattering y $T(\lambda)$ un término que engloba todos los factores de ángulo sólido, transmisión y sensibilidad debidos al sistema de detección. Este último término será igual para el scattering Rayleigh que para la señal de fluorescencia. Por tanto, la señal absoluta de fluorescencia se obtiene de la comparación entre ambas.

9. Simulaciones teóricas de la fluorescencia inducida por láser.

Como se ha comentado anteriormente, las incertidumbres en las constantes cinéticas, y en particular en las transiciones que implican $\Delta n=0$, son la principal fuente de errores en la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas. Puesto que es imposible medir directamente las secciones eficaces para estas transiciones, se han de obtener indirectamente a través de un cuidadoso análisis de emisión de líneas en experimentos con haces. Debido al gran avance en la tecnología de los láseres pulsados de colorante, la técnica de la fluorescencia inducida por láser aplicada al diagnóstico del haz de helio puede proveer un método directo para la validación de aquellas constantes cinéticas de excitación por impacto electrónico que no están todavía bien establecidas.

La determinación de las constantes cinéticas más revelantes del helio tiene otras aplicaciones muy importantes. Cubrir todas las necesidades (en transiciones y en rango de energía) para la base de datos atómicos es muy interesante puesto que en los distintos dispositivos de fusión cabe la posibilidad de trabajar con plasmas de helio. Además el helio constituirá uno de los productos finales de las reacciones de fusión del futuro reactor ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor).

La variación temporal de las densidades de población de cualquier sistema atómico en un plasma se rige, en general, por un conjunto de ecuaciones que tienen en cuenta todos los procesos radiativos y colisionales entre todos los niveles del sistema (ver ecuación 1).

En un estado completamente estacionario estas densidades evolucionan hacia los valores de equilibrio. Si este equilibrio cinético es perturbado por una radiación pulsada intensa, la evolución temporal de las densidades se puede calcular introduciendo en dichas ecuaciones la perturbación y resolviéndolas numéricamente (siempre que todas las constantes cinéticas sean conocidas).

La dificultad mayor inherente a este método, es aislar el efecto de un proceso colisional específico de los restantes. Sólo se pueden esperar resultados razonablemente exactos si este proceso colisional domina frente al resto de procesos que involucran un nivel específico. Las transiciones entre estados nS y estados nP son prometedoras respecto a esta condición. Además, la perturbación creada por el pulso del láser deberá ser grande comparada con la población en estado estacionario. Esto se puede conseguir si el nivel inferior de la transición bombeada ópticamente es un estado metaestable que está fuertemente sobrepoblado comparado con muchos otros de los estados excitados, y si se usa un láser con una intensidad suficientemente alta.

Para obtener la dependencia temporal de las densidades de población de los niveles que son perturbados por el pulso del láser durante la duración del mismo, se resuelve el sistema de ecuaciones (1) introduciendo en las ecuaciones de los dos niveles acoplados por el láser los siguientes términos:

$$\begin{aligned}\frac{dn_i}{dt} &= u \cdot B_{ji} \cdot n_j - u \cdot B_{ij} \cdot n_i \\ \frac{dn_j}{dt} &= u \cdot B_{ij} \cdot n_i - u \cdot B_{ji} \cdot n_j\end{aligned}\quad (19)$$

donde i es el nivel inferior de la transición, j es el nivel superior, B_{ij} es el coeficiente de Einstein de absorción estimulada, B_{ji} es el coeficiente de Einstein de emisión estimulada, y u es la densidad de energía del láser. Se usan como densidades de población iniciales las que proporciona el modelo colisional-radiativo para una densidad y temperatura electrónicas dadas.

Si se resuelve de nuevo el sistema de ecuaciones prescindiendo de los términos añadidos y usando los valores obtenidos en el instante en que se acaba el pulso del láser como valores iniciales de las poblaciones, se obtiene la evolución temporal de las densidades de población después de apagar el láser, es decir, la relajación de las poblaciones a los valores anteriores a la perturbación del láser.

Por otra parte, se determina experimentalmente la señal de fluorescencia inducida por el láser en función del tiempo, que será salvo un factor de escala, idéntica a la evolución temporal de la densidad de población del nivel superior de la transición bombeada ópticamente. Este factor de escala dependerá de las constantes del aparato usado para recoger la señal de fluorescencia y de las constantes cinéticas atómicas usadas en el modelo.

Finalmente, se deducirán las constantes cinéticas colisionales entre estados excitados investigando los cambios inducidos en las poblaciones de los niveles por el pulso del láser, de distintas formas:

- Las constantes cinéticas para la transferencia por colisiones con electrones entre los niveles S y los P se determinarán comparando la forma de la señal experimental correspondiente a la línea de emisión cuyo nivel superior ha sufrido un cambio en la población con la calculada teóricamente.
- Si resulta difícil medir con suficiente exactitud la forma de las señales relativamente débiles o de decaimiento muy rápido, también se pueden usar las perturbaciones integradas temporalmente de las densidades de población: sus cocientes están también determinados por las respectivas constantes cinéticas, y los valores calculados con el modelo usado se comparan con los valores experimentales.

Por otra parte, se puede comparar el decaimiento del nivel bombeado por el láser con el calculado teóricamente que depende de constantes cinéticas colisionales con $\Delta n \neq 0$.

Se han hecho cálculos previos que han identificado posibles esquemas de bombeo-detección para ser aplicados en los plasmas de TJ-II.

En primer lugar se considera el bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$ a 501.6nm, y se investiga la transferencia de nivel 3^1P al 3^1S y al 3^1D , mediante la variación en las líneas de emisión de las transiciones $3^1S \rightarrow 2^1P$ (728.1nm) y $3^1D \rightarrow 2^1P$ (667.8nm) respectivamente (ver figura 32).

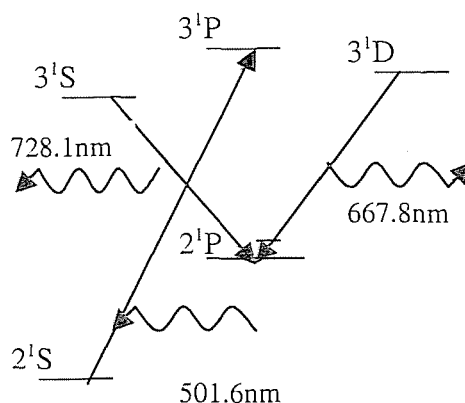


Fig.32: Diagrama parcial de niveles del helio para el esquema de bombeo del láser.

Como se observa en la figura 32 la señal que interesa medir experimentalmente no es la fluorescencia inducida por láser sino las señales de fluorescencia inducidas por colisiones (FIC). Es decir, el láser provoca una sobrepoblación del nivel 3^1P , y ésta se transfiere mediante colisiones con electrones a los niveles 3^1S y 3^1D , lo que produce un aumento de las líneas de emisión de longitudes de onda 667.8nm y 728.1nm.

A continuación se muestra la evolución temporal de las poblaciones de algunos niveles del He en los 20ns de duración del láser, para una potencia del láser moderada y una densidad y temperatura electrónicas de $5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ y 80eV.

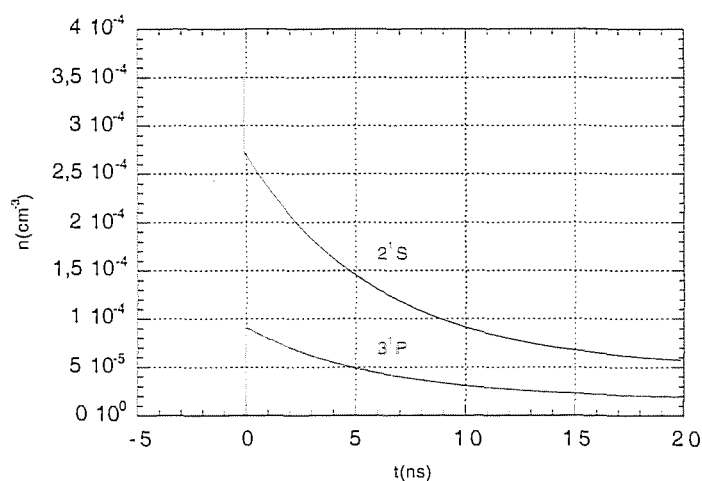


Fig.34: Evolución temporal de los niveles 2^1S y 3^1P del helio durante el bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$.

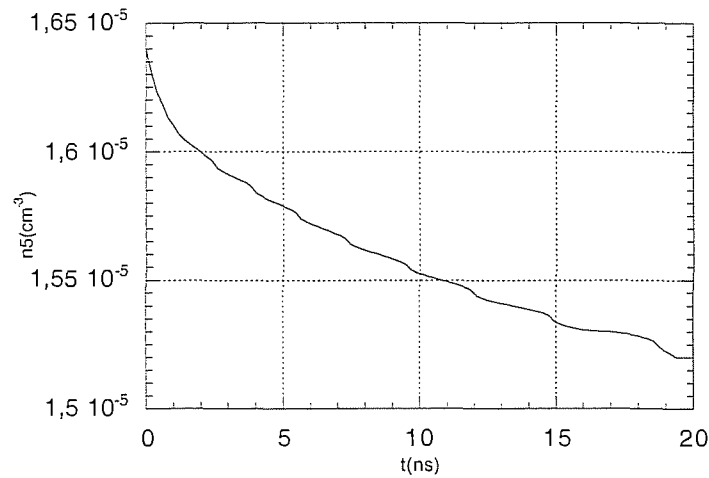


Fig.35: Evolución temporal del nivel 2^1P del helio durante el bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$.

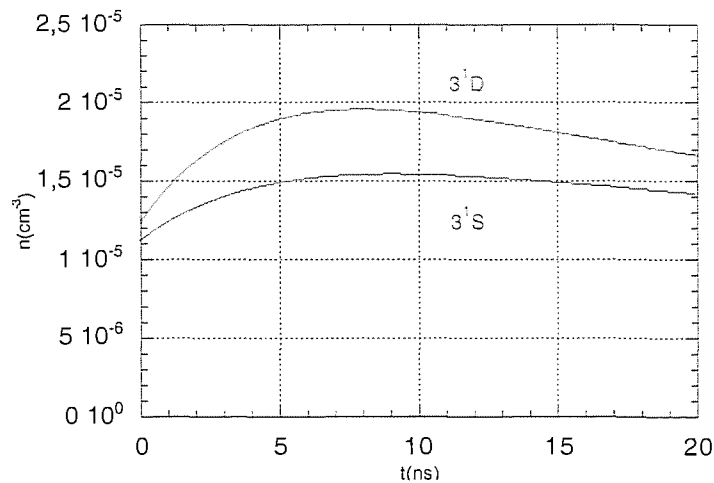


Fig.36: Evolución temporal de los niveles 3^1S y 3^1D del helio durante el bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$.

En principio, los valores de densidad y temperatura electrónica sólo influyen en los valores absolutos de las poblaciones de los niveles del helio. Si para estos valores de n_e y T_e algún proceso de colisiones con electrones compitiera con un proceso radiativo, la evolución temporal de las poblaciones de los niveles podría ser ligeramente distinta a la correspondiente a otros valores de n_e y T_e para los que no exista tal competición.

En las figuras 37, 38 y 39 se observa la evolución temporal de las poblaciones de algunos niveles del helio después de apagar el láser.

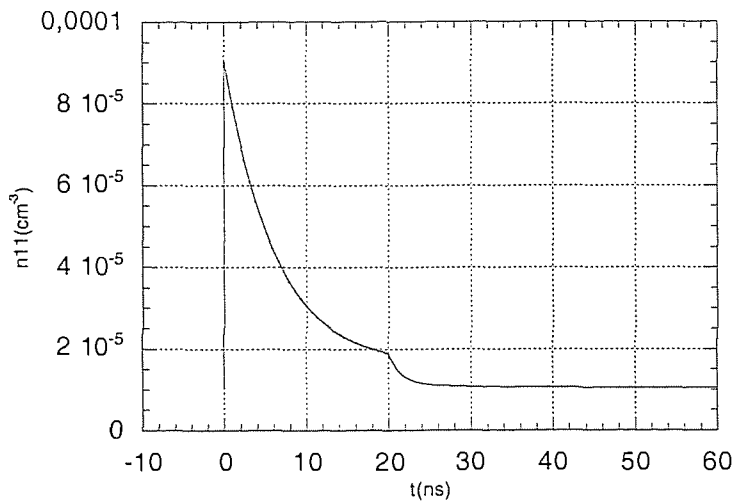


Fig.37: Evolución temporal del nivel 3^1P del helio durante el bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$ y después de apagar el láser.

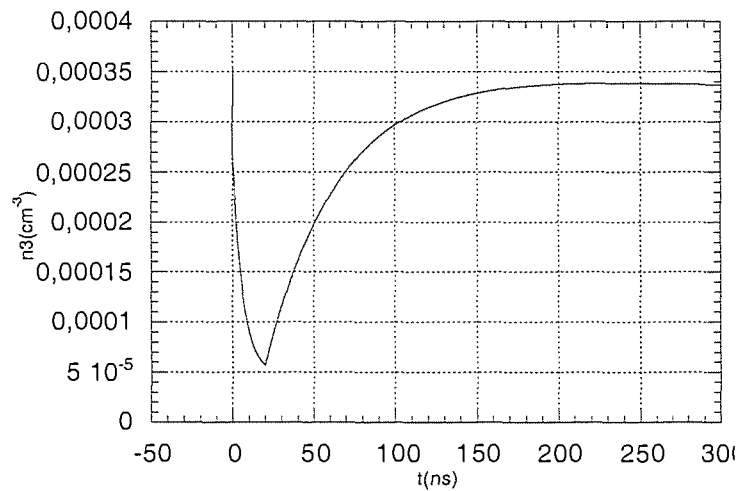


Fig.38: Evolución temporal del nivel 2^1S del helio durante el bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$ y después de apagar el láser.

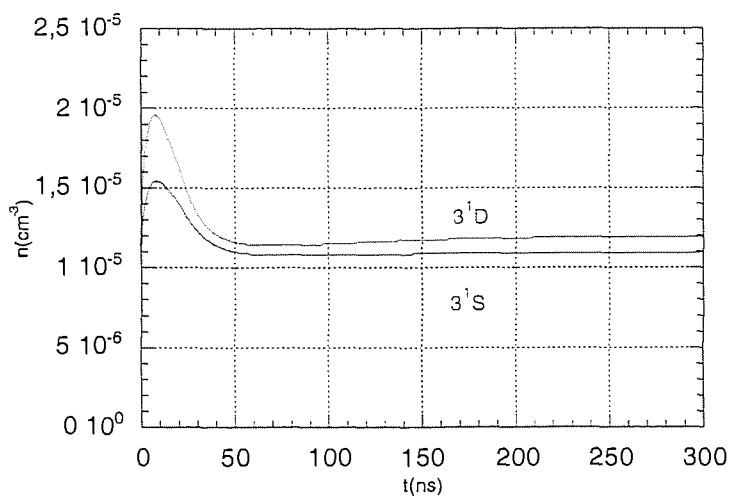


Fig.39: Evolución temporal de los niveles 3^1S y 3^1D del helio durante el bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$ y después de apagar el láser.

En la tabla 5 se resumen las variaciones de la población de los niveles del helio como resultado del bombeo de la transición $2^1S \rightarrow 3^1P$.

	2^1S	2^1P	3^1S	3^1P	3^1D
n_{eq}	0.00035274	1.6444e-05	1.1183e-05	1.0782e-05	1.2295e-05
$n(20ns)$	5.7100e-05	1.5200e-05	1.4200e-05	1.9000e-05	1.6600e-05
$\Delta n(20ns)/n_{eq}$	-0.84	-0.08	0.27	0.76	0.35

Tabla 5: Variación de la población de los niveles del helio a los 20ns de bombear con el láser el nivel 2^1S hasta el 3^1P .

Si se trabaja en régimen lineal, la variación de las poblaciones de los niveles del helio producida por el láser dependerá del parámetro de saturación. En régimen de saturación no habrá dependencia con dicho parámetro.

El mismo esquema de la figura 32 se podría usar para obtener el perfil de densidad electrónica del plasma mediante el método de la fluorescencia inducida por colisiones y por láser (FICL), ya que el cociente entre la señal FIC y la FIL es proporcional a dicho parámetro [35].

También se han realizado simulaciones para el bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$ a 587.5nm (ver figura 40), que será el primer esquema con el que se probará la técnica FIL en TJ-II.

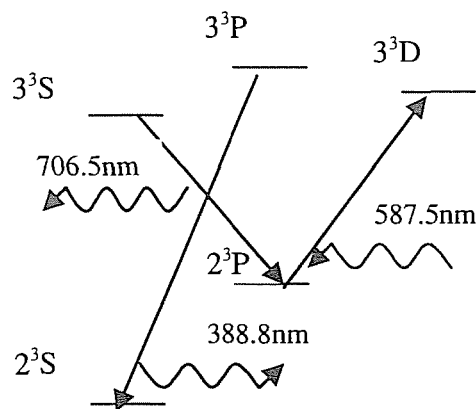


Fig.40: Diagrama parcial de niveles del helio para un esquema de bombeo del láser.

En las figuras 41, 42 y 43 se muestran los resultados de la simulación durante el pulso del láser para una densidad electrónica de $5 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-3}$, una temperatura de 80eV, y una densidad de energía del láser moderada.

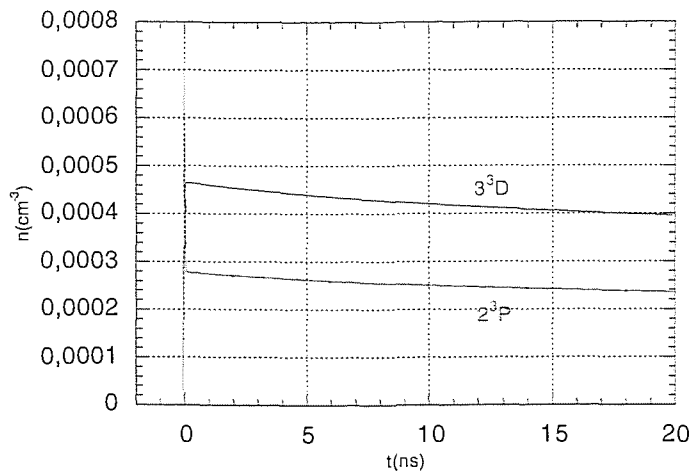


Fig.41 : Evolución temporal de los niveles 3^3D y 2^3P del helio durante el bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$.

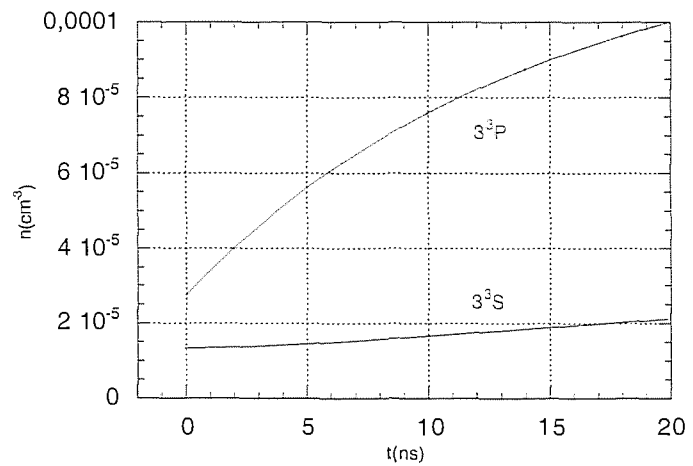


Fig.42 : Evolución temporal de los niveles 3^3S y 3^3P del helio durante el bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$.

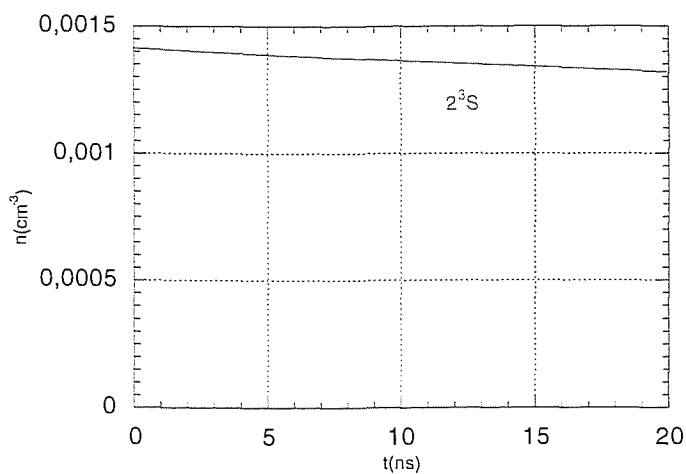


Fig.43 : Evolución temporal de los niveles 2^3S del helio durante el bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$.

En las figuras 44, 45, y 46 se observa la evolución temporal de las poblaciones de algunos niveles del helio después de apagar el láser.

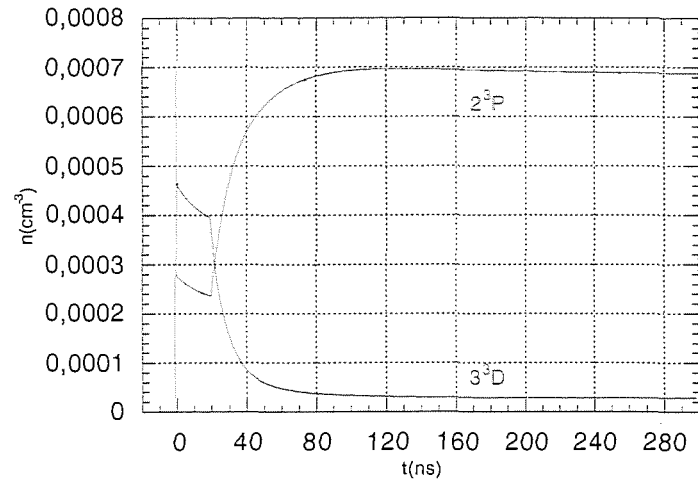


Fig.44 : Evolución temporal de los niveles 3^3D y 2^3P del helio durante el bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$ y después de apagar el láser.

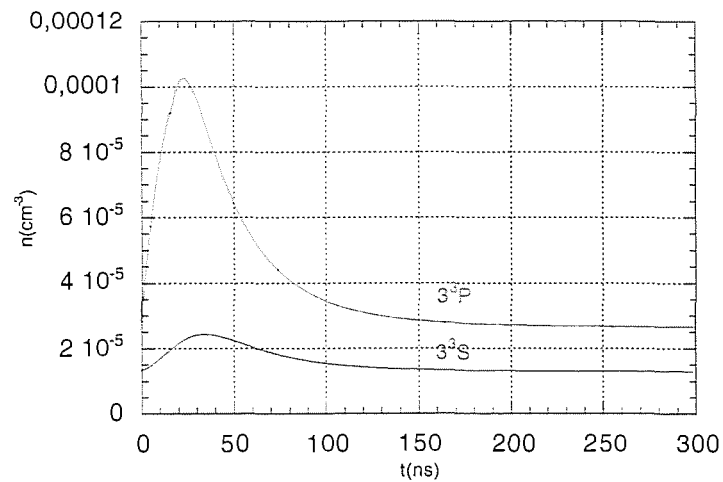


Fig.45 : Evolución temporal de los niveles 3^3P y 3^3S del helio durante el bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$ y después de apagar el láser.

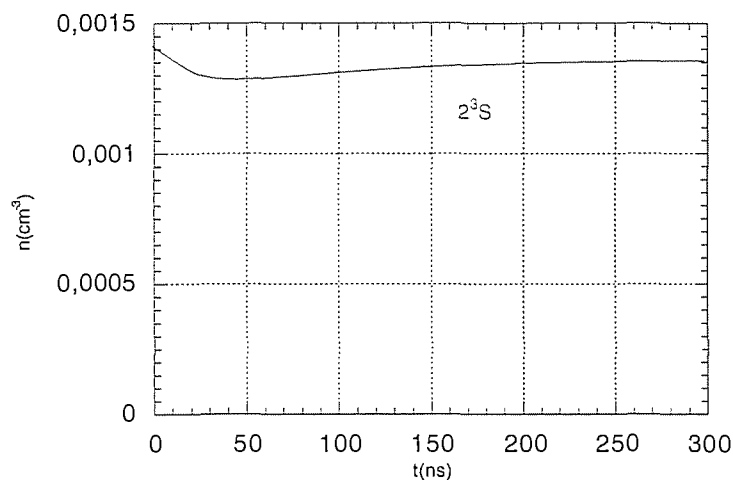


Fig.46 : Evolución temporal del nivel 2^3S del helio durante el bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$ y después de apagar el láser.

En la tabla 6 se resumen las variaciones de la población de los niveles del helio como resultado del bombeo de la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$.

	2^3S	2^3P	3^3S	3^3P	3^3D
n_{eq}	0.0014148	0.0007144	$1.3282 \cdot 10^{-5}$	$2.7327 \cdot 10^{-5}$	$2.8447 \cdot 10^{-5}$
$n(20ns)$	0.0013201	0.0002354	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$9.99 \cdot 10^{-5}$	0.000395
$\Delta n(20ns)/n_{eq}$	-0.07	-0.67	0.58	2.7	12.89

Tabla 6: Variación de la población de los niveles del helio a los 20ns de bombear con el láser el nivel 2^3P hasta el 3^3D . Poblaciones en el equilibrio para $5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ y 80eV.

Se observa que la población del nivel 3^3D sufre un fuerte incremento, que se propaga a los niveles 3^3P y 3^3S , lo que permitirá la verificación de las constantes cinéticas involucradas en el proceso.

Por otra parte, el láser puede ser usado para ionizar selectivamente algunos niveles excitados críticos, de una forma similar a la propuesta para las medidas de escape de helio en ITER mediante ionización inducida por láser (IIL) [36]. En la tabla 7 se muestra una simple estimación numérica del efecto de la reducción de la población del metaestable 2^1S cuando es ionizado por el láser ($\lambda \leq 311 \text{nm}$) en las poblaciones de los niveles singlete con $n=3$, para una densidad electrónica constante de $2 \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$ y un rango amplio de valores de temperatura.

Nivel	Te = 4eV	Te = 10eV	Te = 20eV	Te = 40eV	Te = 60eV
2 ¹ P	47%	30%	20%	14%	12%
3 ¹ S	14%	11%	10%	9%	8%
3 ¹ D	29%	28%	25%	22%	21%
3 ¹ P	13%	7%	4%	3%	3%

Tabla 7: decrementos relativos de población para varios estados excitados del helio bajo la ionización del nivel metaestable 2¹S en un plasma con $n_e=2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$.

Se observa que al pulso del láser le seguiría una notable disminución en la emisión de las líneas de 667nm (desde el nivel 3¹D) y 728nm(desde el nivel 3¹S), lo que abre otra vía más para verificar las constates cinéticas correspondientes.

Además, la disminución de la línea 501nm (desde el nivel 3¹P) muestra una significativa dependencia con la temperatura electrónica para los valores más bajos de ésta. Esto podría posibilitar la aplicación del diagnóstico para rangos de temperatura típicos de divertor. De cualquier forma este es un tema que se estudiará más a fondo mediante la inclusión de otros procesos atómicos relevantes en estos rangos de temperatura, que no se han considerado en el modelo colisional-radiativo.

10. Conclusiones.

El diagnóstico del haz supersónico de helio y el modelo colisional-radiativo con unas constantes cinéticas concretas para el helio, permiten la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas en el borde del plasma de TJ-II. El modelo usado proporciona menor temperatura y mayor densidad que el modelo [22,29], no siendo las diferencias muy notables.

Se ha validado el modelo colisional-radiativo empleado de varias formas:

- Mediante la simulación teórica de los perfiles de emisión de las líneas del helio (667nm, 706nm y 728nm) a medida que el haz penetra en el plasma, y la comparación de dichos perfiles con los experimentales. Los acuerdos encontrados han sido buenos por lo que se deduce que las secciones eficaces de ionización de cada nivel del He usadas en la simulación son muy similares a las experimentales.
- Se han comparado los perfiles de densidad y temperatura electrónica obtenidos con el modelo con los proporcionados por otros diagnósticos. La concordancia es aceptable, teniendo en cuenta las incertidumbres de cada diagnóstico.

Se ha comprobado que en el rango de densidades típicas del borde del plasma de TJ-II se verifica que los tiempos de relajación de los niveles excitados del helio son menores que el tiempo de residencia del haz de helio en el volumen del plasma del que proceden las medidas hechas. Para densidades menores que $2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$, no se cumple esta condición y el modelo colisional-radiativo es menos fiable.

Se ha hecho un estudio de la propagación de errores en la reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura electrónicas:

- Propagación de posibles errores experimentales en los perfiles radiales de las líneas medidas. La variación introducida en $n_e(r)$ y $T_e(r)$ no es lineal con estos errores.
- Propagación de posibles variaciones en las constantes cinéticas usadas en el modelo. La transición más relevante en este estudio es la 3^1S-3^1P . Los efectos en $n_e(r)$ y $T_e(r)$ son muy parecidos a los debidos a errores experimentales.

Se han mostrado las mejoras en el dispositivo experimental del diagnóstico del haz de helio: detección simultánea de las tres líneas del helio en una descarga de plasma, disminución de la efusión del gas de He contenido en la cámara de expansión que genera el haz mediante la inserción de una segunda cámara en serie con el haz y como consecuencia la posibilidad de operar en modo multipulso siendo posibles frecuencias de repetición de hasta 200Hz.

La técnica de fluorescencia inducida por láser en combinación con el diagnóstico del haz de helio permitirá optimizar la base de datos atómicos del helio empleada en el modelo colisional-radiativo, y con ello los perfiles de densidad y temperatura

electrónicas en el borde del plasma del TJ-II. En los primeros experimentos se bombeará la transición $2^3P \rightarrow 3^3D$ a 587.5nm. Las simulaciones numéricas muestran que se producirá un cambio significativo en los niveles 3^3P y 3^3S , acoplados colisionalmente al 3^3D , abriendo la posibilidad de obtener algunas de las constantes cinéticas más relevantes. Lo mismo ocurre si se ioniza uno de los niveles del helio como lo demuestran las simulaciones hechas para el nivel 2^1S . Será necesario habilitar un sistema de detección y procesamiento de datos de respuesta temporal en el rango de los nanosegundos.

11.Referencias.

- [1] W.J.Hogan, R.Bangerter, G.L.Kulcinski. *Energy from Inertial Fusion*, Physics Today,p.42-50 (1992).
- [2] P.C. Stangeby and G.McCracken, Nucl. Fusion 30 (1990) 1225.
- [3] E.Hintz and B.Schweer, Plasma Phys. Control. Fusion 37, A87 (1995).
- [4] A.Pospieszczyk et al. J.Nucl.Mater. 574,162 (1989).
- [5] R.P.Schorn,E.Hintz,S.Musso and B.Schweer, Rev.Sci.Instrum.60,3275 (1989).
- [6] B. Brosda and B. Pohlmeier,He-Beam Internal Report, Ruhr-Universitat Bochum (1990).
- [7] B.Schweer,G.Mank,A.Pospieszczyk,B.Brosda and Pohlmeier, J.Nucl.Mat.174, 196 (1992).
- [8] Scoles, "Atomic and molecular beam methods" (1988).
- [9] Scoles, "Atomic and molecular beam methods" (1988).Vol.1,p 84.
- [10] Scoles, "Atomic and molecular beam methods" (1988).Vol.1,p 20.
- [11] T.Diez-Rojo et al., F.L.Tabarés and D.Tafalla.Rev.Sci.Instrum.68(3),1997.
- [12] W.Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*.Springer-Verlag. N.Y. 1982.
- [13] *Laser Spectroscopy and its Applications*. Optical Engeneering Series, Vol.11. L.J. Radziemsky, R.W. Solarz and J.A.Paisner eds. Dekker. N.Y. 1987.
- [14] K.Muraoka and Maeda.Proc. ISPP-9 *Diagnostic for Contemporary Fusion Experiments*, P.E.Scott, D.K. Akulina, G.Goreini and E. Sindoni (Eds), SIF, Bologna 1991, pag.305.
- [15] F.L. Tabarés.Proc. IV Workshop on Magnetic Confinement Fusion. Diagnostics for Tokamak an Stellarators. En prensa.
- [16] E.Hintz. J.Nucl. Mater. 93&94, 86 (1980).
- [17] E.Hintz, D.Rusbüldt, B.Schweer, J.Bohdansky, J.Roth and A.P.Martinelli. J.Nucl.Mater. 93&94, 656 (1980)
- [18] H.L. Bay. Nucl. Instr. and Meth. B18, 430 (1987).
- [19] K. Takiyama et al. Rev.Sci.Instrum. 68, 1028 (1997).

-
- [20] D.Tafalla et al. J.Nucl. Mater 220-222, 889 (1995).
- [21] T. Fujimoto and K. Sawada. NIF: Rep. (1996).
- [22] M.Brix, Proc. 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgarden 21A,(1997) 1837.
- [23] L.C.Jonson y E.Hinnov. 1969 Phys. Rev. 187 143.
- [24] H.P. Summers, Atomic Data and Análisis Structure, User Manual, Internal Report, JET-IR (94) 06, JET Joint Undertaking, UK(1994).
- [25] M.Brix. ibid 2002 Workshop on He excitation data in plasmas, JET-EFDA, Culham,U.K., Feb.
- [26] Y. Andrew and M G O'Mullane, Plasma Phys. Control. Fusion 42 301-307 (2000)
- [27] T. Estrada et al. Plasma Phys. Control. Fusion, 43 1535- 1545 (2001).
- [28] E.de la Cal et al. J.Nucl.Matter. 579 290-293 (2001).
- [29] Tesis de Brix.
- [30] Wiese W. L., Smith M W y Glennon B W 1966 Atomic Transition Probabilities, I: Hydrogen through Neon (Washington, DC: NSRDS-NBS)
- [31] F.L.Tabarés,D.Tafalla,V. Herrero,and I. Tanarro, J.Nucl.Mater. 241-243,1228 (1997).
- [32] T.Diez-Rojo, V.J.Herrero, and I.Tanarro, Rev.Sci.Instrum.68, 1423 (1997).
- [33] U.S. Letokhov and V.P. Chebotayev, Nonlinear Laser Spectroscopy, Springer Series in Optical Sciences, Vol.4 (1977).
- [34] M.Hamamoto, M. Maeda, K.Muraoka y M.Azazaki. Jap. J. Appl. Phys. 20, 1709 (1981).
- [35] K.Tsuchida, S.Miyake, K.Kadota y J.Fujita. Plasma Physics. Vol. 25, N° 9, 991-999 (1983).
- [36] K.Uchino et al. 1996 "Laser Diagnostic of hydrogen and helium atoms in a divertor region", in *Diagnostics for Experimental Termonuclear Fusion Reactors*, Plenum Press, N.Y.p.595.