



FACULTAD DE  
CIENCIAS

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE  
MADRID.

FACULTAD DE CIENCIAS

Estudios de física relacionada  
con la inyección de hidrógeno en  
plasmas confinados  
magnéticamente en el  
Stellarator TJ-II

TRABAJO DE FIN DE MÁSTER.

Máster de Energías y Combustibles para el Futuro

Nerea Panadero Álvarez

Madrid, Junio de 2013

### *Agradecimientos:*

---

Este trabajo de Fin de Máster ha sido desarrollado en el Laboratorio Nacional de Fusión, Ciemat. Quiero agradecer la oportunidad de partir en el trabajo del centro y el que hayan puesto a mi disposición todos los medios necesarios para el desarrollo de mi trabajo. En especial a D. Kieran J. McCarthy, mi director del trabajo de Fin de Máster, por toda la ayuda prestada.

A todos los que han hecho que este último curso haya sido difícil de superar, aunque algunos no lo sepan.

A los incondicionales de la biblioteca, conocidos y desconocidos, por hacer que las horas de estudio fuesen mucho más divertidas.

Por último, pero no menos importante, a todos los profesores de la Escuela Pública, porque sin su trabajo a lo largo de los años nada de esto sería posible.

## Índice:

1. ABSTRACT:.....	3
2. INTRODUCCIÓN .....	4
2.1. El problema de la energía:.....	4
2.2. Fusión nuclear: .....	4
2.3. Plasmas confinados magnéticamente:.....	6
2.4. Introducción a la fusión termonuclear como fuente de energía: .....	6
2.5. Sistemas de diagnóstico de plasmas: .....	7
2.6. El Stellarator TJ-II:.....	8
2.7. Importancia del campo magnético estático:.....	9
3. TEORÍA:.....	10
3.1. Efecto Stark: .....	10
3.2. Motional Stark Effect (MSE): .....	10
4. APLICACIÓN DEL DIAGNÓSTICO MSE A TJ-II: .....	12
5. MONTAJE EXPERIMENTAL.....	14
6. DESARROLLO Y RESULTADOS: .....	15
6.1. Desarrollo: ajuste de datos: .....	15
6.2. Resultados obtenidos:.....	18
7. CONCLUSIONES: .....	22
8. BIBLIOGRAFÍA .....	23
ANEXO: .....	24
I. Configuración 100_42_63 .....	24
Datos para configuración 100_42_63 .....	24
II. Configuración 100_44_64 .....	25
Datos para configuración 100_44_64 .....	25
Resultados para configuración 100_44_64.....	25
III. Código de MATLAB <sup>®</sup> para ajuste de datos:.....	26

## 1. ABSTRACT:

A Motional Stark Effect (MSE) diagnostic is used in the TJ-II Stellarator to measure the magnitude and the direction of the internal magnetic field. Nine H- $\alpha$  MSE lines emitted by high-energy hydrogen atoms, as they cross the magnetically confined plasma with average density between  $n_e=5\cdot 10^{18}$ - $5\cdot 10^{19}$  electron/m<sup>3</sup> and central electron temperature  $T_e=00\text{eV}$ , are observed in the collected spectra near 656.3 nm. The lines ratios within the  $1\sigma$  and  $3\pi$  components of the MSE spectrum provide the direction of the magnetic field while the wavelength separations provide the magnetic field magnitude. A Matlab<sup>®</sup> code is written in order to fit the recorded data of the spectra. This program allows the calculation of the MSE wavelength shift,  $\Delta\lambda_{\text{MSE}}$ ; the Lorentz Electric Field,  $E_L$ ; a set of angles and the components of the magnetic field.

## 2. INTRODUCCIÓN

### 2.1. El problema de la energía:

La evolución del ser humano ha estado marcada por la creciente demanda energética; sólo en el último siglo, el consumo energético se ha multiplicado por 3 y los estudios estadísticos auguran que para el 2050 la demanda de energía eléctrica, si se mantienen los actuales niveles de vida y consumo de los países desarrollados, podría ser hasta tres veces mayor que la actual. [1]

La calidad de vida se puede relacionar directamente con la cantidad de energía consumida per capita. Así que nuestra sociedad depende en gran medida, sino por completo, de la energía: todos los aspectos de la vida cotidiana requieren del empleo de energía, ya sea eléctrica, térmica o mecánica.

Conocemos diferentes métodos para obtener energía, pero hasta ahora la fuente principal han sido los combustibles fósiles. Los problemas que conlleva su uso son varios y su solución, difícil:

- Las reservas son limitadas. La duración de las reservas de combustibles fósiles varía según las fuentes; además, depende del ritmo de consumo, de los precios, del avance de la tecnología de extracción, etc. Actualmente se calcula que la duración de las reservas de petróleo es de unos 35-40 años, la de gas natural de entre 40 y 60 años y la de carbón de más de 100 años. [2, 3]
- Estos métodos son muy perjudiciales para el medioambiente, no sólo por el daño que ocasiona la extracción de materias primas, sino que también debe tenerse en cuenta el riesgo que suponen para el ser humano y la contaminación que se produce en la transformación de la energía primaria en energía útil y en el consumo de ésta. Los efectos ya se pueden apreciar: aumento de la temperatura media del planeta, deshielos, cambio las corrientes y en los regímenes de lluvia, acidificación de los océanos, etc. [4, 5, 6]
- Por último, ha de tenerse en cuenta que los yacimientos de los que se extraen las materias primas están concentradas en algunas zonas muy concretas del planeta. Este desigual reparto supone que algunos países dependan energéticamente de otros. Además del coste económico que esto supone. [1, 6]

Es en este contexto donde surge la necesidad de cambiar el sistema energético y aparecen las energías alternativas. Las energías renovables están basadas en procesos respetuosos con el medio y permiten un desarrollo sostenible, sin agotamiento de materias primas, contaminación ni dependencia. Pero también tienen inconvenientes, como la intermitencia y la baja densidad energética. Son fuentes energéticas más adecuadas para la producción distribuida y el autoconsumo. Para que puedan ser implantadas en el actual sistema centralizado, son necesarios avances muy importantes en acumulación de energía. [6]

Los avances científicos de la primera mitad del s. XX en física cuántica permitieron el desarrollo de una nueva forma de energía: la energía nuclear. La energía nuclear de fisión, basada en el decaimiento de núcleos atómicos pesados, fue la primera en implantarse. A pesar de ser un método de obtención de energía eléctrica con una tecnología muy desarrollada y eficiente, los problemas relacionados con los residuos nucleares de alta actividad y las graves consecuencias de los accidentes en centrales, hacen que este tipo de energía cuente con el rechazo de una parte importante de la sociedad. Además, las reservas de uranio son ilimitadas. Actualmente, la energía de fusión nuclear es de mayor interés, dada su mayor capacidad energética y su menor riesgo para la salud y para el medioambiente. [1, 7]

### 2.2. Fusión nuclear:

La fusión nuclear es una alternativa a la generación de energía eléctrica y es la responsable de la energía generada en el interior de las estrellas. El origen de la energía de fusión es la variación de la energía de ligadura por nucleón con el número másico,  $A$ : es mucho menor para los núcleos ligeros y aumenta fuertemente con  $A$  para núcleos con  $A < 60$ . Cuando dos núcleos ligeros se combinan, se forma uno más pesado y cuya energía de ligadura por nucleón es mayor; la diferencia de energía entre ambos estados es liberada y puede ser aprovechada.

Los núcleos atómicos están formados por  $Z$  protones y  $A-Z$  neutrones, llamados también nucleones, unidos por fuerzas nucleares fuertes. Es de esperar que la masa del núcleo sea:

$$M_{esperada}(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n \quad 2-1$$

Sin embargo, experimentalmente, se encuentra que la masa del núcleo es menor que la suma de la masa de sus constituyentes; la diferencia se conoce como defecto de masa:

$$\Delta M(A, Z) = M(A, Z) - Zm_p - (A - Z)m_n \quad 2-2$$

El defecto de masa es negativo y proporcional a la energía de ligadura entre los nucleones. Su valor absoluto está relacionado con la energía mínima necesaria para romper el núcleo en sus constituyentes:

$$E_{ligadura} = \Delta M(A, Z) \cdot c^2 \quad 2-3$$

Cuando dos núcleos ligeros se fusionan y forman uno más pesado y más ligado, se libera una cantidad de energía correspondiente a la diferencia de energía de ligadura entre el estado inicial y el estado final. Esta energía liberada se transforma en energía cinética de los núcleos producto. Ésta puede usarse para producir energía eléctrica. La fusión no se produce fácilmente, ya que a distancias mayores que  $\sim 10^{-14}$  m la fuerza electrostática repulsiva entre los núcleos cargados positivamente:

$$F_e = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 d^2} \quad 2-4$$

es mayor que la fuerza nuclear atractiva [8], [9]. Por tanto, los núcleos deben vencer estas fuerzas de repulsión para que la fusión tenga lugar. Esto es posible en los núcleos de las estrellas, donde la atracción gravitatoria es tan intensa que permite que los núcleos se aproximen lo necesario, o cuando los núcleos están a temperaturas muy elevadas (millones de grados y su energía cinética es suficiente para vencer la repulsión. [10]

En la Tierra hay que recurrir a otros métodos para conseguir la energía suficiente para que dos núcleos se fusionen. Una manera es mediante el uso de aceleradores de partículas y otra mediante plasmas. El primero no tiene sentido en la aplicación energética porque el consumo de energía es mayor que la producción. Por tanto, debemos recurrir al uso de plasmas, donde toda la materia está a una temperatura suficientemente elevada como para que la energía cinética de las partículas permita vencer la energía repulsiva y que entren en juego las fuerzas nucleares.

Ahora nos encontramos con un nuevo problema, que es cómo podemos mantener una sustancia a una temperatura tan elevada sin que el recipiente se funda o enfríe el plasma. Para resolver esta situación volvemos a contar con dos soluciones, el confinamiento inercial [1] y el confinamiento magnético.

El confinamiento magnético consiste en el uso de fuertes campos magnéticos para mantener confinado el plasma caliente durante segundos; se alcanzan densidades del orden de  $10^{20} \text{m}^{-3}$ . Se basa en el hecho de que una partícula cargada, moviéndose en un campo magnético, describe una trayectoria helicoidal a lo largo de las líneas de campo magnético, con frecuencia de giro:

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad 2-5$$

Y radio dado por el radio de Larmor:  $r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad 2-6$

Donde  $v_{\perp}$  es la componente de la velocidad perpendicular al campo magnético, la única que es afectada. Se puede modificar la geometría de las líneas de campo magnético para que los electrones y los iones que forman el plasma sigan trayectorias determinadas sin entrar en contacto con las paredes del recipiente. [8, 9]

El fenómeno del espejo magnético [1] no es suficiente para confinar el plasma: algunas partículas consiguen escapar, por lo que el plasma se diluye y enfría. Debemos recurrir a geometrías en las que las líneas de campo se cierran sobre sí mismas, como la geometría toroidal. Aunque con ésta tampoco basta, pues las partículas se encuentran con un espejo magnético debido a la variación de la intensidad del campo toroidal,  $B_{\theta}$ . La diferencia de intensidad del campo magnético hace que se produzca una corriente que arrastra a iones y electrones en direcciones opuestas, es decir, hay una separación de carga. Esto genera un campo eléctrico que crea una derivada radial que desplaza al plasma hacia el exterior del recipiente. Para contrarrestar esta derivada radial se introduce un campo magnético en la dirección azimutal, el campo poloidal  $B_{\phi}$ , de forma que las líneas del campo magnético se torsionen y

no haya separación de carga. De este modo, la componente toroidal del campo magnético mantiene la estabilidad toroidal y la componente poloidal, la radial.

Es de esperar que los futuros reactores nucleares trabajen con plasmas confinados magnéticamente, ya que el tiempo de confinamiento es mayor y permiten trabajar en régimen estacionario.

### 2.3. Plasmas confinados magnéticamente:

Se han desarrollado dos tipos de dispositivos para confinar los plasmas magnéticamente. Son los tokamak y los stellarator, que se diferencian en el modo en que se crea el campo poloidal para confinar el plasma.

Las máquinas **Tokamak**, inventadas en 1952 por los físicos soviéticos I. Tamm y A. Sakharov e inspirados en una idea de O. Lavrentiev, se caracterizan porque la componente poloidal del campo magnético es creada por una corriente inducida en el plasma, de modo que el plasma actúa como el secundario de un transformador. Además, esta corriente calienta el plasma hasta 1 keV por efecto Joule [8]; para alcanzar temperaturas superiores, se requiere del empleo de sistemas externos de calentamiento. Esta tecnología está muy desarrollada y cuenta con la ventaja de que hay simetría toroidal, es decir,  $B=B(r, \theta)$ . Pero también tiene inconvenientes, como que el funcionamiento es pulsado a menos que la corriente se consiga por métodos no inductivos (la corriente inducida tiene un tiempo finito); la corriente que se necesita es grande, lo que puede dar lugar a disrupciones o decaimientos incontrolados de la corriente del plasma que pueden dar lugar a fuerzas grandes y perjudiciales para la máquina. Esto se debe a inestabilidades producidas por la no linealidad del confinamiento del plasma.

Por otro lado, el **Stellarator**, diseñado en 1950 por el estadounidense L. Spitzer, permite la torsión de las líneas de campo magnético sin corriente inducida. La componente poloidal del campo magnético se genera mediante bobinas externas arrolladas al toroide. Este dispositivo cuenta con la ventaja de que la corriente se controla desde el exterior y no pueden producirse disrupciones, por tanto, permite operar de forma continua. Pero los Stellarator son más complejos desde el punto de vista de la ingeniería y no hay geometría toroidal:  $B=B(r, \theta, \phi)$ . El plasma se calienta mediante métodos externos. Los métodos de calentamiento externo usados tanto en Tokamak como en Stellarator se dividen en dos tipos: [1]

- Calentamiento por inyección de ondas electromagnéticas, sistema basado en el calentamiento producido cuando los campos electromagnéticos vibran a la frecuencia de resonancia de las partículas que forman el plasma. Pueden ser:
  - ECRH (Electron Cyclotron Heating): se usan frecuencias resonantes con la frecuencia de giro del electrón, entre 30 y 70 GHz.
  - ICRH (Ion Cyclotron Heating): con frecuencias resonantes con la de los iones, entre 30 y 120 MHz.
  - Frecuencia híbrida inferior: resonancia acoplada de iones y electrones, entre 1 y 8 GHz.
- Calentamiento por inyección de partículas neutras, NBI (Neutral Beam Injection): se inyectan partículas neutras, que no son desviadas por los campos magnéticos; al entrar en el plasma se ionizan y quedan confinadas. El plasma se calienta por colisiones. Como las partículas neutras no pueden ser aceleradas, se aceleran iones que son pasados por un neutralizador antes de llegar al plasma.

A día de hoy, los dispositivos Tokamak están más desarrollados, pero el Stellarator presenta unas características más adecuadas para la operación en continuo, con lo que es posible que sean se empleen en los futuros reactores comerciales. [1, 11]

### 2.4. Introducción a la fusión termonuclear como fuente de energía:

La energía liberada en las reacciones de fusión puede ser aprovechada para obtener energía eléctrica por métodos convencionales. Debe tenerse en cuenta que hay que suministrar energía al reactor para calentar el plasma y compensar las pérdidas por conducción, convección y radiación (que se intentará minimizar). Por lo que, en balance, la energía aprovechable será menor que la energía de fusión:

$$Q = \frac{P_{\text{fusión}}}{P_{\text{auxiliar}}} > 1 \quad 2-7$$

Si se alcanza el punto de ignición, la potencia auxiliar no será necesaria y  $Q \gg 1$ .

La potencia obtenida en la reacción dependerá de los reactivos empleados y de la calidad del confinamiento. Esta potencia es proporcional a la densidad de combustible y a la sección eficaz, que es función de la temperatura:

$$P \propto n^2 \langle \sigma(T) \rangle \quad 2-8$$

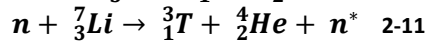
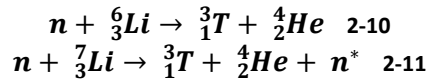
Existen distintos elementos candidatos para combustible nuclear. Los elegidos tendrán que tener una sección eficaz, relacionada con la probabilidad de que se produzca la reacción (proporcional al ritmo de reacción,  $\langle \sigma \rangle$ ), que permita que la reacción se produzca con facilidad y a temperaturas no demasiado elevadas.

Existen varias reacciones que se podrían utilizar en la fusión comercial [1]. La reacción candidata para la primera generación de reactores comerciales es la siguiente:



De todas las reacciones posibles, ésta es la que presenta una sección eficaz mayor a temperaturas relativamente bajas (el gas de deuterio-tritio debe calentarse a más de 10 keV para que la reacción se produzca a un ritmo aceptable); de ahí que sea la adecuada para la fusión nuclear comercial, con una densidad de potencia de  $34 \text{ Wm}^{-3} \text{ kPa}^{-2}$ . No es ésta la única razón por la que la reacción 2-9 es idónea. Los reactivos son también fáciles de conseguir e ilimitados a escala humana; el deuterio se puede extraer del mar, pues se encuentra en forma de agua pesada con una concentración de  $30 \text{ g/m}^3$ . El tritio, sin embargo, es un elemento radiactivo con una vida media de 12.36 años, por lo que no se encuentra en la naturaleza; pero se puede producir a partir de litio que se encuentra en la corteza terrestre en una proporción de alrededor de 60 ppm y distribuido por todo el planeta. Además, el helio, producto de la reacción, no sólo no es una sustancia contaminante, venenosa, radiactiva ni acumulativa, sino que tienen numerosas aplicaciones. [1, 7, 12]

El manto de litio que cubrirá el interior de la cámara de vacío tendrá una doble función. Por una parte generará tritio a partir de las reacciones:



Ambas reacciones tienen lugar cuando los neutrones generados en la reacción de fusión impactan sobre el manto. De este modo, el reactor de fusión creará su propio combustible a partir de los productos.

Por otro lado, los neutrones absorbidos, que llevan el 80% de la energía producida en la reacción, calientan el litio. Este calor puede ser recuperado, transmitiéndose al refrigerante y transferido al exterior para generar electricidad de modo convencional. Además, se evita que los neutrones alcancen a los componentes más sensibles del reactor, para que no se activen y pierdan sus propiedades, generando residuos nucleares de media actividad. [12]

El plasma de deuterio-tritio debe confinarse a una temperatura y densidad suficientemente elevadas durante un tiempo conveniente para que se produzca la fusión y el balance energético neto sea positivo. Estas magnitudes están relacionadas por el criterio de Lawson:

$$n_e \cdot \tau_E > 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3} \quad 2-12$$

La ecuación 2-12 puede reescribirse para un rango de temperaturas, con lo que tenemos el criterio del Triple Producto:

$$n_e \cdot T \cdot \tau_E > 5 \cdot 10^{21} \text{ keV} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3} \quad 2-13$$

Donde  $\tau_E$  es el tiempo de confinamiento o tiempo que tardaría el plasma en enfriarse en ausencia de cualquier tipo de energía. [1]

## 2.5. Sistemas de diagnóstico de plasmas:

Para avanzar en el conocimiento de los plasmas de fusión, de forma que un día la fusión termonuclear sea un método comercial de producción de energía eléctrica, los actuales dispositivos de investigación de confinamiento magnético cuentan con una gran variedad de sistemas de diagnóstico. La necesidad



de nuevas técnicas de diagnóstico ha conducido al nacimiento de una nueva rama de la ciencia, que incluye desde conocimientos de todas las partes de la física hasta las técnicas y la ingeniería más actuales. Más de cincuenta métodos se han desarrollado durante las últimas décadas, pero pocos permiten medir directamente los parámetros del plasma.

Los sistemas de diagnóstico que se utilizan pueden ser pasivos o activos. Como norma general, los métodos pasivos aportan información promedio del plasma, mientras que los activos suelen dar medidas locales [13].

Los sistemas pasivos recogen la radiación electromagnética o las partículas que escapan sin perturbar el plasma. Se basan en medidas magnéticas, pruebas eléctricas, espectroscopia del visible, el UV o de rayos X, técnicas bolométricas, análisis de partículas neutras o medida de la emisión ciclotrónica de los electrones. Con ellas se pueden deducir las características macroscópicas del plasma, como la temperatura iónica, la distribución energética de iones y electrones, el contenido de impurezas o la velocidad macroscópica.

Por otro lado, los sistemas activos estimulan el plasma desde el exterior. Incluyen métodos basados en dispersión Thomson y Rutherford, la inyección de haces neutros, el efecto Stark, la inyección de haces de iones pesados, de microondas o de láser. Con ellos se pueden obtener información local de los campos electromagnéticos, las velocidades, etc.

Es fundamental conocer dichas magnitudes para comprender en profundidad los mecanismos de transporte y el comportamiento de los plasmas confinados, de modo que se pueda mejorar y alargar el confinamiento.

Gracias a la mejora de las técnicas de diagnóstico, se han encontrado nuevos fenómenos y regímenes en plasmas, que a su vez han necesitado de nuevos desarrollos. [1]

## 2.6. El Stellarator TJ-II:

El Heliac Flexible TJ-II, construido entre 1991 y 1997 en el Ciemat de Madrid, es el Stellarator en operación más grande de Europa (radio mayor  $R = 1.5$  m y radio menor  $r = 0.22$  m) [14]. Su característica más importante es la flexibilidad. Se pueden cambiar las características de la configuración magnética variando las corrientes que circulan por las bobinas; sobre todo, se puede modificar el perfil de la transformada rotacional y el tamaño (radios mayor y menor) y la forma del plasma, lo que permite estudiar la dependencia del confinamiento con estos parámetros.

En TJ-II, la componente poloidal del campo magnético es generada por corrientes del orden de kA que circulan por bobinas externas. Formado por cuatro sistemas principales de bobinas de cobre, las corrientes que circulan por ellas –  $I_{CC}$  (circular),  $I_{HX}$  (helicoidal),  $I_{TF}$  (toroidal) e  $I_{VF}$  (vertical) – determinan la configuración del campo magnético. La variación de  $I_{CC}$  e  $I_{HX}$  (hasta 12 kA y 11 kA) proporciona una enorme flexibilidad.  $I_{TF}$ , que puede alcanzar hasta 32.5 kA, genera la mayor componente del campo magnético, hasta 1.1 T en el eje magnético del plasma. La acción conjunta de los campos magnéticos hace que se superficies magnéticas en el plasma con forma de “judía” y volumen aproximado de  $1 \text{ m}^3$ . Las corrientes son suministradas por una fuente de alimentación de 130 MVA, lo que proporciona una energía por pulso de 100 MJ. El intervalo magnético estable dura hasta 1 s y los pulsos se repiten cada 7 minutos como máximo.

Para calentar el plasma, que en general es de hidrógeno, TJ-II cuenta con dos sistemas de ECRH que trabajan a 53.26 GHz (el segundo armónico de la resonancia ciclotrónica de los electrones) y 500 kW; se crean plasmas cuya temperatura electrónica máxima en el centro del plasma es  $T_e = 2$  keV y densidad máxima de  $1.75 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  [15]. También dispone de un sistema NBI, formado por dos inyectores de haces de hidrógeno con una energía de haz de 32 keV, capaces de inyectar más de 0.5 MW cada uno; permite que se alcancen densidades más elevadas,  $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , pero temperaturas centrales menores:  $T_e = 0.5$  keV.

Los plasmas que se generan son tridimensionales, lo que supone una notable dificultad a la hora de interpretar los datos de las medidas y de comparar con las predicciones teóricas; se requiere una “normalización” del sistema de referencia para medir las posiciones del plasma. Los sistemas de diagnóstico deben acomodarse al desplazamiento del eje magnético y a la variación de volumen del

plasma. TJ-II cuenta con 96 ventanas de acceso para diagnósticos [16]; se genera una gran cantidad de información con cada pulso que es adquirida y gestionada por el sistema de adquisición de datos desarrollado en el Ciemat. [17]

Los tres sistemas de diagnóstico más relevantes con los que cuenta TJ-II son:

- **Sistema de dispersión Thomson:** (láser de rubí de 10 J/pulso) permite la medida de perfiles de densidad y temperatura electrónicas.
- **Sonda de iones pesados:** (iones de Cs acelerados hasta los 200 kV) se usa en la medida de campos eléctricos en el plasma.
- **Reflectómetro Doppler:** proporciona medidas de perfiles de la velocidad perpendicular de las fluctuaciones de densidad y el campo eléctrico radial.

## 2.7. Importancia del campo magnético estático:

Dado que el principal objetivo del estudio de plasmas confinados magnéticamente es alcanzar la fusión nuclear controlada y que para ello debe mejorarse el confinamiento, deben estudiarse distintas configuraciones del campo magnético para así establecer una relación entre ellas y los fenómenos que afectan negativamente al confinamiento, como la turbulencia. Además, conocer el campo magnético interno permite una reconstrucción precisa del equilibrio del plasma.

Existen varios fenómenos observados que aún no se comprenden que están relacionados con el perfil  $q$ ; éste representa la configuración del campo magnético interno. Es, por tanto, necesario conocer en detalle la configuración del campo magnético, de modo que podamos determinar  $q$ .

El perfil  $q(r)$  o factor de seguridad es la razón entre el número de veces que una línea de campo magnético viaja a lo largo de una zona de confinamiento magnético toroidalmente y poloidalmente. Se expresa matemáticamente como:

$$q = \frac{r}{R} \cdot \frac{B_t}{B_p} \quad 2-14$$

El perfil  $q$  es la inversa de la transformada rotacional,  $\iota$ , que se expresa como:

$$\iota = 2\pi \frac{R}{r} \cdot \frac{B_p}{B_t} \quad 2-15$$

La transformada rotacional se define como “el parámetro que da la torsión promedio de las líneas de campo magnético en cada superficie isobárica del plasma”; es el ángulo poloidal por fracción de ángulo toroidal que recorre la línea de campo.

El interés en conocer el perfil  $q$  se debe a que se relaciona directamente con la estabilidad y el equilibrio de los plasmas confinados magnéticamente. [14, 18, 19, 20, 21]

Gracias a los adelantos en el estudio de la estabilidad del plasma, se ha avanzado mucho en los últimos años, mejorándose las propiedades de transporte y las densidades. La viabilidad de la fusión por confinamiento magnético se demostró en 1997 en JET (Joint European Torus, Reino Unido), con la producción de 16 MW de energía por fusión. Se espera demostrar la viabilidad científica y tecnológica de los reactores de fusión con el proyecto ITER (International Thermonuclear Reactor), con el que se podrá producir energía con 500 MW de potencia térmica durante tiempos largo, operando con  $Q=10$ . Una vez se alcancen los objetivos de ITER, el siguiente paso será la construcción y operación de DEMO, que permitirá la inyección de energía eléctrica a la red. Sólo tras esto se podrá hablar de la explotación comercial de la fusión. Para lograr estos objetivos, el estudio de la estructura interna de los campos magnéticos en plasmas magnéticamente confinados es imprescindible. [1]

### 3. TEORÍA:

#### 3.1. Efecto Stark:

El efecto Stark, llamado así en honor a J. Stark, que comenzó a estudiar este efecto en 1913, es el resultado de la interacción entre un átomo y un campo eléctrico estático y cuya manifestación es una división de las líneas espectrales del átomo.

La estructura atómica se ha estudiado en profundidad a lo largo del tiempo. Según el modelo actual, los electrones que forman parte del átomo se organizan en niveles energéticos que son resultado de la interacción entre los electrones, el núcleo atómico compuesto por neutrones y protones y materia o campos externos. Los niveles energéticos de un átomo se pueden obtener resolviendo la ecuación de Schrödinger [22], con un Hamiltoniano de la forma:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{correcciones}} \quad 3-1$$

Donde  $\mathcal{H}_{\text{correcciones}}$  se refiere a todos los efectos que afectan al átomo, como las correcciones de estructura fina e hiperfina o las interacciones con campos electromagnéticos [22]. Y  $\mathcal{H}_0$  es el Hamiltoniano del átomo libre:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r} \quad 3-2$$

Los términos de interacción hacen que los niveles energéticos obtenidos en la resolución de la ecuación para el átomo libre se dividan y la degeneración se pierda, observándose varias líneas espectrales donde originalmente había una.

En el caso del efecto Stark, la interacción tiene lugar con un campo eléctrico estático, de forma que tenemos un Hamiltoniano (despreciando las correcciones relativistas) de la forma:

$$\mathcal{H} = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r} + e \vec{E} \cdot \vec{r} \quad 3-3$$

Donde  $\vec{E}$  denota al campo eléctrico.

Resolviendo la ecuación de Schrödinger para este Hamiltoniano obtendremos los nuevos niveles energéticos no degenerados. Entre los nuevos niveles energéticos producen transiciones electrónicas, siempre y cuando estén permitidas por las reglas de selección; en aproximación dipolar [22]:

$$\Delta m_l = 0, \pm 1 \quad 3-4$$

La dirección de polarización depende del cambio en el número magnético  $m_l$ . Las transiciones en las que  $\Delta m=0$  o componentes  $\pi$  están linealmente polarizadas paralelamente al campo eléctrico; mientras que las transiciones para las que  $\Delta m= \pm 1$ , o componentes  $\sigma$ , están polarizadas linealmente, perpendiculares al campo eléctrico, cuando se observa de forma transversal. Las intensidades de estas líneas dependen de la posición; la intensidad total de una línea se puede escribir como:

$$\text{Líneas } \pi: I_{if} = \sin^2 \Theta \cdot A_{if} \cdot P_i \quad 3-5$$

$$\text{Líneas } \sigma: I_{if} = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \Theta) \cdot A_{if} \cdot P_i \quad 3-6$$

Donde  $\Theta$  es el ángulo entre la dirección de observación y el campo eléctrico,  $A_{if}$  es la probabilidad de transición y  $P_i$  es el número de átomos en el nivel superior. [23]

La probabilidad de transición puede calcularse con la teoría atómica [22]. En ciertas condiciones, como las que se dan en plasmas de alta densidad, los subniveles atómicos del nivel superior pueden estar igualmente poblados, lo que se conoce como equilibrio estadístico o niveles poblados estadísticamente; esto simplifica los cálculos.

#### 3.2. Motional Stark Effect (MSE):

Cuando un haz de átomos se mueve a lo largo de un campo magnético, en el sistema de referencia del átomo se observa un campo eléctrico conocido como campo eléctrico de Lorentz:

$$\vec{E}_L = \vec{v}_b \times \vec{B} \quad 3-7$$

Donde  $\vec{v}_b$  es la velocidad del haz y  $\vec{B}$  el campo magnético. [8, 9, 22]

La interacción entre este campo eléctrico y el átomo produce una división de los niveles energéticos. Este efecto se conoce como Motional Stark Effect o MSE.

El MSE puede aplicarse al diagnóstico de plasmas. Es un método que fue desarrollado a finales de los años 80 por F.M. Levinton en PBX-M [24] y que ha sido aplicado a buena parte de los dispositivos de confinamiento magnético, como TFTR, DIII-D, JT-60U, JET, etc. [18, 19]

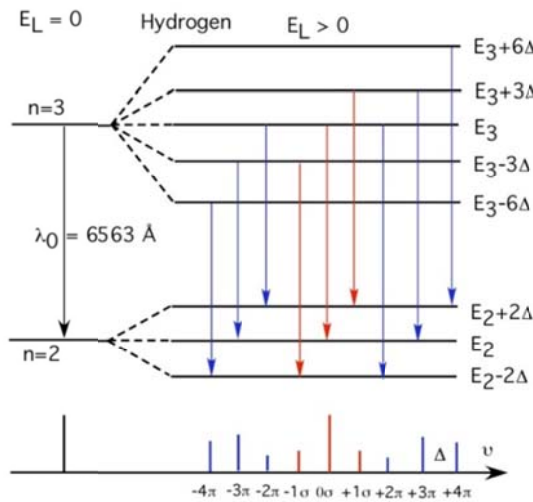
Si se inyecta un haz de átomos de hidrógeno en el plasma, las colisiones entre los átomos del haz y los iones y electrones del plasma harán que los electrones del hidrógeno se exciten y emitan radiación. Debido al campo eléctrico inducido por el movimiento del haz a lo largo del plasma,  $\vec{E}_L$ , las líneas de emisión se dividirán y la radiación estará polarizada por efecto Stark.

Esto hará que la línea  $\alpha$  del hidrógeno,  $H_{\alpha}$ , ( $n=3 \rightarrow n=2$ ) se divida en 15 componentes, 9 de ellas lo suficientemente intensas como para ser observadas.

Despreciando otros efectos y correcciones, como el efecto Zeeman, y para un efecto Stark lineal, cuya una fuente de campo eléctrico es  $\vec{E}_L$ , el módulo del campo eléctrico de Lorentz,  $E_L$ , es proporcional a la separación entre las líneas:

$$\Delta\lambda_{MSE} = \frac{3}{2} \lambda_0^2 \left( \frac{ea_0}{hc} \right) E_L \quad 3-8$$

Donde  $e$  es la carga del electrón,  $a_0$  es el radio de Bohr,  $h$  es la constante de Planck,  $c$  la velocidad de la luz y  $\lambda_0$  es la longitud de onda de la línea  $H_{\alpha}$  en reposo ( $\lambda_0=6562.79\text{\AA}$ ). [21, 23]



Midiendo la separación entre las líneas y conociendo la velocidad del haz de hidrógeno y el ángulo entre el vector velocidad y el vector campo, podemos determinar la inducción magnética,  $\vec{B}$ , usando las ecuaciones 3-7 y 3-8

También se pueden obtener otras magnitudes, como el ángulo entre la dirección de observación y el campo eléctrico,  $\Theta$ , a partir de la relación entre las intensidades de las líneas  $3\pi$  y  $1\sigma$  y la relación entre la componente poloidal y la componente toroidal del campo magnético,  $B_{pz}$ .

Para ello, en general, es necesario conocer la población del nivel superior; pero las líneas  $1\sigma$  y  $3\pi$  provienen del mismo nivel superior, por lo que se

puede usar el ratio de la intensidad entre estas dos líneas para calcular  $\Theta$  sin necesidad de conocer la población del nivel superior. De modo que, a partir del

ángulo  $\Theta$ , se pueden obtener otras magnitudes que son imprescindibles en el estudio de plasmas de fusión magnéticamente confinados, como son el módulo y la dirección del campo magnético. [19]

<sup>1</sup>  $e=1.602 \cdot 10^{-19} \text{C}$   
 $h=6.626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$   
 $a_0=5.292 \cdot 10^{-11} \text{m}$   
 $c=2.998 \cdot 10^8 \text{m/s}$

#### 4. APLICACIÓN DEL DIAGNÓSTICO MSE A TJ-II:

El sistema de diagnóstico MSE visto en el apartado 3.2 se complica al ser aplicado al Stellarator TJ-II, dado que la configuración tridimensional de los campos magnéticos impide que la derivación de las magnitudes a medir sea tan directa como en otros casos.

Se inyectan haces de hidrógeno con una energía de 30 keV, paralelas al eje x (ver figura 2), y el sistema cuenta con 10 líneas de vista que recogen la luz MSE en 10 posiciones radiales del plasma. Las relaciones en las que nos basaremos son:

$$\vec{E}_L = \vec{v}_b \times \vec{B} \quad 4-1$$

$$\Delta\lambda_{MSE} = \frac{3}{2} \lambda_0^2 \left( \frac{e a_0}{hc} \right) E_L \quad 4-2$$

La velocidad del haz se puede calcular de la energía del haz, que sí se conoce:

$$v_b = \sqrt{\frac{2k \cdot 1.16 \cdot 10^4 \cdot E_b}{m_i}} \quad 4-3$$

El voltaje puede variar unos cientos de eV por lo que es más conveniente calcular la velocidad a partir del desplazamiento Doppler [8, 9, 25]:

$$v_b = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{\cos\theta} \quad 4-4$$

donde  $\theta$ , el ángulo entre la línea de vista y la dirección del haz de partículas, es una cantidad conocida. Por otra parte, de la relación de intensidades (de las relaciones 3-5 y 3-6):

$$R = \frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}} = \frac{2\sin^2\Theta}{1 + \cos^2\Theta} \cdot A \cdot T_f \quad 4-5$$

donde A es el coeficiente relativo para las transiciones  $3\pi$  y  $1\sigma$ .  $T_f$  es el ratio de transmisión del sistema óptico para estas líneas. Se puede determinar el ángulo  $\Theta$  entre la línea de vista y el campo eléctrico  $\vec{E}_L$ .

Sabiendo que  $v_b$  es paralela al eje x, la relación 4-1 se puede escribir como:

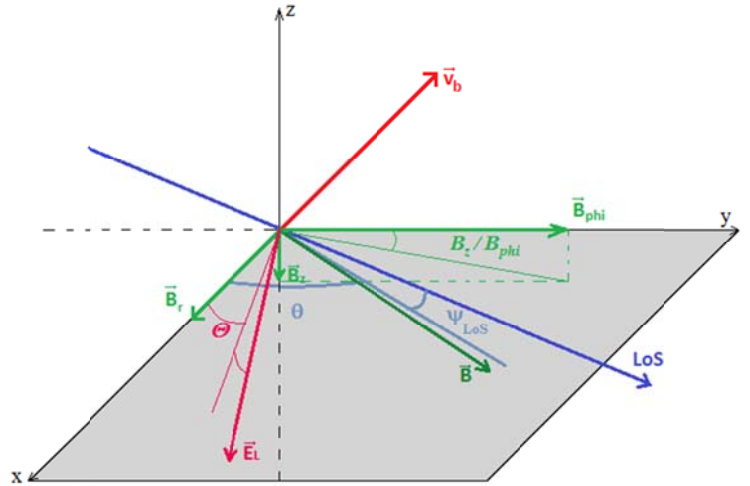
$$\vec{E}_L = v_b \vec{B}_{pz} \quad 4-6$$

$$\text{Donde } B_{pz} \text{ es: } B_{pz} = \sqrt{B_z^2 + B_{phi}^2} \quad 4-7$$

Así podemos determinar esta componente del campo magnético y, a partir de ella, calcular el resto de componentes. Para ello debemos deducir cuál es el ángulo de  $B_{pz}$  con el eje y; esto es posible si se conoce la geometría del TJ-II:

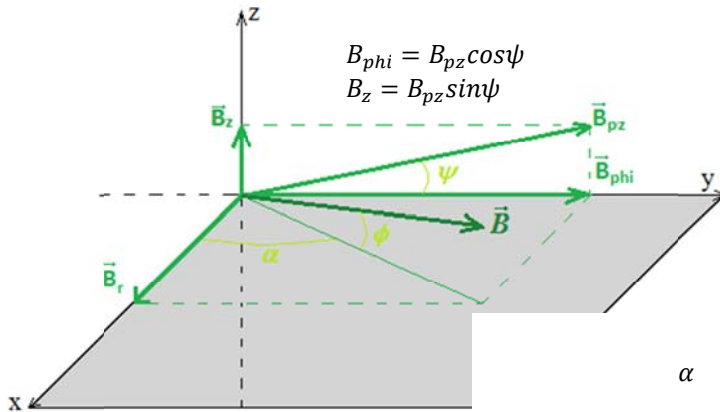
$$\theta = 90^\circ - \psi_{LoS} + \tan^{-1} \left[ \sin\theta \tan \left( \frac{B_z}{B_{phi}} \right) \right] \quad 4-8$$

$\psi = \frac{B_z}{B_{phi}}$  es el ángulo que nos interesa: el que forma  $B_{pz}$  con el eje y.  $\psi_{LoS}$  es el ángulo de la línea de vista con la horizontal y también se conoce.



El resto de componentes las calcularemos por relaciones geométricas:

$$\begin{cases} B_z = B_{pz} \sin\psi \\ B_{phi} = B_{pz} \cos\psi \\ B_r = B \sin\phi \cos\alpha \\ B_{phi} = B \sin\phi \sin\alpha \\ B_z = B \cos\phi \end{cases}$$



De modo que, conociendo  $\alpha$ , el ángulo formado por el campo magnético y el eje x, podemos calcular el ángulo  $\phi$ :

$$\frac{B_{phi}}{B_z} = \sin\alpha \tan\phi \quad 4-11$$

Así que, con el ángulo  $\phi$  y las relaciones 4-10 podemos calcular B y  $B_r$

Además, los datos experimentales permiten estudiar si el plasma tiene algún efecto en los campos magnéticos, comparando con los valores que se obtienen cuando no hay plasma, es decir, con medidas hechas en vacío [26]:

$$\Delta B = \frac{B_{pz} - B_{pz,vacio}}{B_{pz}} \quad 4-12$$

Además, si se coloca un polarizador óptico después de la ventana de acceso, se puede obtener la dirección de entre el campo magnético de Lorentz y el eje z [20]

$$R = \frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}} = \frac{2\sin^2\theta}{1 + \cos^2\theta} \cdot \frac{A \cdot T_f}{\tan^2(\alpha_p - |\gamma_p|)} \quad 4-13$$

donde  $\alpha_p$  es el ángulo del polarizador y  $\gamma_p$  es en ángulo buscado.

La ecuación 4-13 es una variación de la relación 4-5 debida a la introducción del polarizador. Se puede deducir del hecho de que las componentes  $\pi$  están polarizadas linealmente de forma paralela al campo eléctrico y las componentes  $\sigma$  paralelamente cuando se observan transversalmente.

El ángulo  $\gamma_p$  está relacionado con el ángulo de ataque (Pitch angle) o la proporción entre la intensidad del campo magnético poloidal y el toroidal:

$$\tan\gamma_p = \tan\gamma \frac{\cos\theta}{\sin\phi} \quad 4-14$$

$\phi$  es el ángulo entre la línea de vista y el haz de neutros.

$\gamma$ , el ángulo de ataque, es:

$$\tan\gamma = \frac{B_{phi}}{B_r} \quad 4-15$$

De modo que con estas relaciones se pueden obtener magnitudes importantes a la hora de determinar la estabilidad de los plasmas confinados en el TJ-II y, con ellas, intentar mejorarla.

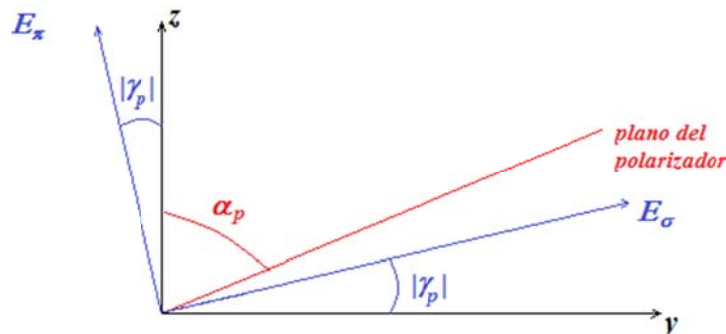


Figura 4. Ángulos entre el polarizador, la radiación emitida y los ejes

## 5. MONTAJE EXPERIMENTAL

El montaje experimental para medir el MSE está formado por un inyector de haces neutros, un sistema óptico, un espectrómetro y una cámara CCD. Existen 10 líneas de vista (Lines of Sight) que permiten tomar medidas del plasma en distintos puntos.

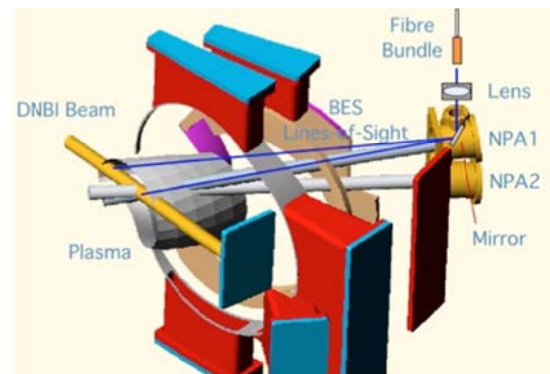
El inyector, modelo DINA-5, proporciona un pulso de 5.5 ms por descarga de TJ-II de un haz de hidrógeno acelerado a 30 keV con un radio  $r \approx 2.1$  cm en el foco (longitud focal de 170 cm). La corriente de la fuente de iones es  $\geq 4$  A. Está montado sobre un soporte móvil que permite moverlo  $\pm 3^\circ$  en la dirección poloidal. A la salida de la fuente de iones se encuentra un neutralizador de iones. El haz de neutros tiene tres componentes a distintas energías: H (30 keV), H<sub>2</sub> (15 keV) y H<sub>3</sub> (10 keV); la relación entre las componentes es 90:8:2, respectivamente.

La luz emitida por la interacción entre el haz y el plasma se recoge con un sistema óptico montado en una ventana de acceso cercana. Consiste en un espejo que refleja la luz hacia una ventana en la que se encuentra un polarizador (se usa en algunos experimentos), una lente de f1.4/50mm, enfocada adecuadamente, y un conjunto de 12 fibras. Las 12 fibras llegan a una rejilla de entrada (en torno a 100  $\mu$ m) de un espectrómetro (modelo Holospec) que permite obtener los ensanchamientos y desplazamientos por efecto Doppler de la línea H $\alpha$ , centrada en 656.27 Å. Tras la rejilla de entrada se encuentra una lente de 85 mm y f/1.8 para colimar la luz que se dirige a una red de transmisión situada entre dos prismas BK7; los prismas dispersan el rayo de luz sobre una segunda lente de 85 mm y f/1.4 para enfocar la imagen. Proporcionan un aumento de  $\sim 1$  y alta dispersión en el plano focal (1.15 nm/mm).

Por último, una cámara CCD ("charge-couple device"), modelo PXIS:1024B de 1024x1024 píxeles con frecuencia de lectura a la salida de 2 MHz y alta eficiencia ( $\sim 95\%$ ), está situada en el plano de la imagen, detrás de la última lente. Para evitar la iluminación de la cámara durante la lectura de salida, se coloca un obturador mecánico de tiempo de apertura  $\geq 4.5$  ms. La cámara está montada sobre una plataforma que puede desplazarse tridimensionalmente y que cuenta con un goniómetro para facilitar el alineamiento.

La dispersión de la longitud de onda en el centro del detector es de 11.5 Å/mm, con una variación de  $\pm 7\%$  a  $\pm 5$  mm. [27, 28]

Para algunas medidas se coloca un polarizador a la salida de la ventana de acceso del TJ-II, cuyo ángulo se puede variar:



onde se  
a óptico.

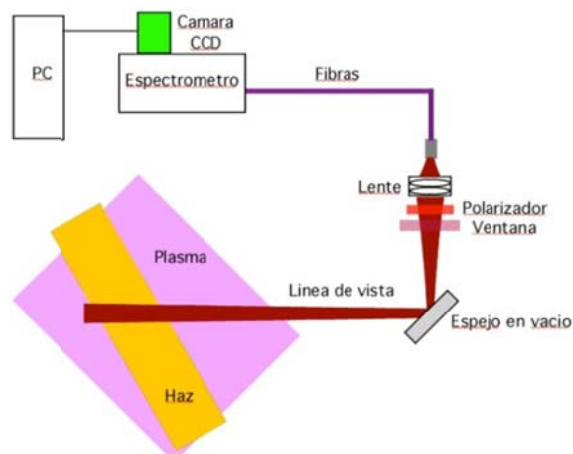


Figura 6. Sistema de diagnóstico que ilustra el camino de la luz y el espectrómetro.

## 6. DESARROLLO Y RESULTADOS:

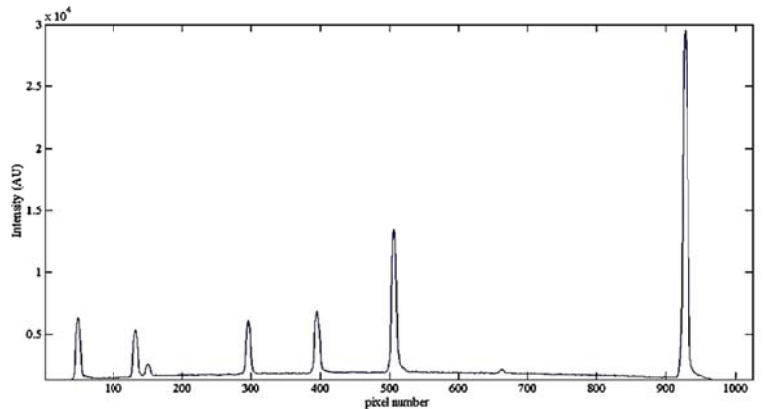
### 6.1. Desarrollo: ajuste de datos:

Antes de poder analizar los datos y calcular las magnitudes que nos interesan, debemos manipular estos datos registrados, de forma que nos proporcionen las cantidades que necesitamos. Tomando los datos registrados para la configuración 100\_44\_64<sup>2</sup>, se puede ver el desarrollo:

El registro de datos se hace de forma que se recogen dos columnas, una que representa el número de pixel de la imagen tomada y al que se asociará una longitud de onda y otra que representa el número de cuentas de ese pixel o la intensidad de ese punto, para cada medida se obtendrán diez conjuntos de datos, uno por cada línea de vista, de 1024 píxeles.

La forma de las líneas de emisión es gaussiana [12], por tanto, los datos son ajustados a una suma de nueve gaussianas (de las 15 líneas de emisión debidas a MSE, sólo 9 son suficientemente intensas como para ser detectadas). Así, se obtendrán los valores buscados:  $\Delta\lambda_{MSE}$ ,  $E_L$ ,  $I_{3\pi}/I_{1\sigma}$ ,  $\Theta$  y  $\psi$ .

Pero antes de esto es necesario calibrar los datos para minimizar los errores, es decir, asociar a cada pixel su longitud de onda correspondiente. Se usan las intensidades registradas con una lámpara de Kriptón (se puede colocar entre la lente f1.4/50mm y el conjunto de fibras), ajustándolos a gaussianas que se correspondan con las líneas de emisión. Comparando los centros de las líneas, que son conocidos, se tendrán las longitudes de onda calibradas. Esta calibración debe repetirse a lo largo del día debido a que el espectrómetro sufre una derivada térmica por los cambios en la temperatura ambiental en la nave del TJ-II.



Después de esto, se determina el desplazamiento de la línea  $\alpha$  del hidrógeno,  $H_\alpha$  ( $\lambda_0=6562.79 \text{ \AA}$ ), por efecto Doppler. Éste se usa para calcular la velocidad del haz. Se emplean los datos recogidos en una descarga de DNBI sin campos y sin plasma.

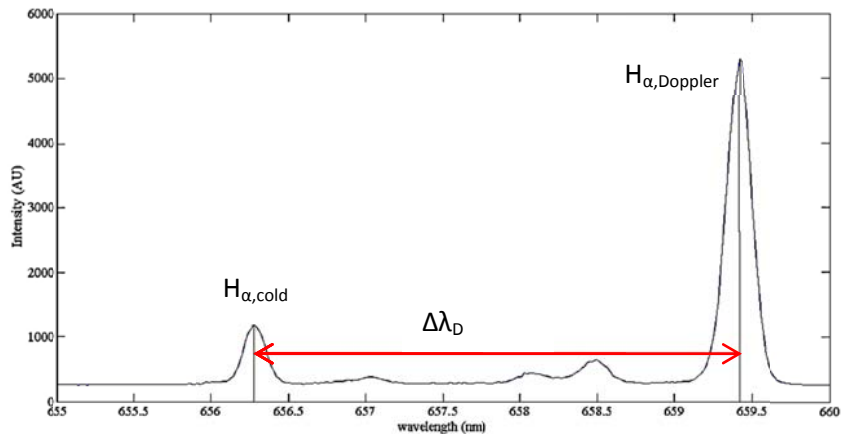


Figura 8. Efecto Espectro  $H_\alpha$  obtenido al inyectar el haz DNBI en el TJ-II sin campos magnéticos. Se puede observar el desplazamiento Doppler  $\Delta\lambda_D$  de la emisión  $H_\alpha$  del haz.

Estos datos vuelven a ajustarse a gaussianas; la diferencia entre el centro de  $H_{\alpha,frío}$  (sin descarga) y  $H_{\alpha,Doppler}$  (con descarga a máxima intensidad) dará el desplazamiento Doppler:  $\Delta\lambda_D = \lambda_D - \lambda_0$  6-1 Y con ellos, la velocidad del haz de hidrógeno:

$$v_b = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{\cos\theta} \quad 6-2$$

<sup>2</sup> Datos de la configuración en el anexo.



En cuanto al MSE, se registran datos de dos descargas. La primera con campos, inyección de DNBI y plasma; la otra es con campos y plasma pero sin inyección de DNBI. En la primera hay efecto Stark, pero no en la segunda, por lo que la diferencia entre los dos conjuntos de datos dará sólo el MSE. Los datos que se obtienen, centrándose en la curva debida a MSE, adquieren la forma:

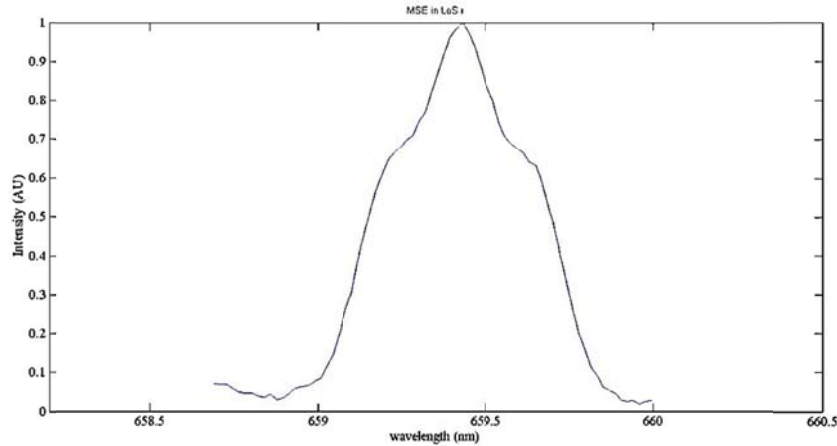


Figura 9. Ejemplo del espectro MSE obtenido al inyectar el haz DNBI en el plasma del TJ-II.

Estos datos deberán ajustarse con 9 gaussianas de forma que se puedan deducir del ajuste las magnitudes deseadas:

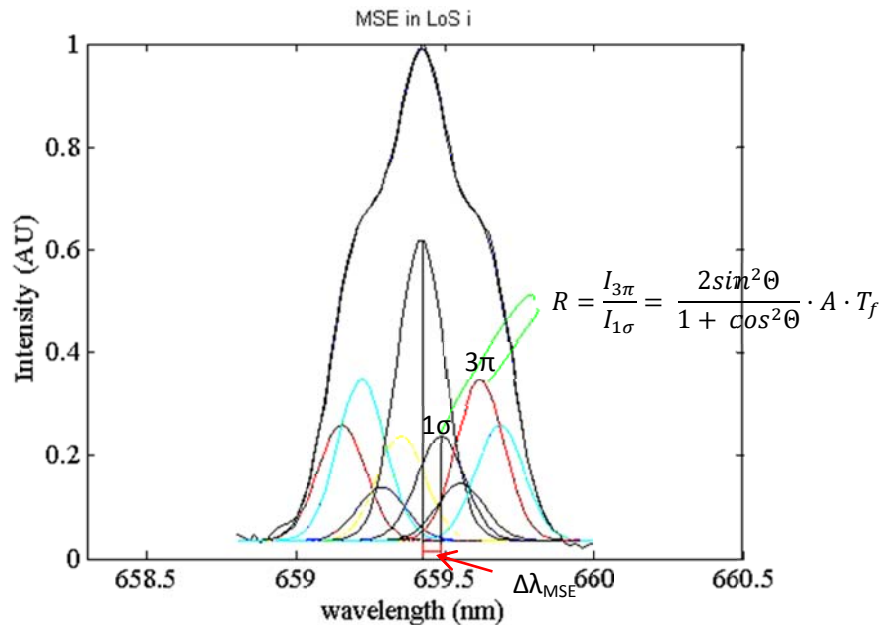


Figura 10. Un ajuste con 9 perfiles gaussianos a un espectro de MSE.

Gracias a la herramienta de software matemático MATLAB®, se pueden realizar todos los ajustes descritos anteriormente y con ellos calcular las magnitudes buscadas<sup>3</sup>.

Para llevar a cabo el ajuste de los datos de MSE deben tenerse en cuenta ciertos aspectos físicos del proceso y hacerse algunas suposiciones:

- La línea de CII\* (658.29nm) está cerca de la línea MSE. Puede que tenga que ser incluida en el ajuste de los datos.
- El espectro medido puede tener un fondo y una pendiente que también deben considerarse.
- La separación entre los niveles  $o$ , lo que es lo mismo,  $\Delta\lambda_{MSE}$ , debe ser la misma para todas las líneas del espectro, pues es proporcional al campo eléctrico  $E_L$ . El valor de partida de  $\Delta\lambda_{MSE}$  para el ajuste debe ser cercano al valor real, por lo que conviene estimarlo usando el campo eléctrico de la relación 4-6 para  $B_{pz}=1.1$  T y la  $v_b$  obtenida por desplazamiento Doppler.

<sup>3</sup> El código del programa se encuentra en el anexo

- La señal es aproximadamente simétrica alrededor de la longitud de onda central. Las colisiones entre los átomos del haz y las partículas del plasma hacen que los átomos se exciten, por lo que puede suponerse que los niveles atómicos superiores están poblados estadísticamente (para una densidad electrónica del orden de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) y que las intensidades de las líneas están en las siguientes proporciones:

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.35a_0 \\ a_2 &= 0.33a_3 \\ a_4 &= 0.75a_3 \end{aligned} \quad \mathbf{6-3}$$

Por lo que de las cinco intensidades iniciales desconocidas se limita a dos:  $a_0$  y  $a_3$ . [29]

- La anchura de cada línea de emisión es la misma. Como valor inicial para el ajuste conviene usar la anchura que se obtiene de las líneas  $H_{\alpha, \text{Doppler}}$ .

De esta manera, se reduce el número de incógnitas y los parámetros libres del ajuste tienen valores más próximos a su valor real; por ello, el ajuste es más estable y los resultados más precisos.

Existen otras variables que son desconocidas pero que se pueden determinar del ajuste de datos.

A, el coeficiente relativo para las transiciones  $3\pi$  y  $1\sigma$  y necesario para calcular el ángulo  $\Theta$ , tiene que ser calculado de la teoría atómica [22]. En este caso, basándonos en [29] su valor es 1.2.

$T_f$  es el ratio de transmisión del sistema óptico para las líneas  $1\sigma$  y  $3\pi$ . El método para calcular esta cantidad es un poco más complejo [23]. Esta cantidad depende de la dirección de polarización de las líneas  $\pi$  y  $\sigma$ , por lo que depende de la dirección del campo eléctrico,  $\vec{E}_L$ . Sabiendo que la velocidad del haz es

$$\vec{v}_b = -v_b \hat{x} \quad \mathbf{6-4}$$

$$\vec{E}_L = \vec{v}_b \times \vec{B} = v_b(B_z \hat{y} - B_y \hat{z}) \quad \mathbf{6-5}$$

Proyectando el campo eléctrico sobre la línea de vista,  $\vec{V}_w = l_x \hat{x} + l_y \hat{y} + l_z \hat{z}$  6-6

$$\vec{E}_L \cdot \vec{V}_w = E_L \cos \Theta = v_b(B_z l_y - B_y l_z) \quad \mathbf{6-7}$$

Relacionando los módulos de ambas expresiones:

$$|\vec{E}_L|^2 = v_b^2(B_z^2 + B_y^2) \quad \mathbf{6-8}$$

$$E_L^2 \cos^2 \Theta = v_b^2(B_z l_y - B_y l_z)^2 \quad \mathbf{6-9}$$

Obtenemos una relación en la que aparece  $T_f$  (usando la relación 4-5):

$$\cos^2 \Theta = \frac{\left(\frac{B_z l_y - l_z}{B_y}\right)^2}{1 + \left(\frac{B_z}{B_y}\right)^2} = \frac{2AT_f - R}{2AT_f + R} \quad \mathbf{6-10}$$

Si  $B_z$  es igual a cero, la relación 6-10 se simplifica:

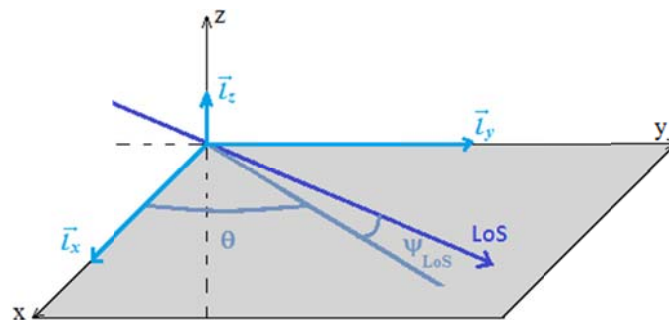
$$\frac{2AT_f - R}{2AT_f + R} = l_z^2 \quad \mathbf{6-11}$$

Y  $T_f$ , ratio de transmisión del sistema óptico, simplemente sería:

$$T_f = \frac{R}{2A} \cdot \frac{1 + l_z^2}{1 - l_z^2} \quad \mathbf{6-12}$$

$l_z$  es la componente z del vector de dirección de la línea de vista, por lo que se calcula como:

$$l_z = \sin \psi_{LoS} \quad \mathbf{6-13}$$



$$\vec{V}_w = l_x \hat{x} + l_y \hat{y} + l_z \hat{z}$$

$$l_x = \cos \psi_{LoS} \cos \theta$$

$$l_y = \cos \psi_{LoS} \sin \theta$$

$$l_z = \sin \psi_{LoS}$$

Figura 11. Vectores asociados con una LoS

Tal y como se ve en el apartado 4, un polarizador colocado antes de la entrada del espectroscopio permite calcular el ángulo entre el campo magnético de Lorentz y el eje z,  $\gamma_p$ . Y a partir de este ángulo se deriva la relación entre la componente poloidal y la toroidal del campo magnético,  $\gamma$  o pitch angle. Cambiando el ángulo del polarizador se puede estudiar la relación entre este ángulo y la proporción entre las intensidades  $3\pi$  y  $1\sigma$ , R.

El ángulo del polarizador se variará entre  $0^\circ$  y  $110^\circ$ , con lo que se obtendrán distintos ángulos  $\gamma_p$  y  $\gamma$ , así como distintos valores de R, esperándose que haya un valor mínimo para cada línea de vista, según la ecuación 4.14.

## 6.2. Resultados obtenidos:

Una vez calibradas las longitudes de onda, se procede a determinar las consecuencias del efecto Doppler. Inicialmente, se obtienen unos resultados para la velocidad del haz de partículas que, aunque son muy cercanos al valor esperado, no son correctos, ya que la velocidad debe ser constante y en los resultados calculados las variaciones son demasiado grandes. Los ángulos usados para calcular la velocidad no han sido medidos directamente pues no es fácil, dada la compleja geometría de TJ-II. Por ello, hemos de suponer que la variación en la velocidad se debe a una falta de exactitud en la medida de los ángulos. Sabiendo que la velocidad debería ser:

$$v_b = 128.5 \sqrt{E_b \cdot 1.16 \cdot 10^4} = 128.5 \sqrt{30000 \text{ eV} \cdot 1.16 \cdot 10^4} = 2.397 \cdot 10^6 \text{ m/s} \quad 6-14$$

Los ángulos se pueden corregir, dando como resultado:

LoS	$\lambda_{H,cold}$ (nm)	$\Delta\lambda_D$ (nm)	$\theta(^{\circ})$
1	656,275	3,140	53,242
2	656,276	3,057	54,365
3	656,277	2,974	55,477
4	656,277	2,888	56,615
5	656,276	2,799	57,768
6	656,277	2,716	58,825
7	656,278	2,631	59,908
8	656,277	2,539	61,059

Tabla 1. Desplazamiento Doppler y ángulo corregido (configuración 100\_42\_63)

En cuanto a los cálculos realizados para efecto MSE, los resultados se obtienen sin tener en cuenta en el ajuste la línea de CII\* para ninguna de las líneas de vista ya que no es necesario. El valor de  $T_f$  se obtiene empleando la ecuación 6-12 y los datos de la configuración 100- 42- 63; para esta configuración, entre las líneas de vista 2 y 3, el campo magnético en la dirección z,  $B_z$ , es aproximadamente cero. El valor que se calcula es  $T_f = 0.637$

Para la misma configuración anterior, los resultados obtenidos son:

LoS	$\Delta\lambda_{MSE}$ (nm)	R(m)	$\rho$	$R = \frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}}$	$E_L$ (V/m)	$\Theta(^{\circ})$	$\Psi(^{\circ})$	$\Phi(^{\circ})$
1	0,067	1.42	-0.718	1,528	$2,415 \cdot 10^6$	88,748	6,081	84,762
2	0,065	1.46	0.577	1,536	$2,357 \cdot 10^6$	86,872	3,787	86,769
3	0,063	1.495	-0.48	1,480	$2,286 \cdot 10^6$	82,862	-1,160	-89,017
4	0,062	1.53	-0.39	1,428	$2,254 \cdot 10^6$	79,490	-4,964	-85,776
5	0,062	1.565	-0.295	1,342	$2,240 \cdot 10^6$	75,299	-9,435	-81,828
6	0,062	1.60	-0.167	1,276	$2,219 \cdot 10^6$	72,623	-12,649	-78,768
7	0,060	1.63	-0.0625	1,224	$2,171 \cdot 10^6$	70,632	-14,628	-76,731
8	0,060	1.665	0.19	1,162	$2,178 \cdot 10^6$	68,389	-16,919	-74,320

Tabla 2. Resultados para configuración 100\_42\_63 I. R es el radio mayor del TJ-II y  $\rho$  es el radio menor normalizado del plasma ( $\rho=0$  es el centro del plasma y  $\rho=\pm 1$  es el borde)

LoS	$B_{pz}(T)$	$B_{pz,cal}(T)$	$\Delta B$	$B_{phi}(T)$	$B_z(T)$	$B_r(T)$	$B(T)$
1	1,007	0,956	0,054	1,002	0,107	0,593	1,169
2	0,983	0,933	0,054	0,980	0,065	0,600	1,152
3	0,960	0,910	0,056	0,961	-0,019	0,602	1,134
4	0,940	0,893	0,053	0,936	-0,081	0,579	1,104
5	0,924	0,882	0,047	0,911	-0,151	0,531	1,065
6	0,926	0,875	0,058	0,903	-0,203	0,476	1,041
7	0,905	0,868	0,043	0,876	-0,229	0,416	0,996
8	0,909	0,856	0,061	0,869	-0,264	0,363	0,978

Tabla 3. Resultados para configuración 100\_42\_63 II<sup>4</sup>

Ahora veamos los resultados que se obtienen cuando se coloca un polarizador en el camino óptico de la radiación emitida. Ya se explica en los apartados 4 y 6.1 que haciendo uso de estos resultados se puede determinar el ángulo  $\gamma$ . En la siguiente tabla se pueden ver los datos obtenidos para la primera línea de vista:

LoS 1								
$\alpha_p (^\circ)$	0	10	20	30	40	50	60	70
$R = \frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}}$	0,161	0,070	0,062	0,180	0,414	0,833	1,540	3,227

Tabla 4. Relación de intensidades para distintos ángulos del polarizador I

LoS 1							
$\alpha_p (^\circ)$	80	85	90	95	100	105	110
$R = \frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}}$	5,955	11,616	20,084	46,183	35,521	32,378	29,301

Tabla 5. Relación de intensidades para distintos ángulos del polarizador I

Se representan estos valores, de forma que tengamos la relación entre las intensidades de las líneas  $3\pi$  y  $1\sigma$  en función del ángulo del polarizador:

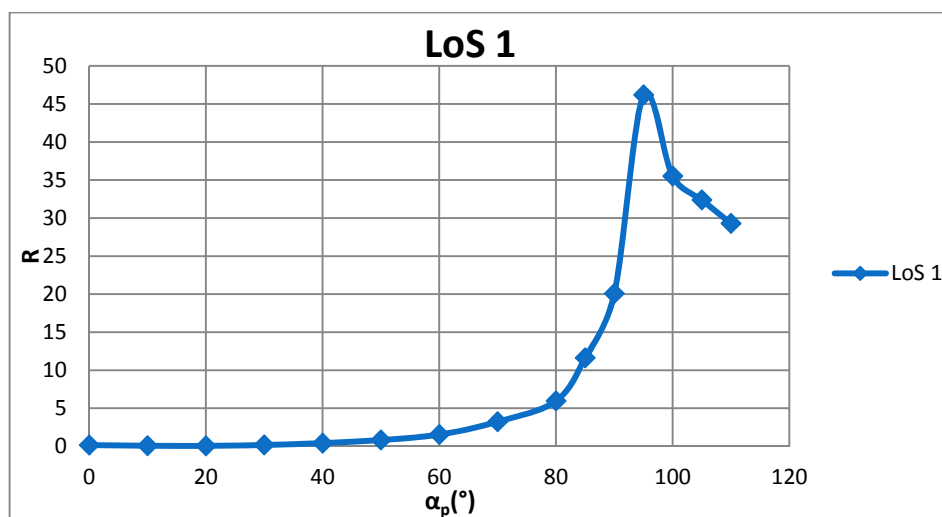


Figura 12. Intensidad relativa vs. Ángulo del polarizador para LoS 1.

En la representación gráfica se pueden observar un máximo de intensidad y un mínimo. La intensidad relativa es mínima cuando sólo pasa a través del polarizador la componente  $\sigma$  de la radiación. Mientras

<sup>4</sup> Los datos usados para obtener  $B_{pz,cal}$  han sido calculados por Antonio López Fraguas (private communication)

que el máximo ocurre cuando es sólo la componente  $\pi$  la que atraviesa el polarizador. Se observa un mínimo para un ángulo de alrededor de  $20^\circ$  y el máximo a unos  $95^\circ$ ; la forma del espectro que se recoge para ambos casos es:

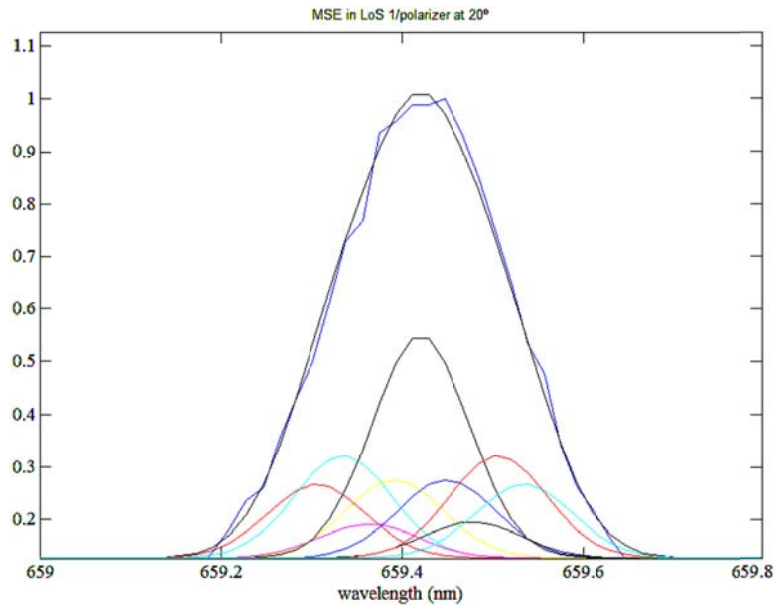


Figura 13. Espectro para mínimo de intensidad relativa

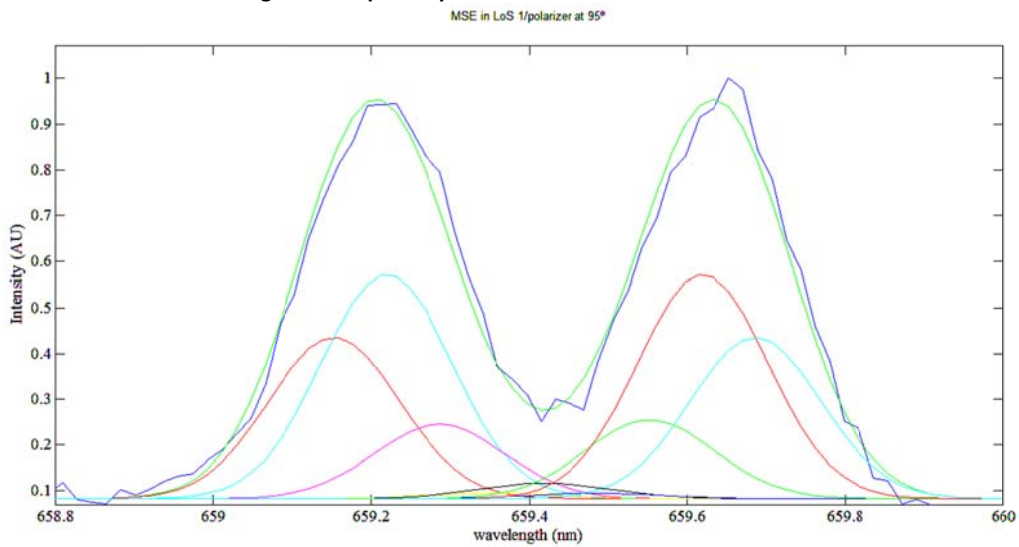


Figura 14. Espectro para mínimo de intensidad relativa.

Cuando  $R = \frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}}$  es máximo, es decir, cuando la radiación  $\sigma$  que pasa a través del polarizador es aproximadamente 0, el eje del polarizador es paralela al campo eléctrico:

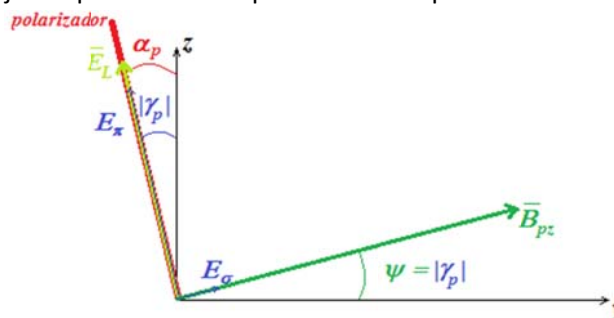


Figura 15. Ángulos entre el polarizador, la radiación emitida y los ejes cuando R es máxima.

Es decir, el ángulo que forma el campo eléctrico con el eje z es el mismo que el ángulo que forma el polarizador con el eje z.

Sabiendo esto es posible calcular la relación entre la componente poloidal y la toroidal del campo magnético,  $\gamma$  o "pitch angle". El método referido en los apartados 4 y 6.1 no pueden aplicarse en este caso debido a la distinta geometría de las máquinas [21]. Sin embargo, puede deducirse una relación entre  $\gamma_p$  y  $\gamma$  usando las relaciones 4-9 y 4-10:

$$\frac{B_z}{B_r} \cdot \frac{1}{\tan \gamma_p} = \tan \gamma \quad \text{6-15}$$

El valor de  $B_z$  que se emplea es el que se muestra al principio de este apartado. Pero  $B_r$  no puede ser medido directamente, por lo que en el cálculo de  $\gamma$  se usa el valor dado en la configuración<sup>5</sup>.

El ángulo que forma el polarizador con el eje z se calcula restando  $90^\circ$  a los ángulos antes dados. El máximo y el mínimo deben estar separados  $90^\circ$  ya que las componentes  $\sigma$  y  $\pi$  son perpendiculares. Las medidas se toman variando el ángulo  $10^\circ$ ; cerca de donde se espera que esté el máximo las medidas se toman cada  $5^\circ$ . Los resultados que se obtiene para el ángulo de ataque son (usando la ecuación 6-15):

LoS	$\gamma_p$ (°)	$\gamma$ (°)
1	5,53	62,897
2	6,5	44,957
3	-2	44,370
4	-5,5	57,039
5	-6	70,746
6	-13	63,109
7	-15	65,209
8	-15	70,973

Tabla 6. Valores obtenidos para el pitch angle.

Con este ángulo, se pueden repetir los cálculos anteriores para obtener todas las componentes del campo magnético. Los resultados son:

LoS	$\psi$ (°)	$\rho$	$\phi$ (°)	$\gamma$ (°)	$B_{\phi}$ (T)	$B_z$ (T)	$B_r$ (T)	$B$ (T)
1	5,53	-0.718	85,074	62,897	1,003	0,097	0,513	1,130
2	6,5	0.577	85,397	44,957	0,977	0,111	0,978	1,387
3	-2	-0.48	-88,601	44,370	0,960	-0,034	0,981	1,373
4	-5,5	-0.39	-85,381	57,039	0,936	-0,090	0,607	1,119
5	-6	-0.295	-84,333	70,746	0,919	-0,097	0,321	0,978
6	-13	-0.167	-78,365	63,109	0,902	-0,208	0,457	1,033
7	-15	-0.0625	-76,328	65,209	0,875	-0,234	0,404	0,992
8	-15	0.19	-75,785	70,973	0,878	-0,235	0,302	0,958

Tabla 7. Valores del campo magnético obtenido a partir del pitch angle.

<sup>5</sup> Los valores del campo magnético poloidal,  $B_r$ , no se pueden calcular directamente y no se han podido medir debido al tiempo limitado.

## 7. CONCLUSIONES:

El sistema de diagnóstico MSE (Motional Stark Effect), que ya había sido aplicado con éxito a otros dispositivos, ofrece para TJ-II unos resultados cuyo orden de magnitud se ajusta siempre a lo determinado por la teoría. Con el ajuste de datos realizado con Matlab® y los cálculos antes referidos, se obtienen unos valores muy próximos a los esperados.

Todos los resultados tienen un error. Las fuentes de éstos son diversas. Principalmente, los errores que se producen en el ajuste de datos, tanto por las suposiciones como por el ajuste no es exacto. Aunque con la elección correcta de las variables de partida se obtiene un ajuste estable y cuyo error está minimizado. También influyen en el error final, los valores de la energía del haz y los de los ángulos de la configuración; por tanto, cualquier error que tengan estas magnitudes aumentará el error final. Lo mismo ocurre con los errores que se puedan tener lugar en el sistema experimental, derivados de la precisión de las medidas. Así como los errores debidos al cálculo de las cantidades  $A$  (coeficiente relativo para las transiciones  $3\pi$  y  $1\sigma$ ) y  $T_f$  (ratio de transmisión del sistema óptico).

Los resultados que se obtienen para líneas de vista 9 y 10 son los que más se alejan de lo esperado. En particular, la línea de vista 10 intersecta con la pared de la cámara de vacío y la señal puede estar incluida en la luz reflejada. Por eso estas líneas no se han considerados en los resultados.

La magnitud y dirección del campo magnético se ha calculado de dos modos, basándose ambos en el mismo programa de Matlab®. La diferencia es que en el primero no se usa el polarizador por lo que y no se puede calcular y se usa el estimado en la configuración del campo magnético. En el segundo, al usar el polarizador, se puede calcular  $\gamma$  pero tiene que usarse la componente poloidal dada en la configuración. Por tanto ambos métodos necesitan de algún dato dado por la configuración. El primer método da resultados más consecuentes con lo esperado para la magnitud y dirección del campo magnético. A pesar de que los dos dan resultados dentro del orden de lo esperado, el segundo es menos exacto ya que el valor que se toma como  $\gamma$ , y a partir del cual se realizan los cálculos, no es muy preciso; para mejorar el resultado deberían tomarse medidas para más ángulos, de modo que sea claro cuando la relación de intensidades es máxima o mínima. Además, con el polarizador, el ajuste a los datos no es tan preciso, como se ven en las figuras 12 y 13.

En ninguna de las configuraciones medidas y en ninguna de las líneas de vista, el valor obtenido para  $\Delta B$  es cero, sino que se obtienen unas variaciones de alrededor del 5% (tabla 3). Lo que indica que el plasma provoca la modificación de los campos magnéticos inducidos. Esta diferencia con los datos de las configuraciones no se debe sólo a los errores cometidos tanto en la determinación de la configuración como en los cálculos desarrollados aquí, sino que al estar el plasma formado por partículas cargadas en movimiento, existe un campo magnético intrínseco al plasma. Hubiera sido más apropiado usar inyecciones de neutros en campos sin plasma, pero entonces no se podría haber usado el programa desarrollado; cuando no hay plasma, los niveles superiores de los átomos no están poblados estadísticamente y no son válidas las suposiciones hechas; por tanto sólo se compara con los campos dados en las configuraciones.

En resumen, este trabajo demuestra la viabilidad del sistema de diagnóstico basado en el efecto MSE para medir el campo magnético local en distintos puntos del Stellarator TJ-II. Los resultados se podrían mejorar; para ello deberían realizarse medidas con campos magnéticos sin plasma para comparar los valores obtenidos con los campos calculados para vacío. La realización de estas medidas necesita de la determinación de las poblaciones superiores de los átomos de hidrógeno siguiendo los cálculos de la referencia [30]. Estas medidas permitirían identificar las fuentes de error en el sistema y minimizar las incertidumbres en las medidas con plasma.

## 8. BIBLIOGRAFÍA

1. M. Kikuchi, K. Lackner, M. Quang Tran, "Fusión Physics". IAEA (2012)
2. S. Shafiee and E. Topal, "When will fossil fuel reserves be diminished?" *Energy Policy*, Vol.37, 181 (2009).
3. M. Höök, X. Tang, "Depletion of fossil fuels and anthropogenic climate change. A Review". *Energy Policy*, Vol.52, 797 (2013)
4. A. Zecca and L. Chiari, "Fossil-fuel constraints on global warming". *Energy Policy*, Vol.38, 1 (2010)
5. Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), "Climeta Change 2007: synthesis report" (2007)
6. S. A. Kalogirou, "Solar Engineering: Processes and Systems". Elsevier (2009)
7. Comisión Europea, "La investigación en fusión. Una opción energética para el futuro de Europa", Euratom (2005)
8. P. Lorrain, D. Corson, "Electromagnetic Fields and Waves". W. H. Freeman and Company (1987)
9. R. K. Wangsness, "Electromagnetic Fields". John Wiley & Sons (2001)
10. A. Das and T. Ferbel, "Introduction to Nuclear and Particle Physics", World Scientific Publishing Co. (2003)
11. A. Hidalgo, "Estudios de Validación del Modelo Colisional-radiativo mediante un Haz Supersónico de Helio en TJ-II". Tesis doctoral (2006)
12. D. Fasel, M. Q. Tran, "Availability of lithium in the context of future D-T fusión reactors". *Fusion Engineering and Design* Vol. 75-79, 1163 (2005)
13. I.H. Hutchinson, "Principles of Plasma Diagnostics", Cambridge University Press, (2002).
14. F. Castejón, E. Ascasibar y grupo TJ-II "El Stellarator TJ-II: ciencia básica y desarrollo tecnológico en plasmas de fusión nuclear". *Revista Española de Física*, Vol. 25-3 (2011)
15. C. Alejandre *et al.*, *Overview of TJ-II experiment*. *J. Plasma Fusion Res.*, SERIES, Vol. 1, 34-36 (1998).
16. J. Sánchez *et al.*, *Diagnostic Systems for the TJ-II flexible Heliac*. *J. Plasma Fusion Res.*, SERIES, Vol. 1, 338-341 (1998).
17. J. Vega *et al.* "Data management in the TJ-II multilayer database". *Fusion Engineering and Design*, 48 (2000) 69.
18. F. M. Levinton, S. H. Batha, M. Yamada, M. C. Zarnstorff, "q-profile measurements in the Tokamak Fusion Test Reactor". *Physics of Plasmas*, Vol. 5-7, 2554 (1993)
19. N. A. Pablant, K. H. Burrell, R. J. Groebner, C. T. Holcomb, D.H. Kaplan. "Measurements of the internal magnetic field using the B-Stark Motional Stark Effect diagnostic on DIII-D". *Review of Scientific Instruments*, Vol.-1, 10D729 (2010)
20. K. Jakubowska, M de Bock, R. Jaspers, M von Hellermann and I. Shmaenok, "Motional Stark Effect on TEXTOR". *Review of Scientific Instruments*, Vol.75-10, 3475 (2004)
21. R. Jaspers, B. S. Q. Elzendoorn, A. J. H. Donné and T. Doetens, "Spectra Polarimetry of the Motional Stark Effect at TEXTOR-94". *Review of Scientific Instruments*, Vol.72-1, 1018 (2001)
22. B. H. Bransden, C.J. Joachain, "Physics of atoms and molecules". Longman Scientific & Technical (1983)
23. N. A. Pablant, "Development of the B-Stark motional Stark effect diagnostic for measurements of the internal magnetic field in the DIII-D Tokamak", Ph. D dissertation, Univ. California - San Diego, (2010).
24. F. M. Levinton *et al.*, "Magnetic Field pitch-angle measurements in PBX-M Tokamak using Motional Stark Effect". *Physical Review Letters*, Vol. 63-119,02060 (1989)
25. S. T. Thornton, J. B. Marion, "Classical Dynamics of Particles and Systems", Thomson (2004)
26. A. A. Lizunov, D. J. Hartog, A. S. Donin, A. A. Ivanov and V. V. Prikhodko, "Multi-point measurement of  $|B|$  in the gas-dynamic trap with a spectral motional Stark effect diagnostic". *Review of Scientific Instruments*, Vol.82, 086105 (2011)
27. J. M. Carmona, K. J. McCarthy, R. Balbín and S. Petrov, "Charge-exchange spectroscopic diagnostic for the TJ-II Stellarator". *Review of Scientific Instruments*, Vol. 77, 10F107 (2006)
28. J. M. Carmona, K. J. McCarthy, R. Balbín, "First results from the new diagnostic neutral beam injector and charge-exchange diagnostic system on the TJ-II Stellarator". 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19 - 23 June 2006 ECA Vol.30I, P-1.137 (2006).
29. K. Ida, M. Yoshinuma, M. Goto, M. Atake and A. Iwamae, "Line Ratios within  $\sigma$  and  $\pi$  components of  $H_{\alpha}$  Lines from High Energy Hydrogen Atom with Motional Stark Effect". *J. Plasma Fusion Res. Series*, Vol.7, 5 (2006)
30. M. F. Gu *et al.*, "Atomic models for the motional Stark effect diagnostic", *J. Phys. B: At Mol. Opt. Phys.* 41 (2008) 095701.



## ANEXO:

### I. Configuración 100\_42\_63

#### Datos para configuración 100\_42\_63

R(m)	LOS	B <sub>r</sub> (T)	B <sub>phi</sub> (T)	B <sub>z</sub> (T)	ModB(T)	theta B at R(°)	theta LOS(°)	psi LOS at R(°)
1,4200	1	0,56409	0,95284	0,074897	1.1098	59,374	53,9100	6,1340
1,4600	2	0,57078	0,93255	0,02555	1,0937	58,531	54,9300	6,2090
1,4950	3	0,56937	0,90903	-0,03815	1,0733	57,939	55,9600	6,2850
1,5300	4	0,54774	0,88554	-0,11131	1,0472	58.262	56,9800	6,3600
1,5650	5	0,5033	0,86436	-0,1776	1,0159	59,789	58,0000	6,4270
1,6000	6	0,44532	0,84569	-0,22516	0,98193	62.230	59,0400	6,5000
1,6300	7	0,39417	0,83114	-0,24953	0,95312	64.627	60,0600	6,5630
1,6650	8	0,34027	0,81515	-0,26288	0,92161	67,343	61,1000	6,6360
1,6950	9	0,56409	0,80173	-0,26573	0,89688	69,379	62.120	6.7010

#### Resultados para configuración 100\_44\_64

LoS	$\Delta\lambda_{MSE}$ (nm)	$R=\frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}}$	E <sub>L</sub> (V/m)	Θ(°)	ψ(°)	φ(°)
1	0,067	1,528	2,415·10 <sup>6</sup>	88,748	6,081	84,762
2	0,065	1,536	2,357·10 <sup>6</sup>	86,872	3,787	86,769
3	0,063	1,480	2,286·10 <sup>6</sup>	82,862	-1,160	-89,017
4	0,062	1,428	2,254·10 <sup>6</sup>	79,490	-4,964	-85,776
5	0,062	1,342	2,240·10 <sup>6</sup>	75,299	-9,435	-81,828
6	0,062	1,276	2,219·10 <sup>6</sup>	72,623	-12,649	-78,768
7	0,060	1,224	2,171·10 <sup>6</sup>	70,632	-14,628	-76,731
8	0,060	1,162	2,178·10 <sup>6</sup>	68,389	-16,919	-74,320

LoS	B <sub>pz</sub> (T)	B <sub>pz,cal</sub> (T)	ΔB	B <sub>phi</sub> (T)	B <sub>z</sub> (T)	B <sub>r</sub> (T)	B(T)
1	1,007	0,956	0,054	1,002	0,107	0,593	1,169
2	0,983	0,933	0,054	0,980	0,065	0,600	1,152
3	0,960	0,910	0,056	0,961	-0,019	0,602	1,134
4	0,940	0,893	0,053	0,936	-0,081	0,579	1,104
5	0,924	0,882	0,047	0,911	-0,151	0,531	1,065
6	0,926	0,875	0,058	0,903	-0,203	0,476	1,041
7	0,905	0,868	0,043	0,876	-0,229	0,416	0,996
8	0,909	0,856	0,061	0,869	-0,264	0,363	0,978

## II. Configuración 100\_44\_64

### Datos para configuración 100\_44\_64

R(m)	LOS	B <sub>r</sub> (T)	B <sub>phi</sub> (T)	B <sub>z</sub> (T)	ModB(T)	theta B at R(°)	theta LOS(°)	psi LOS at R(°)
1,4200	1	-0,57009	-0,9565	-0,078762	1,1163	59,2040	53,9100	6,1340
1,4600	2	-0,5779	-0,93592	-0,028673	1,1003	58,3060	54,9300	6,2090
1,4950	3	-0,5773	-0,91213	0,036327	1,0801	57,6700	55,9600	6,2850
1,5300	4	-0,55587	-0,88843	0,11123	1,0539	57,9670	56,9800	6,3600
1,5650	5	-0,51087	-0,86714	0,17921	1,0223	59,4960	58,0000	6,4270
1,6000	6	-0,45183	-0,84846	0,22799	0,9879	61,9630	59,0400	6,5000
1,6300	7	-0,39968	-0,83394	0,25296	0,9587	64,3930	60,0600	6,5630
1,6650	8	-0,3447	-0,81799	0,2666	0,9268	67,1490	61,1000	6,6360
1,6950	9	-0,30536	-0,80461	0,26947	0,9018	69,2180	62.120	6.7010

### Resultados para configuración 100\_44\_64

LoS	$\Delta\lambda_{MSE}$ (nm)	$R = \frac{I_{3\pi}}{I_{1\sigma}}$	E <sub>l</sub> (V/m)	$\Theta$ (°)	$\psi$ (°)	$\phi$ (°)
1	0,066	1,447	$2.390 \cdot 10^6$	80,589	-4,085	-86,489
2	0,064	1,456	$2.332 \cdot 10^6$	81,165	-3,228	-87,252
3	0,062	1,421	$2.265 \cdot 10^6$	79,089	-5,605	-85,259
4	0,062	1,369	$2.235 \cdot 10^6$	76,535	-8,486	-82,791
5	0,061	1,287	$2.199 \cdot 10^6$	73,055	-12,371	-79,299
6	0,061	1,210	$2.180 \cdot 10^6$	70,113	-15,535	-76,263
7	0,060	1,170	$2.159 \cdot 10^6$	68,676	-16,928	-74,653
8	0,059	1,123	$2.131 \cdot 10^6$	67,018	-18,524	-72,841

LoS	B <sub>pz</sub> (T)	B <sub>pz,cal</sub> (T)	$\Delta B$	B <sub>phi</sub> (T)	B <sub>z</sub> (T)	B <sub>r</sub> (T)	B(T)
1	0,997	0,960	0,0374	0,994	-0,071	0,593	1,160
2	0,973	0,936	0,038	0,971	-0,055	0,560	1,143
3	0,945	0,913	0,034	0,940	-0,092	0,595	1,117
4	0,932	0,895	0,039	0,922	-0,138	0,577	1,097
5	0,918	0,885	0,035	0,896	-0,197	0,528	1,059
6	0,910	0,879	0,035	0,876	-0,244	0,474	1,026
7	0,900	0,871	0,032	0,861	-0,262	0,413	0,991
8	0,889	0,860	0,032	0,843	-0,283	0,355	0,957

### III. Código de MATLAB® para ajuste de datos:

```
close all;
clear;
%load files
%enter filename for data with Kr calibration data
cd 'C:\Users\Nerea\Desktop\PFM\datos MSE\Data210313';
filename_root=input('Enter calibration filename root (without .txt):','s');
filename3=[filename_root, '.txt'];
inputcalib=load(filename3);
%enter filename for data without field
cd 'C:\Users\Nerea\Desktop\PFM\datos MSE\Data210313';
filename_root=input('Enter no field data filename root (without
.txt):','s');
filename4=[filename_root, '.txt'];
inputdata4=load(filename4);

%enter filename for data with beam injection
cd 'C:\Users\Nerea\Desktop\PFM\datos MSE\Data210313';
filename_root=input('Enter beam injection data filename root (without
.txt):','s');
filename5=[filename_root, '.txt'];
inputdata5=load(filename5);

%enter filename for data without beam injection
cd 'C:\Users\Nerea\Desktop\PFM\datos MSE\Data210313';
filename_root=input('Enter no beam injection data filename root (without
.txt):','s');
filename6=[filename_root, '.txt'];
inputdata6=load(filename6);
%programa para calibrar; ajustamos las líneas del Kr

%Calibration data file
% 3 columns: incorrect wavelength, strip number, intensity
%strip number 2 corresponds to line of sight 1
%strip number 4 corresponds to line of sight 2
%strip number 6 corresponds to line of sight 3
%strip number 8 corresponds to line of sight 4
%strip number 10 corresponds to line of sight 5
%strip number 12 corresponds to line of sight 6
%strip number 14 corresponds to line of sight 7
%strip number 16 corresponds to line of sight 8
%strip number 18 corresponds to line of sight 9
%strip number 20 corresponds to line of sight 10
%strips 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21 will be unused

%create a column with 1 to 1024, the pixel number
channelpoints=@(K0,stp) (K0+stp);
limits=(0:1:1023);
chanelns=channelpoints(limits,1);
channels=transpose(chanelns);

%Read the Kr data
calibcounts=inputcalib(:,3);
calib(1:1024,1:10) = 0;
calib(:,1)=calibcounts(1025:2048);
calib(:,2)=calibcounts(3073:4096);
calib(:,3)=calibcounts(5121:6144);
calib(:,4)=calibcounts(7169:8192);%< /div>
calib(:,5)=calibcounts(9217:10240);
```

```

calib(:,6)=calibcounts(11265:12288);
calib(:,7)=calibcounts(13313:14336);
calib(:,8)=calibcounts(15361:16384);
calib(:,9)=calibcounts(17409:18432);
calib(:,10)=calibcounts(19457:20480);

```

```

%Create two arrays, one with Kr wavelengths (nm), the other with
corresponding

```

```

%line centre in pixels (pixels)
%Create array with Kr wavelengths

```

```

KrLines = (1:1:7)';
KrLines(1) = 648.80692;
KrLines(2) = 650.4904;
KrLines(3) = 650.8369;
KrLines(4) = 653.6552;
KrLines(5) = 655.56946;
KrLines(6) = 657.646;
KrLines(7) = 665.2235;

```

```

%Create arrays for initial line centres:

```

```

linecentre1=(1:1:10)';
linecentre1(1)=47.3;
linecentre1(2)=48;
linecentre1(3)=48.5;
linecentre1(4)=48.7;
linecentre1(5)=48.7;
linecentre1(6)=49;
linecentre1(7)=48.9;
linecentre1(8)=48.6;
linecentre1(9)=47.4;
linecentre1(10)=48.7;
linecentre2=(1:1:10)';
linecentre2(1)=132.1;
linecentre2(2)=132.5;
linecentre2(3)=133;
linecentre2(4)=133;
linecentre2(5)=133.7;
linecentre2(6)=133.5;
linecentre2(7)=133.6;
linecentre2(8)=133.2;
linecentre2(9)=133.6;
linecentre2(10)=133.6;
linecentre3=(1:1:10)';
linecentre3(1)=150;
linecentre3(2)=151;
linecentre3(3)=152;
linecentre3(4)=151;
linecentre3(5)=151.5;
linecentre3(6)=151;
linecentre3(7)=151.5;
linecentre3(8)=151.1;
linecentre3(9)=151.4;
linecentre3(10)=151.1;
linecentre4=(1:1:10)';
linecentre4(1)=295;
linecentre4(2)=295.3;
linecentre4(3)=296;
linecentre4(4)=295.7;
linecentre4(5)=296;

```

```

linecentre4(6)=295.75;
linecentre4(7)=295.5;
linecentre4(8)=295.4;
linecentre4(9)=295.7;
linecentre4(10)=295.8;
linecentre5=(1:1:10)';
linecentre5(1)=395;
linecentre5(2)=395;
linecentre5(3)=395.5;
linecentre5(4)=395.5;
linecentre5(5)=395.5;
linecentre5(6)=395.7;
linecentre5(7)=395.4;
linecentre5(8)=395.5;
linecentre5(9)=395.4;
linecentre5(10)=395.4;
linecentre6=(1:1:10)';
linecentre6(1)=505;
linecentre6(2)=505.5;
linecentre6(3)=505.5;
linecentre6(4)=505.3;
linecentre6(5)=505.2;
linecentre6(6)=505.25;
linecentre6(7)=505.25;
linecentre6(8)=505.3;
linecentre6(9)=505.3;
linecentre6(10)=505.35;
linecentre7=(1:1:10)';
linecentre7(1)=927.5;
linecentre7(2)=927.5;
linecentre7(3)=927;
linecentre7(4)=927;
linecentre7(5)=926.7;
linecentre7(6)=926.5;
linecentre7(7)=926.55;
linecentre7(8)=926.6;
linecentre7(9)=926.6;
linecentre7(10)=926.6;

```

**%Create arrays for minimum pixels:**

```

pixmin1=(1:1:10)';
pixmin1(1)=37;
pixmin1(2)=40;
pixmin1(3)=40;
pixmin1(4)=40;
pixmin1(5)=40;
pixmin1(6)=40;
pixmin1(7)=40;
pixmin1(8)=40;
pixmin1(9)=40;
pixmin1(10)=40;
pixmin2=(1:1:10)';
pixmin2(1)=115;
pixmin2(2)=125;
pixmin2(3)=125;
pixmin2(4)=125;
pixmin2(5)=125;
pixmin2(6)=125;
pixmin2(7)=125;
pixmin2(8)=125;

```

```

    pixmin2(9)=125;
    pixmin2(10)=126;
pixmin3=(1:1:10)';
    pixmin3(1)=143;
    pixmin3(2)=152;
    pixmin3(3)=143;
    pixmin3(4)=143;
    pixmin3(5)=145;
    pixmin3(6)=145;
    pixmin3(7)=145;
    pixmin3(8)=145;
    pixmin3(9)=145;
    pixmin3(10)=146;
pixmin4=(1:1:10)';
    pixmin4(1)=280;
    pixmin4(2)=287;
    pixmin4(3)=287;
    pixmin4(4)=289;
    pixmin4(5)=285;
    pixmin4(6)=287;
    pixmin4(7)=287;
    pixmin4(8)=288;
    pixmin4(9)=287;
    pixmin4(10)=287;
pixmin5=(1:1:10)';
    pixmin5(1)=380;
    pixmin5(2)=387;
    pixmin5(3)=387;
    pixmin5(4)=387;
    pixmin5(5)=385;
    pixmin5(6)=385;
    pixmin5(7)=385;
    pixmin5(8)=385;
    pixmin5(9)=388;
    pixmin5(10)=386;
pixmin6=(1:1:10)';
    pixmin6(1)=490;
    pixmin6(2)=495;
    pixmin6(3)=495;
    pixmin6(4)=495;
    pixmin6(5)=495;
    pixmin6(6)=498;
    pixmin6(7)=497;
    pixmin6(8)=495;
    pixmin6(9)=496;
    pixmin6(10)=498;
pixmin7=(1:1:10)';
    pixmin7(1)=910;
    pixmin7(2)=915;
    pixmin7(3)=915;
    pixmin7(4)=915;
    pixmin7(5)=915;
    pixmin7(6)=915;
    pixmin7(7)=915;
    pixmin7(8)=915;
    pixmin7(9)=915;
    pixmin7(10)=915;
%Create arrays for maximum pixels:
pixmax1=(1:1:10)';
    pixmax1(1)=62;

```

```

pixmax1(2)=60;
pixmax1(3)=60;
pixmax1(4)=60;
pixmax1(5)=60;
pixmax1(6)=57;
pixmax1(7)=60;
pixmax1(8)=57;
pixmax1(9)=57;
pixmax1(10)=60;
pixmax2=(1:1:10)';
pixmax2(1)=142;
pixmax2(2)=142;
pixmax2(3)=142;
pixmax2(4)=142;
pixmax2(5)=143;
pixmax2(6)=142;
pixmax2(7)=143;
pixmax2(8)=143;
pixmax2(9)=142;
pixmax2(10)=142;
pixmax3=(1:1:10)';
pixmax3(1)=162;
pixmax3(2)=157;
pixmax3(3)=160;
pixmax3(4)=158;
pixmax3(5)=160;
pixmax3(6)=158;
pixmax3(7)=158;
pixmax3(8)=157;
pixmax3(9)=157;
pixmax3(10)=157;
pixmax4=(1:1:10)';
pixmax4(1)=315;
pixmax4(2)=302;
pixmax4(3)=304;
pixmax4(4)=303;
pixmax4(5)=307;
pixmax4(6)=305;
pixmax4(7)=305;
pixmax4(8)=303;
pixmax4(9)=305;
pixmax4(10)=305;
pixmax5=(1:1:10)';
pixmax5(1)=410;
pixmax5(2)=405;
pixmax5(3)=405;
pixmax5(4)=405;
pixmax5(5)=405;
pixmax5(6)=405;
pixmax5(7)=405;
pixmax5(8)=405;
pixmax5(9)=404;
pixmax5(10)=405;
pixmax6=(1:1:10)';
pixmax6(1)=525;
pixmax6(2)=515;
pixmax6(3)=516;
pixmax6(4)=516;
pixmax6(5)=516;
pixmax6(6)=515;

```

```

pixmax6(7)=514;
pixmax6(8)=515;
pixmax6(9)=514;
pixmax6(10)=515;
pixmax7=(1:1:10)';
pixmax7(1)=950;
pixmax7(2)=940;
pixmax7(3)=940;
pixmax7(4)=940;
pixmax7(5)=940;
pixmax7(6)=940;
pixmax7(7)=940;
pixmax7(8)=940;
pixmax7(9)=940;
pixmax7(10)=935;

%Define array that will hold the calibrated wavelengths for the 10 LoS
Strip1Wlengths(1:1024,1:10)=0;

%Do for all 10 Lines of sight
for i=1:10;

    %Create array for 7 line centres
    LineCentres = (1:1:7)';
    calib1 = calib(:,i);

    %find minimum and maximum intensity values of line of sight i
    basecalib1=min(calib1);
    peakcalib1=max(calib1);

    %Kr spectral lines at 648.80692, 650.8369, 650.8369, 653.6552,
    655.56946,
    %657.646, 665.2235 nm

    %for strip1
    %central pixel of the first Kr line
    linewidth1=5; %initial width in pixels of main peak
    rangewidth1(i)=pixmax1(i)-pixmin1(i);
    pixrange1 = channels(pixmin1(i):pixmax1(i)); %this is the pixel data<
    /span>
    linerange1=calib1(pixmin1(i):pixmax1(i));
    basecalib1=min(linerange1);
    peakcalib1=max(linerange1);
    diffcalib1=peakcalib1-basecalib1; %find the peak height
    slopel=5; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

    %fitting with a single gaussian
    sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...

    'Startpoint',[basecalib1,diffcalib1,linecentre1(i),linewidth1,slopel])
    ;
    ffit=fittype('basecalib1+((x-pixmin1))*slopel+abs(diffcalib1).*exp(-
    (x-linecentre1).^2/(2*(linewidth1^2))',...
    'problem',{ 'pixmin1'}, 'options',sexp);
    [cfit,goffit]=fit(pixrange1,linerange1,ffit, 'problem', {pixmin1(i)});
    cfit;
    %Assign the linecentre value to LineCentre array

```



```

LineCentres(1)= cfit.linecentre1;

% Now make a polynomial fit to linecentres
% Define approximate values for start wavelength (lambda0) and fit
parameters
%(C1, C2)
lambda0 = 647.88;
C1 = 0.02011;
C2 = -1.5118e-6;

%central pixels of the second and third Kr lines
linewidth2=5; %initial width in pixels of main peak
linewidth3=5;
rangewidth3(i)=pixmax3(i)-pixmin2(i);
pixrange23 = channels(pixmin2(i):pixmax3(i)); %this is the pixel data<
/>>
/>>
linerange2=calib1(pixmin2(i):pixmax2(i));
linerange3=calib1(pixmin3(i):pixmax3(i));
linerange23=calib1(pixmin2(i):pixmax3(i));
basecalib2=min(linerange23);
peakcalib2=max(linerange2);
peakcalib3=max(linerange3);
diffcalib2=peakcalib2-basecalib2; %find the 2nd peak height
diffcalib3=peakcalib3-basecalib2; %find the 3rd peak height
slope2=5; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

%fitting with a single gaussian
sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...
    'Startpoint',[basecalib2,diffcalib2,
diffcalib3,linecentre2(i),linecentre3(i),linewidth2,linewidth3,slope2]
);
ffit=fittype('basecalib2+((x-pixmin2)*slope2)+abs(diffcalib2).*exp(-
(x-linecentre2).^2/(2*(linewidth2^2)))+abs(diffcalib3).*exp(-(x-
linecentre3).^2/(2*(linewidth3^2)))',...
    'problem',{'pixmin2'},'options',sexp);
[cfit,goffit] =
fit(pixrange23,linerange23,ffit,'problem',{'pixmin2(i)});
%cfit
%Assign the linecentre value to LineCentre array
LineCentres(2)= cfit.linecentre2;
LineCentres(3)= cfit.linecentre3;

%central pixel of the 4th Kr line
linewidth4=5; %initial width in pixels of main peak
rangewidth4(i)=pixmax4(i)-pixmin4(i);
pixrange4 = channels(pixmin4(i):pixmax4(i)); %this is the pixel data<
/>>
/>>
linerange4=calib1(pixmin4(i):pixmax4(i));
basecalib4=min(linerange4);
peakcalib4=max(linerange4);
diffcalib4=peakcalib4-basecalib4; %find the peak height
slope4=5; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

%fitting with a single gaussian
sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...

'Startpoint',[basecalib4,diffcalib1,linecentre4(i),linewidth4,slope4])
;

```

```

ffit=fittype('basecalib4+((x-pixmin4)*slope4)+abs(diffcalib4).*exp(-
(x-linecentre4).^2/(2*(linewidth4^2))',...
    'problem',{ 'pixmin4'}, 'options',sexp);
[cfit,goffit]=fit(pixrange4,linrange4,ffit, 'problem', {pixmin4(i)});
%cfit

%Assign the linecentre value to LineCentre array
LineCentres(4)= cfit.linecentre4;

%central pixel of the 5th Kr line
linewidth5=5; %initial width in pixels of main peak
rangewidth5(i)=pixmax5(i)-pixmin5(i);
pixrange5 = channels(pixmin5(i):pixmax5(i)); %this is the pixel data<
/span>
linrange5=calib1(pixmin5(i):pixmax5(i));
basecalib5=min(linrange5);
peakcalib5=max(linrange5);
diffcalib5=peakcalib5-basecalib5; %find the peak height
slope5=5; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

%fitting with a single gaussian
sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...

'Startpoint',[basecalib5,diffcalib1,linecentre5(i),linewidth5,slope5])
;
ffit=fittype('basecalib5+((x-pixmin5)*slope5)+abs(diffcalib5).*exp(-
(x-linecentre5).^2/(2*(linewidth5^2))',...
    'problem',{ 'pixmin5'}, 'options',sexp);
[cfit,goffit]=fit(pixrange5,linrange5,ffit, 'problem', {pixmin5(i)});
%cfit
%Assign the linecentre value to LineCentre array
LineCentres(5)= cfit.linecentre5;

%central pixel of the 6th Kr line
linewidth6=5; %initial width in pixels of main peak
rangewidth6(i)=pixmax6(i)-pixmin6(i);
pixrange6 = channels(pixmin6(i):pixmax6(i)); %this is the pixel data<
/span>
linrange6=calib1(pixmin6(i):pixmax6(i));
basecalib6=min(linrange6);
peakcalib6=max(linrange6);
diffcalib6=peakcalib6-basecalib6; %find the peak height
slope6=5; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

%fitting with a single gaussian
sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...

'Startpoint',[basecalib6,diffcalib6,linecentre6(i),linewidth6,slope6])
;
ffit=fittype('basecalib6+((x-pixmin6)*slope6)+abs(diffcalib6).*exp(-
(x-linecentre6).^2/(2*(linewidth6^2))',...
    'problem',{ 'pixmin6'}, 'options',sexp);
[cfit,goffit]=fit(pixrange6,linrange6,ffit, 'problem', {pixmin6(i)});
%cfit
%Assign the linecentre value to LineCentre array
LineCentres(6)= cfit.linecentre6;

%central pixel of the 7th Kr line
linewidth7=5; %initial width in pixels of main peak

```

```

rangewidth7(i)=pixmax7(i)-pixmin7(i);
pixrange7 = channels(pixmin7(i):pixmax7(i)); %this is the pixel data<
/span>
linerange7=calib1(pixmin7(i):pixmax7(i));
basecalib7=min(linerange7);
peakcalib7=max(linerange7);
diffcalib7=peakcalib7-basecalib7; %find the peak height
slope7=5; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

%fitting with a single gaussian
sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...

'Startpoint',[basecalib7,diffcalib7,linecentre7(i),linewidth7,slope7])
;
ffit=fittype('basecalib7+((x-pixmin7)*slope7)+abs(diffcalib7).*exp(-
(x-linecentre7).^2/(2*(linewidth7^2)))',...
'problem',{'pixmin7'},'options',sexp);
[cfit,goffit]=fit(pixrange7,linerange7,ffit, 'problem', {pixmin7(i)});
%cfit
%Assign the linecentre value to LineCentre array
LineCentres(7)= cfit.linecentre7;

% FIT METHOD and INITIAL VALUES OF FIT PARAMETERS
sexp = fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...
'Startpoint',[lambda0,C1,C2]);

ffit=fittype('lambda0 + C1*x + C2*x^2','options',sexp);

% Perform fit
[cfit,goffit] = fit(LineCentres,KrLines,ffit);

%Create an array with calibrated wavelengths for Stripi
lambda0 = cfit.lambda0;
CC1 = cfit.C1;
CC2 = cfit.C2;

Strip1fit = @(x0,lambda0,CC1,CC2) lambda0 + x0 * CC1 + (x0).^2 * CC2;
Strip1Points = (1:1:1024)';
StripWlengths(:,i) = Strip1fit(Strip1Points,lambda0,CC1,CC2);

end;

close all
%Gaussian fitting for no field data

%No field data file
% 3 columns: incorrect wavelength, strip number, intensity
%strip number 2 corresponds to line of sight 1
%strip number 4 corresponds to line of sight 2
%strip number 6 corresponds to line of sight 3
%strip number 8 corresponds to line of sight 4
%strip number 10 corresponds to line of sight 5
%strip number 12 corresponds to line of sight 6
%strip number 14 corresponds to line of sight 7
%strip number 16 corresponds to line of sight 8
%strip number 18 corresponds to line of sight 9
%strip number 20 corresponds to line of sight 10

```

```

%strips 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21 will be unused

%create a column with 1 to 1024, the pixel number
channelpoints=@(K0,stp) (K0+stp);
limits=(0:1:1023);
chanelns=channelpoints(limits,1);
channels=transpose(chanelns);
%read the no field data
stripcounts=inputdata4(:,3);
strip2=stripcounts(1025:2048);
strip4=stripcounts(3073:4096);
strip6=stripcounts(5121:6144);
strip8=stripcounts(7169:8192);
strip10=stripcounts(9217:10240);
strip12=stripcounts(11265:12288);
strip14=stripcounts(13313:14336);
strip16=stripcounts(15361:16384);
strip18=stripcounts(17409:18432);
strip20=stripcounts(19457:20480);

stripp=[strip2 strip4 strip6 strip8 strip10 strip12 strip14 strip16 strip18
strip20];

%Data for cold Ha line: linecentre=432.5, pixmin=410, pixmax=450,
%linecentrecol=656.3
%create array for linewidth of the cold Ha line
linewidthcold=(1:1:10)';
linewidthcold(1)=0.4;
linewidthcold(2)=0.4;
linewidthcold(3)=0.4;
linewidthcold(4)=0.4;
linewidthcold(5)=0.4;
linewidthcold(6)=0.2;
linewidthcold(7)=0.3;
linewidthcold(8)=0.3;
linewidthcold(9)=0.4;
linewidthcold(10)=0.4;

%Data for beam Ha line:
%linecentreb= 601, 597, 592.5, 587, 582.5, 577.5 573,5 568 564.5 558.5

%creates array for pixmin data for beam line:
pixminb=(1:1:10)';
pixminb(1)=575;
pixminb(2)=580;
pixminb(3)=575;
pixminb(4)=570;
pixminb(5)=565;
pixminb(6)=560;
pixminb(7)=555;
pixminb(8)=550;
pixminb(9)=540;
pixminb(10)=530;
%pixmax= 625, 620, 610, 610, 605, 600, 590 590
pixmaxb=(1:1:10)';
pixmaxb(1)=625;
pixmaxb(2)=615;
pixmaxb(3)=610;
pixmaxb(4)=605;

```

```

pixmaxb(5)=603;
pixmaxb(6)=600;
pixmaxb(7)=600;
pixmaxb(8)=590;
pixmaxb(9)=590;
pixmaxb(10)=585;
%create array for linecentre of the beam Ha line:
linecentrebeam=(1:1:10)';
linecentrebeam(1)=659.4;
linecentrebeam(2)=659.3;
linecentrebeam(3)=659.26;
linecentrebeam(4)=659.15;
linecentrebeam(5)=659.1;
linecentrebeam(6)=659.0;
linecentrebeam(7)=658.9;
linecentrebeam(8)=658.8;
linecentrebeam(9)=658.7;
linecentrebeam(10)=658.63;
%create array for linewidth of the beam line
linewidthbeam=(1:1:10)';
linewidthbeam(1)=0.5;
linewidthbeam(2)=0.3;
linewidthbeam(3)=0.2;
linewidthbeam(4)=0.2;
linewidthbeam(5)=0.2;
linewidthbeam(6)=0.2;
linewidthbeam(7)=0.4;
linewidthbeam(8)=0.4;
linewidthbeam(9)=0.4;
linewidthbeam(10)=0.4;
%create array with zeta angles(°)
zetaangles=(1:1:10)';
zetaangles(1)=53.91;
zetaangles(2)=54.93;
zetaangles(3)=55.96;
zetaangles(4)=56.98;
zetaangles(5)=58.0;
zetaangles(6)=59.04;
zetaangles(7)=60.06;
zetaangles(8)=61.1;
zetaangles(9)=62.12;
zetaangles(10)=63.144;
cosnozetaangles=cosd(zetaangles);

%create array for calibrated wavelengths:
Strip1Wlengths=StripWlengths(:,1);
Strip2Wlengths=StripWlengths(:,2);
Strip3Wlengths=StripWlengths(:,3);
Strip4Wlengths=StripWlengths(:,4);
Strip5Wlengths=StripWlengths(:,5);
Strip6Wlengths=StripWlengths(:,6);
Strip7Wlengths=StripWlengths(:,7);
Strip8Wlengths=StripWlengths(:,8);
Strip9Wlengths=StripWlengths(:,9);
Strip10Wlengths=StripWlengths(:,10);

%plot all data
figure(1);
plot(Strip1Wlengths, strip2, Strip1Wlengths, strip4, Strip1Wlengths, strip6,
Strip1Wlengths, strip8, Strip1Wlengths, strip10, Strip1Wlengths, strip12,

```

```

Strip1Wlengths, strip14, Strip1Wlengths, strip14, Strip1Wlengths, strip16,
Strip1Wlengths, strip18, Strip1Wlengths, strip20);
xlim([655 660]);
set(gca, 'fontname', 'times');
set(gca, 'fontsize', 14);
set(gca, 'Ydir', 'normal');
xlabel('wavelength (nm)'); ylabel('Intensity (AU)');

%Do for all lines of sight
%create array for calibrated linecentres:
LineHacold=(1:1:10)';
LineHabeam=(1:1:10)';
%create array for beam velocity
beamvelocity=(1:1:10)';
%create array for line width of the beam
linewidthbeamnew=(1:1:10)';
figure(1); figure(2); figure(3); figure(4); figure(5); figure(6); figure(7);
figure(8); figure(9); figure(10);
figure(11); figure(12); figure(13); figure(14); figure(15); figure(16);
figure(17); figure(18); figure(19); figure(20);
for i=1:10

    %Create array for calibrated wavelengths:
    StripiWlengths=StripWlengths(:,i);
    %Create array for intensities
    strip=stripp(:,i);

    %central wavelength of the cold line
    %data in pixels: linecentre=432.5, pixmin=410, pixmax=455
    linecentrecold=656.3; %initial position of main peak
    mincold(i)=StripiWlengths(410); %lower wavelength range
    maxcold(i)=StripiWlengths(455); %higher wavelength range
    coldrange(i)=maxcold(i)-mincold(i);
    coldwave = StripiWlengths(410:455); %this is the wavelength data<
    /span>
    coldcounts=strip(410:455);
    basecold=min(coldcounts);
    peakcold=max(coldcounts);
    diffcold=peakcold-basecold; %find the peak height
    slopecold=0.1; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

    %fitting with a single gaussian
    sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...

    'Startpoint',[basecold,diffcold,linecentrecold,linewidthcold(i),slopec
old]);
    ffit=fitype('basecold+((x-mincold)*slopecold)+abs(diffcold).*exp(-(x-
linecentrecold).^2/(2*(linewidthcold^2)))',...
    'problem',{'mincold'}, 'options',sexp);
    [cfit,goffit]=fit(coldwave,coldcounts,ffit, 'problem', {mincold(i)});
    cfit;
    LineHacold(i)=cfit.linecentrecold;
    %plot the raw and best data to screen. pixel numb vs inst
    nx=1; ny=2;
    figure(i);
    plot(coldwave, coldcounts, coldwave, cfit(coldwave));
    title('H_a_1_p_h_a cold line')
    ylim([basecold-100,peakcold+100]);
    xlim([655 658]);
    set(gca, 'fontname', 'times');

```

```

set(gca, 'fontsize', 14);
set(gca, 'Ydir', 'normal');
xlabel('wavelength(nm)'); ylabel('Intensity (AU)');

%central wavelength of the beam line
minbeam(i)=StripiWlengths(pixminb(i)); %lower wavelength range
maxbeam(i)=StripiWlengths(pixmaxb(i)); %higher wavelength range
beamrange(i)=maxbeam(i)-minbeam(i);
beamwave = StripWlengths(pixminb(i):pixmaxb(i)); %this is the
wavelength data< /span>
beamcounts=strip(pixminb(i):pixmaxb(i));
basebeam=min(beamcounts);
peakbeam=max(beamcounts);
diffbeam=peakbeam-basebeam; %find the peak height
slopebeam=0.1; %set the initial slope in counts per pixel of gaussian

%fitting with a single gaussian
sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...

'Startpoint',[basebeam,diffbeam,linecentrebeam(i),linewidthbeam(i),slo
pebeam]);
ffit=fitype('basebeam+((x-minbeam)*slopebeam)+abs(diffbeam).*exp(-(x-
linecentrebeam).^2/(2*(linewidthbeam^2)))',...
'problem',{'minbeam'},'options',sexp);
[cfit,goffit]=fit(beamwave,beamcounts,ffit,'problem',{minbeam(i)});
cfit;

LineHabeam(i)=cfit.linecentrebeam;
linewidthbeamnew(i)=cfit.linewidthbeam;
%plot the raw and best data to screen. pixel numb vs inst
nx=1; ny=2;
figure(i+10);
plot(beamwave, beamcounts, beamwave, cfit(beamwave));
title('H_a_l_p_h_a beam line')
ylim([basebeam-100,peakbeam+100]);
xlim([650 670]);
set(gca, 'fontname', 'times');
set(gca, 'fontsize', 14);
set(gca, 'Ydir', 'normal');
xlabel('wavelength (nm)'); ylabel('Intensity (AU)');

deltalinecentre=LineHabeam - LineHacold;
c=299792458;
beamvelocity(i)=c*deltalinecentre(i)/(LineHacold(i)*cosenozetaangles(i
));

end

close all
%Fitting with nine Gaussians.

%For beam and no beam injection data file
% 3 columns: incorrect wavelength, strip number, intensity
%strip number 2 corresponds to line of sight 1
%strip number 4 corresponds to line of sight 2
%strip number 6 corresponds to line of sight 3
%strip number 8 corresponds to line of sight 4
%strip number 10 corresponds to line of sight 5
%strip number 12 corresponds to line of sight 6

```

```

%strip number 14 corresponds to line of sight 7
%strip number 16 corresponds to line of sight 8
%strip number 18 corresponds to line of sight 9
%strip number 20 corresponds to line of sight 10
%strips 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21 will be unused

```

```

%read the beam injection data
injectioncounts=inputdata5(:,3);
%beamstrip=(1:1:10)';
beamstrip(:,1)=injectioncounts(1025:2048);
beamstrip(:,2)=injectioncounts(3073:4096);
beamstrip(:,3)=injectioncounts(5121:6144);
beamstrip(:,4)=injectioncounts(7169:8192);
beamstrip(:,5)=injectioncounts(9217:10240);
beamstrip(:,6)=injectioncounts(11265:12288);
beamstrip(:,7)=injectioncounts(13313:14336);
beamstrip(:,8)=injectioncounts(15361:16384);
beamstrip(:,9)=injectioncounts(17409:18432);
beamstrip(:,10)=injectioncounts(19457:20480);

```

```

%read the no beam injection data
noinjectioncounts=inputdata6(:,3);
%nobeamstrip=(1:1:10)';
nobeamstrip(:,1)=noinjectioncounts(1025:2048);
nobeamstrip(:,2)=noinjectioncounts(3073:4096);
nobeamstrip(:,3)=noinjectioncounts(5121:6144);
nobeamstrip(:,4)=noinjectioncounts(7169:8192);
nobeamstrip(:,5)=noinjectioncounts(9217:10240);
nobeamstrip(:,6)=noinjectioncounts(11265:12288);
nobeamstrip(:,7)=noinjectioncounts(13313:14336);
nobeamstrip(:,8)=noinjectioncounts(15361:16384);
nobeamstrip(:,9)=noinjectioncounts(17409:18432);
nobeamstrip(:,10)=noinjectioncounts(19457:20480);

```

```

% (beam intensity)-(no beam intensity)

```

```

MSEstrip1=beamstrip(:,1)-nobeamstrip(:,1);
MSEstrip2=beamstrip(:,2)-nobeamstrip(:,2);
MSEstrip3=beamstrip(:,3)-nobeamstrip(:,3);
MSEstrip4=beamstrip(:,4)-nobeamstrip(:,4);
MSEstrip5=beamstrip(:,5)-nobeamstrip(:,5);
MSEstrip6=beamstrip(:,6)-nobeamstrip(:,6);
MSEstrip7=beamstrip(:,7)-nobeamstrip(:,7);
MSEstrip8=beamstrip(:,8)-nobeamstrip(:,8);
MSEstrip9=beamstrip(:,9)-nobeamstrip(:,9);
MSEstrip10=beamstrip(:,10)-nobeamstrip(:,10);

```

```

%create array for initial separation

```

```

d=(1:1:10)';
d(1)=0.066058;
d(2)=0.065659352;
d(3)=0.065933;
d(4)=0.0658329;
d(5)=0.06544497;
d(6)=0.0641699;
d(7)=0.06606764;
d(8)=0.0651060;
d(9)=0.06483495;
d(10)=0.065659352;

```



```

%create array for position of main peak
x0=(1:1:10)';
x0(1)=659.42;
x0(2)=659.332;
x0(3)=659.2565;
x0(4)=659.165;
x0(5)=659.08;
x0(6)=658.995;
x0(7)=658.91;
x0(8)=658.82;
x0(9)=658.728;
x0(10)=658.645;

%create array for initial intensity of main peak
a0=(1:1:10)';
a0(1)=0.79;
a0(2)=0.79;
a0(3)=0.79;
a0(4)=0.79;
a0(5)=0.79;
a0(6)=0.79;
a0(7)=0.79;
a0(8)=0.79;
a0(9)=0.79;
a0(10)=0.79;

%create array for initial intensity of third peak
a3=(1:1:10)';
a3(1)=0.45;
a3(2)=0.45;
a3(3)=0.45;
a3(4)=0.45;
a3(5)=0.45;
a3(6)=0.45;
a3(7)=0.45;
a3(8)=0.45;
a3(9)=0.45;
a3(10)=0.45;

%create array for initial width
w=(1:1:10)';
w(1)=0.0861;
w(2)=0.0855;
w(3)=0.0851;
w(4)=0.0855;
w(5)=0.0867;
w(6)=0.0858;
w(7)=0.0862;
w(8)=0.0843;
w(9)=0.0839;
w(10)=0.0834;

%create array for initial background
b=(1:1:10)';
b(1)=0.004;
b(2)=0.015;
b(3)=0.015;
b(4)=0.015;

```

```

b(5)=0.015;
b(6)=0.015;
b(7)=0.025;
b(8)=0.022;
b(9)=0.028;
b(10)=0.013;

k=23429.61713;
%create array for intensity relation
Relintensidad=(1:1:10)';
elecfield=(1:1:10)';
%create array for DlamdbaMSE
DlamdbaMSE=(1:1:10)';
%create array for B=sqrt(Bz^2 + Bphi^2)
B=(1:1:10)';
%create array for angle between the LoS and E1:
LoS_Elangle=(1:1:10)';
tan2angle=(1:1:10)';
%plot data
%nx=1;
%ny=2;
figure(11);
plot(Strip1Wlengths,MSEstrip1,Strip2Wlengths,
MSEstrip2,Strip3Wlengths,MSEstrip3,Strip4Wlengths, MSEstrip4,
Strip5Wlengths, MSEstrip5, Strip6Wlengths, MSEstrip6, Strip7Wlengths,
MSEstrip7, Strip8Wlengths, MSEstrip8, Strip9Wlengths, MSEstrip9,
Strip10Wlengths, MSEstrip10);
ylim([0 55000]);
xlim([657 660]);
set(gca,'fontName','times');
set(gca,'fontSize',14);
set(gca,'YDir','normal');
xlabel('wavelength (nm)');
ylabel('intensity(AU)');
figure(1); figure(2); figure(3); figure(4); figure(5); figure(6); figure(7);
figure(8); figure(9); figure(10);
%fitting for MSEstripi
for i=1:10;

    %Create array for calibrated wavelengths:
    StripiWlengths=StripWlengths(:,i);
    MSEstrip=beamstrip(:,i)-nobeamstrip(:,i);
    LowWavelength=input('Input lower wavelength [nm]: ');
    HighWavelength=input('Input upper wavelength [nm]: ');

    %data for fitting
    startwavelength=min(StripiWlengths);
    endwavelength=max(StripiWlengths);wavewindow=[LowWavelength,HighWavele
ngth];
    [v,i1]=min(abs(StripiWlengths-wavewindow(1)));
    [v,i2]=min(abs(StripiWlengths-wavewindow(2)));
    MSEwavenew=StripiWlengths(i1:i2);
    MSEstripnew=MSEstrip(i1:i2);
    MSEbase=min(MSEstripnew);
    MSEpeak=max(MSEstripnew);
    MSEstripnew=MSEstripnew/MSEpeak;

    %fitting with 9 Gaussians
    sexp=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares',...
        'startpoint',[b(i),a0(i),a3(i),d(i),w(i)]);

```

```

ffit=fittype('b+abs(0.72*a3).*exp(-(x-(x0-
4*d)).^2/(2*w^2))+abs(a3).*exp(-(x-(x0-
3*d)).^2/(2*w^2))+abs(0.33*a3).*exp(-(x-(x0-
2*d)).^2/(2*w^2))+abs(0.35*a0).*exp(-(x-(x0-
d)).^2/(2*w^2))+abs(a0).*exp(-(x-x0).^2/(2*w^2))+abs(0.35*a0).*exp(-
(x-(x0+d)).^2/(2*w^2))+abs(0.33*a3).*exp(-(x-
(x0+2*d)).^2/(2*w^2))+abs(a3).*exp(-(x-
(x0+3*d)).^2/(2*w^2))+abs(0.72*a3).*exp(-(x-(x0+4*d)).^2/(2*w^2))',...
    'problem',{x0},'options',sexp);
[cfit,goffit]= fit(MSEwavenew,MSEstripnew,ffit,'problem',{x0(i)});
cfit
DlambdaMSE(i)=cfit.d;
DWlengthMSE(i)=DlambdaMSE(i)*1e-9;
elecfield(i)= 2*DWlengthMSE(i)*k/(3*(LineHacold(i)*1e-9)^2);
a0(i)=cfit.a0;
a3(i)=cfit.a3;
b(i)=cfit.b;
w(i)=cfit.w;
g4=b(i)+ abs(0.72*a3(i)).*exp(-(MSEwavenew-(x0(i)-
4*DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
g3=b(i)+ abs(a3(i)).*exp(-(MSEwavenew-(x0(i)-
3*DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
g2=b(i)+ abs(0.33*a3(i)).*exp(-(MSEwavenew-(x0(i)-
2*DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
g1=b(i)+ abs(0.35*a0(i)).*exp(-(MSEwavenew-(x0(i)-
DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
g0=b(i)+ abs(a0(i)).*exp(-(MSEwavenew-x0(i)).^2/(2*w(i)^2));
g1m=b(i)+ abs(0.35*a0(i)).*exp(-(MSEwavenew-
(x0(i)+DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
g2m=b(i)+ abs(0.35*a3(i)).*exp(-(MSEwavenew-
(x0(i)+2*DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
g3m=b(i)+ abs(a3(i)).*exp(-(MSEwavenew-
(x0(i)+3*DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
g4m=b(i)+ abs(0.72*a3(i)).*exp(-(MSEwavenew-
(x0(i)+4*DlambdaMSE(i))).^2/(2*w(i)^2));
Relintensidad(i)=abs(a3(i))/(0.35*abs(a0(i)));
tan2angle(i)=2*Relintensidad(i)/(2*1.2*0.642-Relintensidad(i));
LoS_Elangle(i)=atand(sqrt(tan2angle(i)));

%plot
figure(i)
plot(MSEwavenew,MSEstripnew,MSEwavenew,cfit(MSEwavenew),MSEwavenew,g4,
MSEwavenew,g3,MSEwavenew,g2,MSEwavenew,g1,MSEwavenew,g0,MSEwavenew,g1m
,MSEwavenew,g2m,MSEwavenew,g3m,MSEwavenew,g4m);
ylim([0 1]);
xlim([LowWavelength-0.5 HighWavelength+0.5]);
set(gca, 'fontname', 'times');
set(gca, 'fontsize', 14);
set(gca, 'Ydir', 'normal');
xlabel('wavelength (nm)'); ylabel('Intensity (AU)');

end
disp('The beam velocities are:');
disp(beamvelocity);
disp('The distances between line centres are:');
disp(DlambdaMSE);
disp('The electric fields are: ');
disp(elecfield);
disp('The intensity ratios : ');
disp(Relintensidad);
disp('The angles between the electric field and the LoS are: ');

```

```
disp(LoS_Elangle);
```