J.E.N. 337
Sp ISSN 0081-3397

Determinación de la densidad y temperatura electrónicas en un Tokamak mediante difusión luminosa

por
A. Pérez-Navarro Gómez
B. Zurro Hernández

JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR

MADRID, 1976

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Documentación Biblioteca y Publicaciones, Junta de Energía Nuclear, Ciudad Universitaria, Madrid-3, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesauro del INIS para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. Para más detalles consultese el informe IAEA-INIS-12 (INIS: Manual de Indización) y IAEA-INIS-13 (INIS: Thesauro) publicado por el Organismo Internacional de Energía Atómica.

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

Este trabajo se ha recibido para su impresión en Marzo de 1.976.

Depósito legal nº M-32468-1976 I.S.B.N. 84-500-1577-4

INDICE

I. INTRODUCCION

II. FUNDAMENTOS TEORICOS

III. CONSIDERACIONES EXPERIMENTALES

IV. EXPERIMENTOS DE DIFUSION INCOHERENTE

V. CONCLUSIONES

BIBLIOGRAFIA

INTRODUCCION.

Junto a cualquier dispositivo destinado a generar un plasma en el laboratorio es necesario disponer de otros sistemas experimentales, independientes y frecuentemente tan complicados como aquel, con los que determinar los parámetros característicos del plasma obtenido.

En el caso particular de un Tokamak, dispositivo toroidal de confinamiento magnético, estaremos interesados en el conocimiento de los siguientes parámetros:

- densidad
- temperatura electrónica
- " iónica
- impurezas (clase y concentración)
- neutrones generados
- densidad de átomos neutros
- tiempos de confinamiento (partículas y energía)
- medidas macroscópicas (posición, potencia inyectada, potencia generada, campo magnético, etc.)
- etc.

Un amplio espectro de parámetros a determinar que ha dado origen a un considerable número de técnicas de diagnóstico, en algunos casos con muy escasa afinidad con las restantes, haciendo necesaria la existencia, alrededor de un dispositivo de este tipo, de especialistas en muy diversos campos (microondas, láser, espectroscopía, etc.)

Se ha visto la necesidad , por lo tanto, de efectuar una revisión detallada de los métodos de diagnóstico para conocer, en el caso particular de cada uno de estos parámetros, cual es la técnica más adecuada para su determinación en un tokamak, elaborando unos informes en que figuren, junto a los fundamentos teóricos precisos para comprenderla, los dispositivos experimentales a montar y las soluciones conocidas para los problemas de adquisición y procesamiento de los datos obtenidos utilizando dicha técnica.

En el primero de estos informes se presenta un método de diagnóstico de plasmas basado en el análisis de la difusión o esparcimiento de un haz luminoso por el plasma ("Scattering Thomson"). A partir del mismo pue-

de determinarse la densidad y temperatura electrónicas con resolución espacial y temporal sin perturbar el plasma.

Se comienza resumiendo los fundamentos teóricos del método para continuar con una revisión de los dispositivos experimentales utilizados en los principales laboratorios, separando los problemas ya resueltos de aquellos otros que todavía constituyen materia de investigación, a fin de extender la validez del método, aumentar su potencialidad o simplificar su aplicación.

De dicha revisión pueden deducirse las características generales que habría de reunir un dispositivo experimental de este tipo que se montase para el Tokamak que se proyecta en la JEN.

II.- FUNDAMENTOS TEORICOS

La detección de la radiación electromagnética difundida por un plasma y la medida de su espectro se han convertido en los últimos diez años en uno de los métodos de diagnóstico más importantes. Permite la determinación con resolución espacial y temporal, de la función de distribución de velocidad de los electrones en el plasma, (y en particular de la temperatura y densidad electrónicas), del campo magnético local y, bajo determinadas condiciones, de la temperatura iónica y del espectro de las fluctuaciones de densidad en el plasma.

Se presenta en este apartado una breve revisión de los fundamentos teóricos del método. Revisiones de mayor extensión pueden encontrarse en (EVANS. D.E. y KATZENSTEIN. J. ; 1969) (SEGRE, S.E.; 1975) y en un reciente libro (SHEFFIELD, J.; 1975).

Cuando una partícula cargada, inicialmente en reposo, es sometida a una onda electromagnética se comporta como un dipolo radiando energía con una frecuencia igual a la de la onda incidente.

Definida la sección eficaz diferencial de difusión como la relación entre la potencia radiada por unidad de ángulo sólido y el flujo incidente, se demuestra que, para una onda incidente polarizada en un plano y supuesto que la velocidad adquirida por la carga es muy inferior a la de la luz, dicha sección eficaz viene dada por la expresión siguiente:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{q^2}{mc^2} \right)^2 \operatorname{sen}^2\Psi = r_o^2 \operatorname{sen}^2\Psi \qquad (1)$$

siendo m y q la masa y la carga de la partícula considerada y Ψ el ángulo formado por la dirección de observación con el vector eléctrico de la onda incidente, (figura 1).

La onda radiada en este proceso de difusión estará también polarizada en un plano.

La sección eficaz total de difusión (ó sección Thomson) se obtiene integrando (1) a todas las direcciones del espacio:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_o^2 \qquad (2)$$

En el caso particular de un electrón r_o será $r_o = 2.8 \times 10^{-15}$ m, con lo que de (2) se deduce para la sección eficaz de difusión un valor

$$\sigma_T = 0.665 \times 10^{-24} \text{ cm}^{-2} \simeq \frac{2}{3} \text{ barn}$$

valor tan pequeño que hace necesarias ondas incidentes de gran intensidad a fin de poder obtener intensidades difundidas detectables.

Cuando la onda incidente no está polarizada, utilizando la relación:

$$\cos \Psi = \cos \varphi \quad \text{sen } \theta$$

y promediando para todos los valores de φ , se obtiene la expresión de la sección eficaz diferencial:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_o^2 \quad (1 + \cos^2 \theta) \qquad (3)$$

La onda difundida por la carga estará polarizada cuando se efectue la observación en una dirección normal a la de incidencia, $\theta = 90º$, y no lo estará para observación directa o inversa ($\theta = 0º$ ó $\theta = 180º$). Para las restantes direcciones la onda difundida estará parcialmente polarizada.

Si la partícula considerada no se encuentra inicialmente en reposo, lo que es muy habitual en el caso de los electrones en que, dada su reducida masa, para pequeñas energías térmicas ya se presentan velocidades considerables; la radiación difundida no presenta la misma frecuencia que la incidente. Aparecerá un desplazamiento Doppler de frecuencias, dado por:

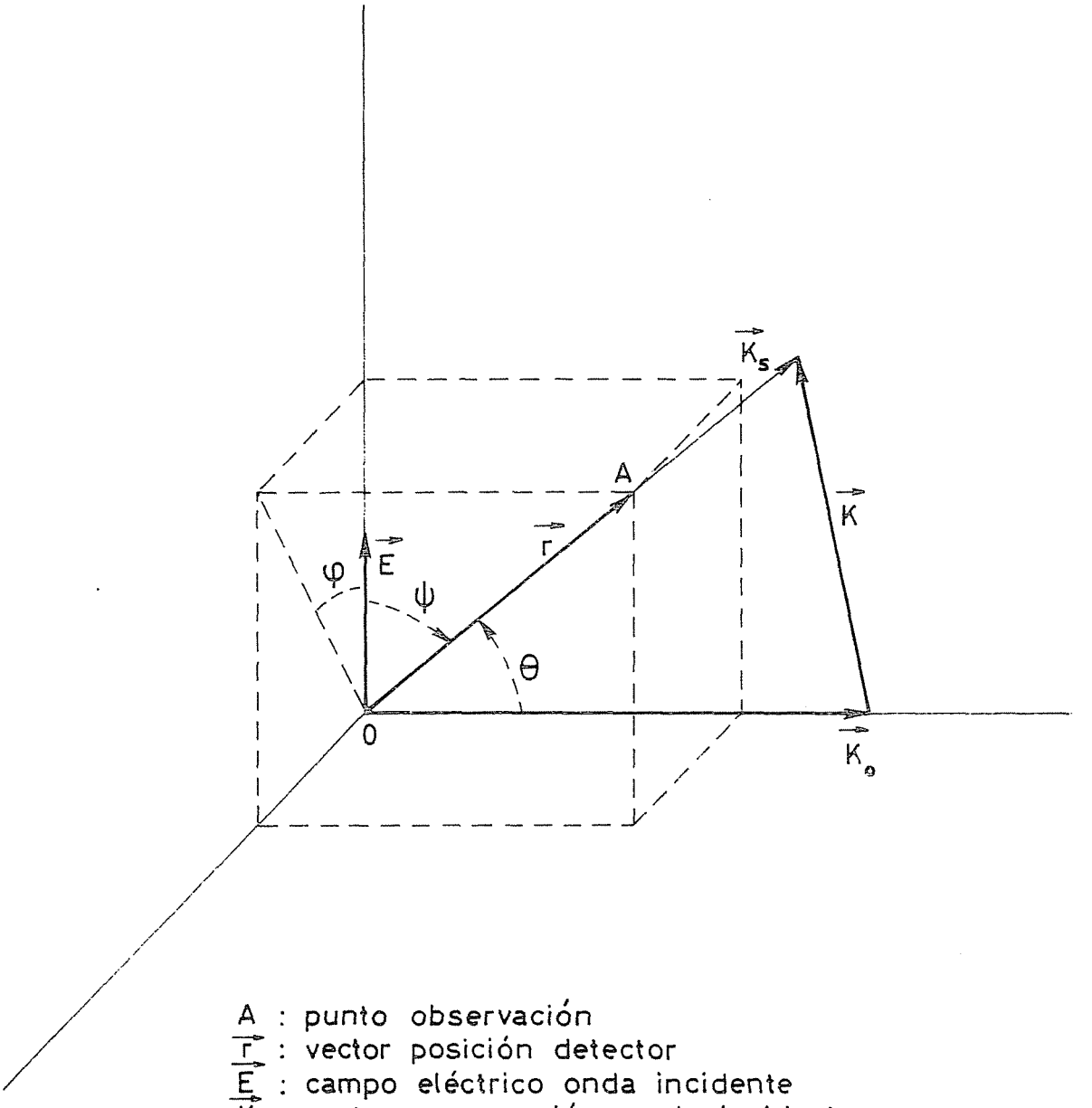
$$\Delta\omega = \vec{K} \cdot \vec{v} \qquad (4)$$

donde:

$\vec{v}$ es la velocidad inicial de la partícula

$\vec{K} = \vec{K_s} - \vec{K_o}$

Cuando se considera un conjunto de partículas cargadas libres con una distribución maxwelliana e isotrópica de velocidades, la radiación difundida tendrá una distribución espectral gausiana con una semianchura



A : punto observación
$\vec{r}$: vector posición detector
$\vec{E}$: campo eléctrico onda incidente
$\vec{K}_o$: vector propagación onda incidente
$\vec{K}_s$: " " " difundida

FIG. 1.- GEOMETRIA DEL PROCESO DE DIFUSIÓN

$$\Delta \omega_{\frac{1}{2}} = 4 \ \omega_o \ \text{sen} \frac{\theta}{2} \ . \sqrt{\frac{2 K_b T}{m c^2} \text{Ln } 2} \qquad (5)$$

En la aproximación efectuada para deducir esta expresión las secciones eficaces siguen viniendo dadas por (1) ó (3).

K_b es la constante de Boltzmann

Al estudiar la difusión de una onda electromagnética plana por un plasma totalmente ionizado, se puede tomar la intensidad de la onda difundida como resultante de la interferencia de las ondas difundidas por cada una de las partículas cargadas que componen el plasma. De la dependencia con la masa de la sección eficaz, expresada en (1), puede deducirse que es despreciable la contribución de los iones frente a la de los electrones. Así mismo el bajo valor de dicha sección eficaz justifica que se consideren unicamente ondas electromagnéticas difundidas una sola vez, despreciando procesos multiples de difusión.

Dividido el volumen total, V, del plasma, constituido por N_e electrones, en un conjunto de celdas de volumen, dV_j, tal que los campos eléctricos de las ondas difundidas por los electrones de cada celda, Nej, lleguen al punto de observación con la misma fase, φ_j, se demuestra que el campo eléctrico de la onda difundida por el plasma viene dado por:

$$E_s \sim \sum_j \delta N_{ej} \ e^{-i \varphi_j} \qquad (6)$$

siendo δN_{ej} la desviación del número de electrones en la celda j respecto al número medio, N, de electrones en una celda

La expresión (6) refleja el hecho bien conocido de que solo existe difusión en un medio cuando hay en el mismo una falta de uniformidad

La intensidad total, tomando la media para todas las celdas consideradas, será:

$$I_s \sim \sum_{K,j} \delta N_{eK} \ \delta N_{ej} \ e^{-i(\varphi_K - \varphi_j)} \qquad (7)$$

A partir de esta expresión se puede realizar un estudio cualitativo de la difusión luminosa en un plasma. Por estar ligada la intensidad a la correlación entre las fluctuaciones de densidad electrónica es preciso analizar cuales son las causas de dichas fluctuaciones.

En el plasma existe un campo electrostático fluctuante debido a la irregular distribución de las cargas eléctricas que lo constituyen. Para volúmenes superiores al de la esfera de Debye, este campo producirá fluctuaciones en la densidad electrónica que anularán las causadas por la agitación térmica, pero también producirá otras fluctuaciones, superpuestas a las anteriores y muy inferiores a ellas, para neutralizar el movimiento térmico de los iones. Son estas últimas fluctuaciones de densidad de electrones, al no estar compensadas, las responsables de la intensidad de la onda difundida. Por lo tanto, si la longitud de onda del haz incidente, o para ser más precisos, su longitud de difusión.

$$K^{-1} = \frac{\lambda_i}{4\pi \operatorname{sen} \frac{\theta}{2}} \tag{8}$$

es muy superior a la longitud de Debye del plasma, λ_D, el espectro de la radiación difundida no estará ligado al movimiento térmico de los electrones sino al de los iones, consistiendo en una distribución gausiana de semianchura proporcional a la velocidad térmica de estos, supuesta una distribución maxwelliana para la velocidad de los iones en el plasma. Además una cierta cantidad de energía aparece en dos picos laterales, separados de la frecuencia incidente una cantidad ω_{pe}, frecuencia del plasma, correspondientes a la difusión de la onda incidente por oscilaciones electrostáticas longitudinales en el plasma.

Si,por el contrario, la longitud de onda incidente es suficientemente pequeña como para poder despreciar K^{-1} frente a λ_D, las fluctuaciones de densidad electrónica en las distintas celdas consideradas están incorrelacionadas y la intensidad de la onda difundida vendrá dada, a partir de (7), por:

$$I_s \sim \sum_j \overline{(\delta N_{ej})^2} = \sum_j N_{ej} = N_e \tag{9}$$

es decir el fenómeno de difusión está ligado a los centros de difusión más activos que son los electrones, con una intensidad que es proporcional al número total de éstos. El espectro obtenido será también gausiano con una semianchura proporcional a la velocidad térmica de los electrones. Este último caso es el correspondiente a las experiencias de "Scattering Thomson" en las que se observa la superposición de fenómenos incoherentes de difusión, mientras que en el primer caso se están analizando fenómenos colectivos dentro del plasma.

En la figura 2 se presentan los espectros de la luz difundida por un plasma en diferentes casos límites, función del parametro α , siendo

$$\alpha = (K \cdot \lambda_D)^{-1}$$

La anterior descripción fenomenológica puede servir como punto de partida para el estudio de un modelo teórico de la difusión de una onda electromagnética por un plasma.

Definida la intensidad de la onda difundida como :

$$I_s (K , \omega) d\omega \; d\Omega = N_e I_o \sigma (K , \omega) d\omega \; d\Omega \qquad (10)$$

donde I_o es la intensidad de la onda incidente, se deduce para la sección eficaz diferencial (EVANS, D.E. y KATZENSTEIN, J., 1969):

$$\sigma (K , \omega) = \sigma_T S(K , \omega) \qquad (11)$$

siendo σ_T la sección eficaz Thomson ya definida anteriormente y $S(K , \omega)$, factor de forma dinámico[1] , el término que tiene en cuenta los desplazamientos de frecuencia, debidos al movimiento de los electrones, y las correlaciones entre las fluctuaciones de densidad.

El cálculo del espectro de estas fluctuaciones de densidad se ha realizado por distintos métodos, tanto para plasmas en equilibrio térmico como fuera de él (BERNSTEIN, I.B. y otros; 1964).

Uno de los más utilizados es el de Salpeter para un plasma en equilibrio térmico (SALPETER, E.E.; 1960), basándose en métodos de Teoría Cinética y considerando:

a) Distribución maxwelliana de velocidades para electrones y iones (no necesariamente $T_e = T_i$)

b) Energía de interacción coulombiana pequeña frente a la energía cinética debida a la agitación térmica.

---

[1] $S(K , \omega)$ es la densidad espectral de potencia de la autocorrelación espacial del espectro de fluctuaciones de densidad electrónica, para una dirección correspondiente a un número de onda K.

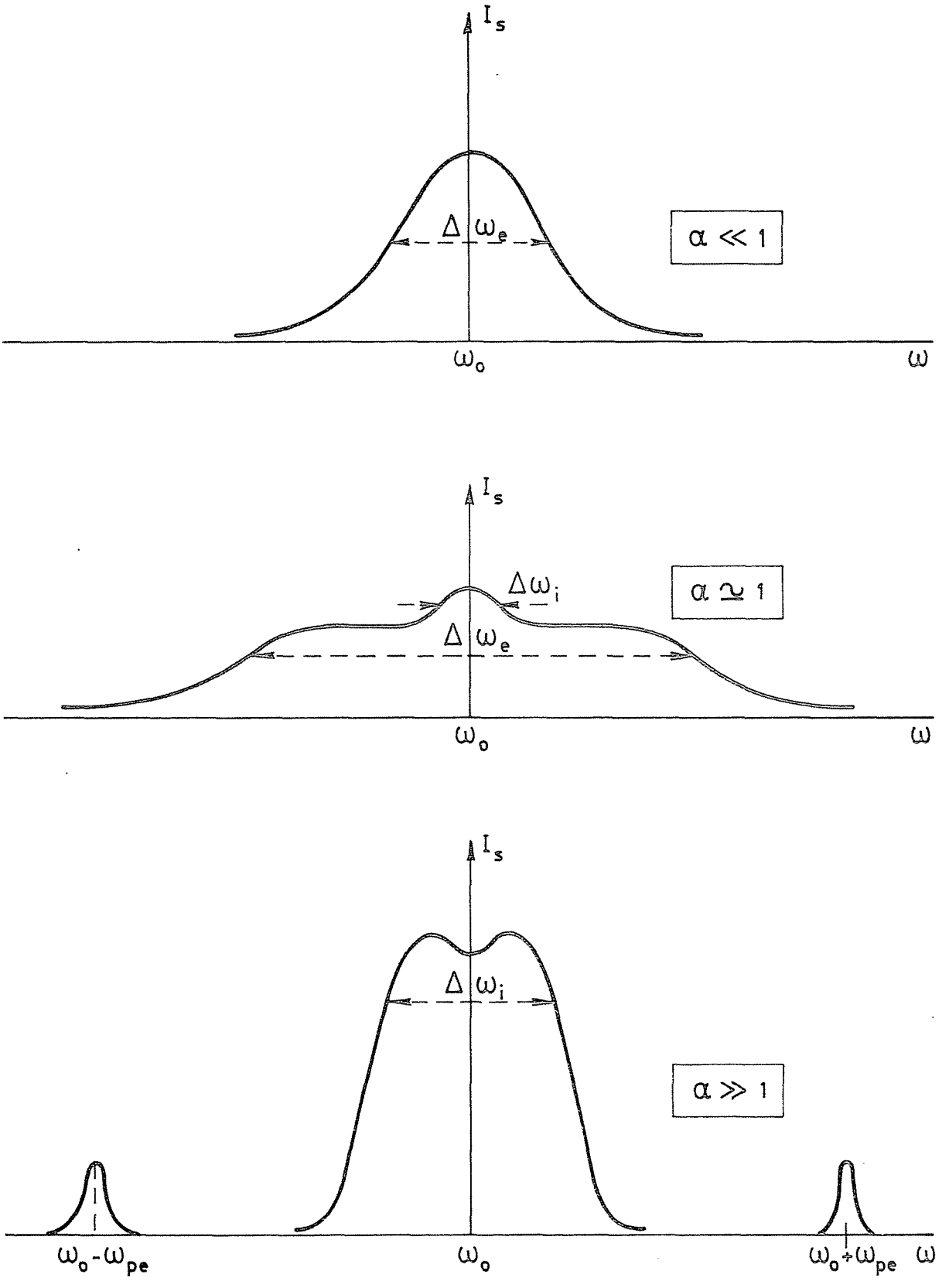


FIG.2.-ESPECTROS CARACTERISTICOS DE LA LUZ DIFUNDIDA POR UN PLASMA

c) Tiempos de observación suficientemente largos frente al periodo de las fluctuaciones de densidad.

d) Frecuencia de colisiones despreciable.

se obtiene:

$$S(K,\omega) = \frac{N_e}{K}\left(\left|\frac{1-G_i}{1-G_e-G_i}\right|^2 F_e(-\omega/K) + Z\left|\frac{1-G_e}{1-G_e-G_i}\right|^2 F_i(-\omega/K)\right) \qquad (12)$$

siendo:

$F_e(-\omega/K)$ y $F_i(-\omega/K)$ las distribuciones maxwellianas de velocidades para electrones y iones, respectivamente

$$F(v) = \left(\frac{m}{2\pi K_b T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_b T}\right)$$

$$\omega = \omega_o - \omega_s$$

$$K = |\vec{K}_s - \vec{K}_o| \qquad (13)$$

(ω_o, K_o) y (ω_s, K_s) son magnitudes correspondientes a la radiación incidente y a la difundida respectivamente.

Z es el grado de ionización

$$G_e(\omega) = -\alpha^2 \; 1 - [f(x) + i\pi^{\frac{1}{2}} x \exp(-x^2)]$$

$$G_i(\omega) = -Z(T_e/T_i)\alpha^2 \; [1 - f(y) + i\pi^{\frac{1}{2}} y \exp(-y^2)]$$

$$x = \omega/\omega_e$$

$$y = \omega/\omega_i$$

$$\omega_e = \left(\frac{2K^2 K_b T_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \omega_i = \left(\frac{2K^2 K_b T_i}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$f(x) = 2x\exp(-x^2)\int_o^x \exp t^2 \, dt$$

$$\alpha = \frac{1}{K\lambda_D}$$

En la expresión obtenida en (12) puede distinguirse un primer sumando que representa una distribución espectral relativamente ancha correspon

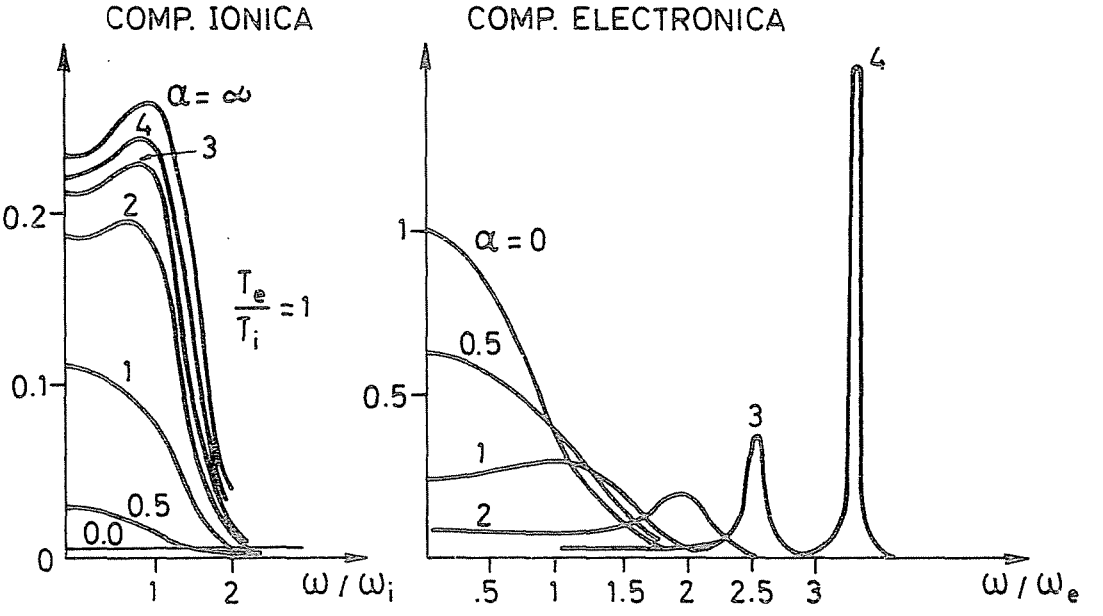


FIG. 3.- COMPONENTES IONICA Y ELECTRONICA EN EL ESPECTRO DE LA ONDA DIFUNDIDA.

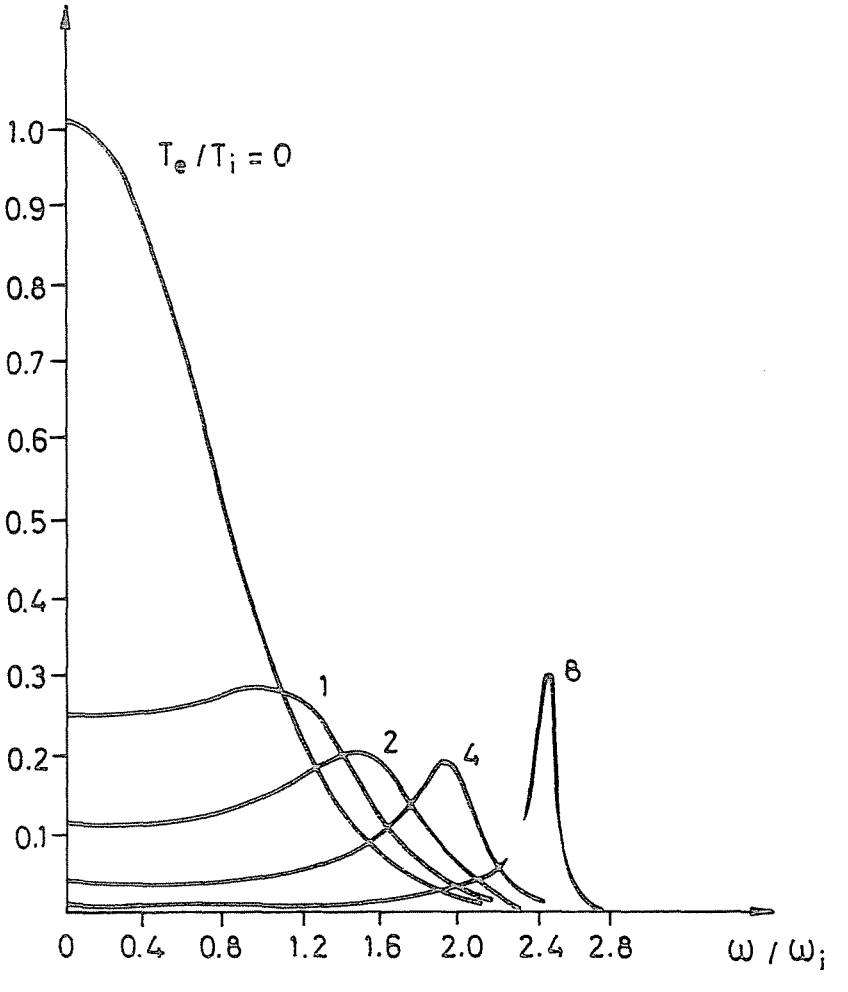


FIG. 4.- COMPONENTE IONICA.

diente al ensanchamiento Doppler debido al movimiento de los electrones, y un segundo sumando que corresponde a una distribución más estrecha debida al movimiento térmico de los iones.

Si $T_i \leqslant T_e$, (12) puede aproximarse por:

$$S(K,\omega)\, d\omega = \frac{N_e}{K} \left(\Gamma_\alpha(x) \frac{d\omega}{\omega_e} + Z \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right)^2 . \; \Gamma_\beta(y) \frac{d\omega}{\omega_i} \right) \quad (14)$$

donde

$$\Gamma_\alpha(x) = \exp(-x^2) \left\{ [1 + \alpha^2 - \alpha^2 f(x)]^2 + \pi \alpha^4 x^2 \exp(-2x^2) \right\} \quad (15)$$

$$\beta^2 = \frac{T_e}{T_i} \frac{Z\alpha^2}{1+\alpha^2}$$

A partir de (14), integrando para todas las frecuencias, se obtiene en (11) la sección eficaz total ya que:

$$S_e(k) = \frac{1}{1+\alpha^2}$$

$$S_i(K) = \frac{Z\alpha^4}{(1+\alpha^2)\left\{1+\alpha^2(1+ZT_e/T_i)\right\}}$$

$$S(K) = S_e(K) + S_i(K) = \frac{1+\alpha^2(1+Z\,T_e/T_i) + Z\alpha^4}{(1+\alpha^2)\left\{1+\alpha^2(1+Z\,T_e/T_i)\right\}} \quad (16)$$

Dicha sección eficaz total de difusión coincide con la sección eficaz Thomson cuando $\alpha \longrightarrow 0$, y es menor que ésta un factor

$$Z/(1+Z\,T_e/T_i)$$

cuando $\alpha \longrightarrow \infty$. Para $Z = 1$ y $T_e = T_i$ vale justamente la mitad de dicha sección Thomson.

La intensidad total difundida viene dada por dos componentes, correspondientes a los electrones y a los iones. De (16) se deduce que la componente electrónica predomina para $\alpha \ll 1$, y la iónica cuando $\alpha \gg 1$. Ambas componentes tienen el mismo espectro, determinado por la función Γ, pero cubren distintas regiones de frecuencias (figura 3). La componente electrónica del espectro de la luz difundida depende unicamente de α, mientras que la iónica es, además, función de la relación entre las temperaturas iónica y electrónica (figura 4).

Resumiendo todo lo anterior podemos considerar algunos casos límites:

a) $\underline{\alpha << 1}$ (Difusión incoherente)

Si $\alpha = (K \cdot \lambda_D)^{-1} << 1$, ha de ser $\lambda_i << \lambda_D$ lo que fisicamente corresponde a hacer incidir sobre el plasma una radiación de longitud de onda mucho menor que la longitud de Debye. En este caso la componente iónica del espectro de la onda difundida va a ser despreciable frente a la electrónica que tendrá un perfil gausiano cuya semianchura será función de T_e. En efecto, de (15) se deduce

$$\Gamma_\alpha(x) \xrightarrow[\alpha \to 0]{} \exp(-x^2)$$

y en (14) se obtiene para $S(K, \omega)$ una gausiana.

La sección eficaz total de difusión será igual a la sección Thomson, lo que permite,utilizando la expresión (10), determinar la densidad electrónica a partir de la medida de las intensidades incidente y difundida.

b) $\underline{\alpha >> 1}$ (Difusión coherente)

Para $\alpha >> 1$, $\Gamma_\alpha(x)$ es despreciable excepto para valores próximos a $x = \pm x_o$, siendo $x_o = \frac{1}{2}(\alpha^2 + 3)$, esto es

$$\omega_o^2 = \omega_{pe}^2 + 3K^2 K_b T_e/m_e$$

en lo que la componente electrónica se reduce a dos picos a una frecuencia ω_p, en los que se concentra una intensidad proporcional a α^{-2}.

La componente iónica, en la que se concentra prácticamente toda la energía difundida, tendrá una forma fijada por el parámetro $\beta = Z\,(T_e/T_i)^{\frac{1}{2}}$. De su semianchura podremos deducir la temperatura iónica y de la forma, en casos favorables, la electrónica. La posición de los picos laterales permite determinar la ω_{pe} y, a partir de ella la densidad electrónica.

c) $\alpha \simeq 1$

En este caso intermedio a los procesos incoherentes de difusión comienzan a superponerse los coherentes, con lo que el espectro de la radiación difundida estará compuesto por una componente electrónica, ensanchada por efecto de las ondas longitudinales, con un pico estrecho en su centro identificable como componente iónica. En este caso es posible determinar tanto la temperatura electrónica como la iónica.

En la figura 5 se presenta un gráfico para determinar el parámetro dados el ángulo de observación y la temperatura y densidad del plasma.

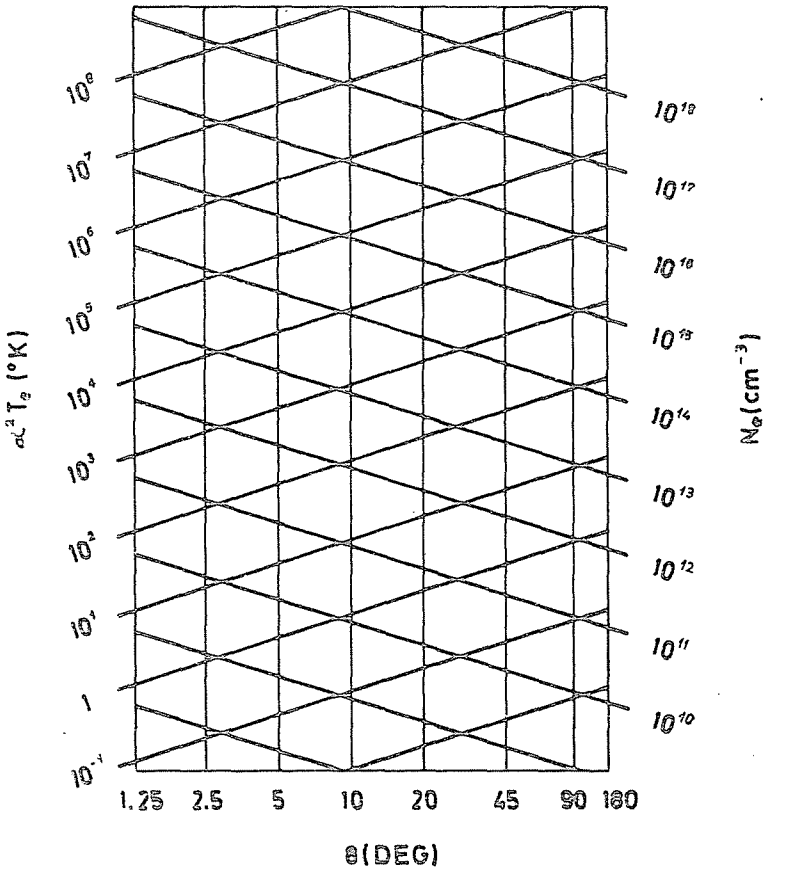


FIG. 5.- PARAMETRO DE DIFUSION EN FUNCION DE LAS CARACTERISTICAS DEL PLASMA.

III.- CONSIDERACIONES EXPERIMENTALES.

La realización de experiencias de difusión de ondas electromagnéticas por un plasma está condicionada, dado el reducido valor de la sección eficaz de éste proceso, a la posibilidad de disponer de una fuente de intensidad tan elevada como para que las intensidades de onda difundida resulten detectables.

No es ésta la única limitación concerniente a la fuente de radiación ya que la necesidad de efectuar un análisis espectral de la radiación difundida exige utilizar un haz incidente de elevada monocromaticidad. Asimismo, es deseable que la radiación incidente pueda ser colimada para, concentrando toda la energía en un volumen reducido dentro del plasma, obtener una resolución espacial considerable. Además, es importante que la fuente pueda trabajar en regimen impulsional, muy corta duración del impulso y potencia muy elevada, a fin de reducir lo más posible el enmascaramiento que la radiación debida al propio plasma introduce sobre la radiación difundida. Finalmente, es necesario que la longitud de onda de la radiación incidente corresponda a una región del espectro en que se disponga de detectores convencionales y de alta ganancia.

Todas estas limitaciones (elevada intensidad, monocromaticidad, colimación, regimen impulsional y longitud de onda en zona adecuada del espectro), solo han podido ser satisfechas con la incorporación de láseres a este tipo de experimentos, siendo el de rubí, trabajando en régimen impulsional, el utilizado por permitir alcanzar los niveles de potencia exigibles.

La longitud de onda de la radiación obtenida con un láser de rubí, $\lambda_o = 6943$ Å, limita el tipo de experiencias de difusión luminosa que pueden efectuarse en un Tokamak al caso incoherente, ya que para los valores de densidad y temperatura electrónica habituales en estos dispositivos la longitud de Debye es del orden de $75\,\mu$, con lo que:

$$\alpha \simeq 10^{-3} \frac{1}{\text{sen}\ \theta/2}$$

los valores de θ para los que el parámetro pudiese tomar un valor correspondiente a difusión colectiva ($\alpha > 1$), son inferiores a los permitidos por la divergencia del haz luminoso obtenido con el láser. Esta es la razón por la que se limita el presente trabajo a la consideración de fenómenos de difusión luminosa incoherente en un Tokamak. En la figura 6 se han represen

tado las regiones de difusión coherente e incoherente para diferentes clases de láser y distintos ángulos de observación (A la derecha de cada línea $\alpha > 1$, y a su izquierda $\alpha < 1$).

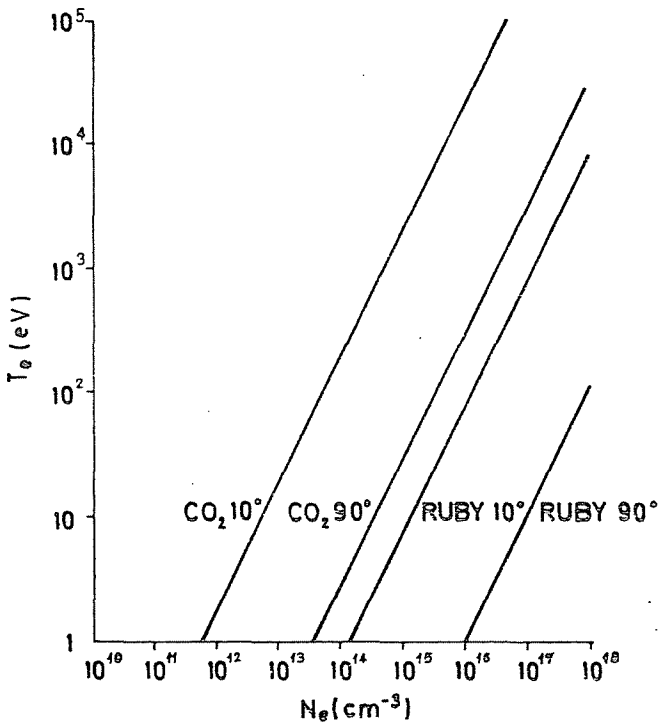


FIG. 6.- REGIONES DE DIFUSION COHERENTE E INCOHERENTE.

Es conveniente señalar, no obstante, que actualmente se investiga intensamente en la zona del infrarrojo a fin de obtener láseres adecuados que permitan con su mayor longitud de onda realizar experimentos de difusión coherente, de los que obtener características iónicas del plasma analizado. El camino más prometedor parece encontrarse en la utilización de un láser de HCN (λ_0= 337 μm), que permite analizar difusión colectiva ($\alpha > 1$) con ángulos de observación de 11º (PIERONI, L.; 1973), (GEHRE, O.; 1974),

(GEHRE, O. y HECKENBERG, N.R.; 1975). Los problemas por resolver son los derivados de obtener una potencia suficiente elevada, poner a punto detectores adecuados para esta zona espectral y desarrollar técnicas de detección válidas (fundamentalmente, detección heterodina).

IV.- EXPERIMENTOS DE DIFUSION INCOHERENTE

En la figura 7 se presenta un esquema del dispositivo experimental utilizado en las primeras medidas de este tipo que se han efectuado en un Tokamak. Corresponden al T3-A ruso y fueron realizados en 1969 dentro de un proyecto conjunto de los laboratorios de Culham y Kurchatov (PEACOCK, N.J. y otros ; 1969).

Esquemas similares pueden encontrarse en los trabajos correspondientes a cada uno de los Tokamaks, actualmente en funcionamiento. Así en el ORMAK, donde se consigue la resolución espacial mediante un sistema de lentes (MURAKAMI, M.; 1973); ó, por citar el último de los montados, el correspondiente al T.F.R. francés (CHARET, M. y otros; 1975). Asimismo se han efectuado medidas de este tipo en otros dispositivos distintos al Tokamak, como el sistema de espejos 2XII de Livermore (SIMONEN, T.C.; 1973).

A lo largo de todos estos esquemas pueden encontrarse soluciones, más ó menos coincidentes, a los distintos problemas experimentales, que trataremos de presentar en los siguientes apartados, complementándolas con aquellas otras que puedan haberse desarrollado en otros sistemas de este tipo.

Fuente luminosa

Al comenzar las consideraciones experimentales ya se han planteado las características que debe tener la fuente luminosa en este tipo de experiencias. Como se desprende de las figuras presentadas, en todos los dispositivos montados se utiliza un láser de rubí trabajando en régimen impulsional.

Ultimamente se intenta su sustitución por un láser de Neodimio (VORONOV, G.S.; 1975), debido a que la utilización del de rubí se basa más en razones históricas, haber sido el primero con el que se han alcanzado potencias suficientemente elevadas para realizar este tipo de experiencias, que en el hecho de ser el más adecuado, ya que al operar con una longitud de onda que cae en la zona roja del espectro se trabaja con una sensibilidad en los fotomultiplicadores muy inferior a la que corresponde a la verde o a la azul. Aunque no existen láseres que trabajen en

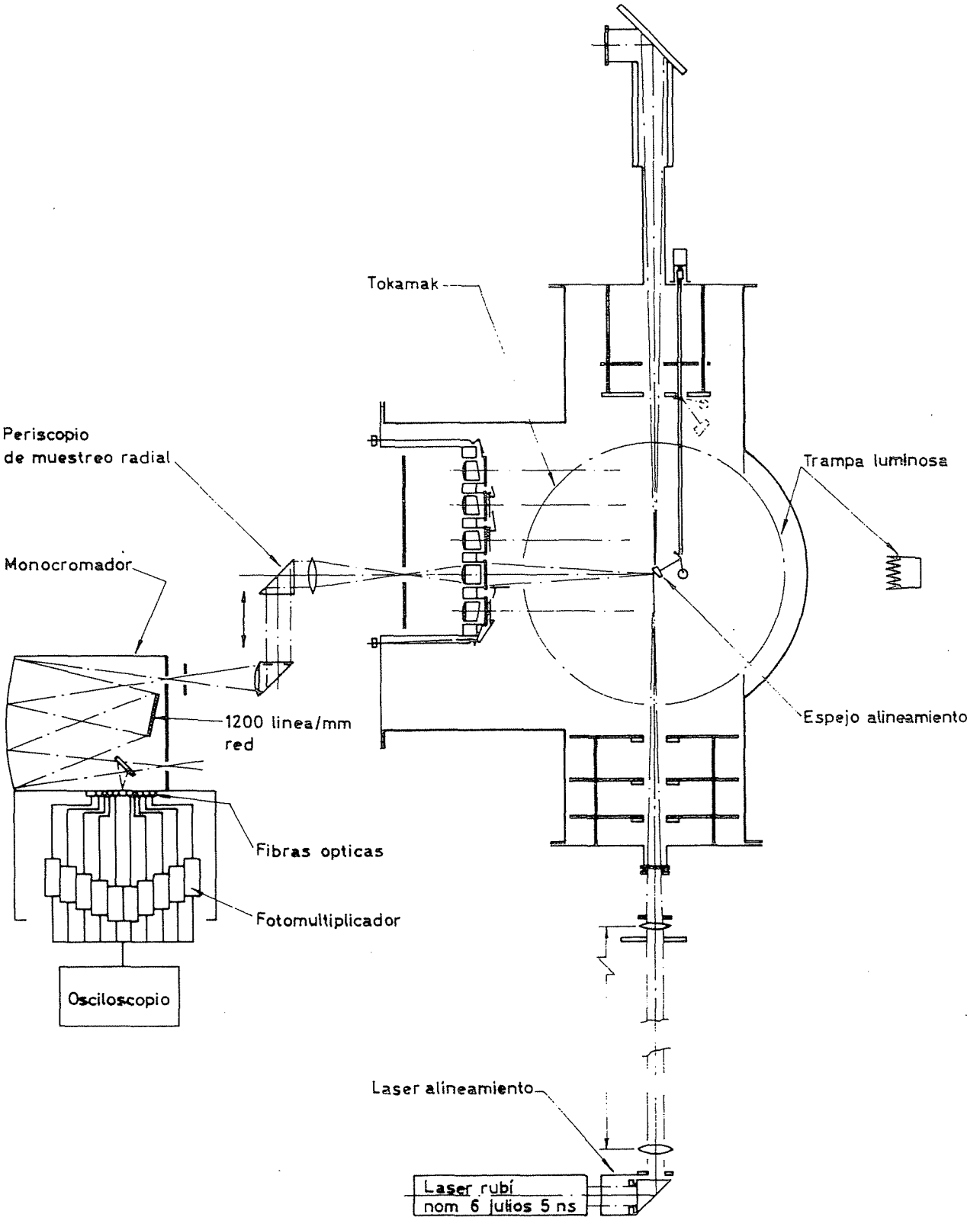


FIG.7.- DISPOSITIVO DIFUSION LUMINOSA EN TOKAMAK T 3.

estas zonas del espectro, si es posible conseguir una longitud de onda dentro de la misma ($\lambda_i = 5300$ Å), utilizando el segundo armónico del láser de Neodimio ($\lambda_o = 1.06$ μm), habiéndose desarrollado técnicas de Optica no lineal que permiten esta transformación con una eficiencia del 70 %. Existen, no obstante, problemas a resolver, fundamentalmente en lo relativo a la obtención de lentes adecuadas a este esquema de trabajo.

La gran ventaja del láser de rubí es la experiencia acumulada, en todos los laboratorios de diagnóstico de Tokamak, en su manejo en este tipo de medidas y el hecho de estar ya desarrollado comercialmente. En la Tabla I se resumen las características de los utilizados en distintas experiencias.

EXPERIMENTO	LASER		
	Energía (Julios)	Duración impulso (ns)	Divergencia (mrad)
T3-A	6	25	2.5
2 X II	2	40	1
ORMAK	6	30	2.5
TFR	10	15	1

T A B L A I

Dirección de observación

En todos los dispositivos presentados la dirección de observación es normal a la de incidencia de la radiación del láser.

Para experiencias de difusión incoherente en un Tokamak el valor que se asigne a θ no es en modo alguno crítico ya que, como puede comprobarse en la figura 6, cualquier valor permite obtener un parámetro muy inferior

a la unidad, al ser la longitud de onda de la radiación incidente mucho menor que la longitud de Debye del plasma. La utilización de ángulos de 90º viene fijada por el interés en evitar la influencia del haz incidente sobre el sistema de detección y por el método habitual de construir las ventanas de observación en este tipo de dispositivos, con tres salidas en forma de T.

Espectómetro y detectores

En el proceso de detección de luz difundida por el plasma es necesario efectuar, en primer lugar, la dispersión del haz a fin de estudiar el ensanchamiento Doppler, del que se deduce la temperatura electrónica del plasma.

Este análisis espectral se efectua en los distintos dispositivos experimentales mediante un monocromador de red, modificado en mayor o menos grado, a cuya salida se asocia un fotomultiplicador para cada una de las longitudes de onda en que se desdobla el haz incidente. La unión de los fotomultiplicadores, en un número que oscila alrededor de diez, al monocromador se efectua mediante un haz de fibras ópticas. Las resoluciones espectrales utilizadas son del orden de 100 Å.

Problema fundamental en la detección es optimizar la relación señal/ruido del sistema, debido a que el haz difundido puede quedar totalmente enmascarado, dado su bajo valor, por otras señales luminosas. Es necesario evitar la luz directa del haz incidente, para lo cual se eligen ángulos de observación próximos a 90º y se trata de evitar al máximo la divergencia del haz láser mediante diafragmas y trampas luminosas situadas adecuadamente. Asimismo hay que eliminar la radiación difundida por elementos estructurales del dispositivo (ventanas de observación, paredes, etc) para lo cual se encierra el sistema de detección en una caja negra y se colocan absorbentes de luz (vidrio OB10) a lo largo del recorrido del haz dentro de la cámara del Tokamak.

Aún con estas precauciones es habitual que se presenten contribuciones indeseables al espectro analizado que, por proceder de elementos fijos, aparecen con una longitud de onda igual a la del haz incidente. Esto obliga en dichos casos a no considerar el canal correspondiente a 6943 Å en el ajuste de los datos experimentales.

Existe, además la probabilidad de procesos de difusión Rayleigh debida a los átomos, iones o moléculas que pueden existir en un plasma parcialmente ionizado. La sección eficaz para estos procesos es muy inferior a la Thomson, salvo que el plasma se encuentre muy débilmente ionizado. En cualquier caso la contribución de este fenómeno se presenta también a la longitud de onda del haz incidente.

Alineamiento y calibración

En cualquier sistema de este tipo es necesario disponer de un método para alinear adecuadamente todas las componentes. Es un problema no trivial y muy costoso en tiempo que puede retrasar considerablemente la entrada en servicio de este dispositivo de diagnóstico si no se le valora adecuadamente dentro del proyecto. En esencia, consta de un láser de pequeña potencia, generalmente de He-Ne y de algunos miliwatios, y de un espejo retractil situado dentro de la cámara del Tokamak, para simular la difusión luminosa por el plasma en una dirección normal. Con este láser se efectuan también medidas previas de luz directa en el sistema de detección.

La calibración del sistema de detección se realiza mediante una lámpara de espectro de emisión conocido (tungsteno a 2230ºK), con la que se calibran relativamente los distintos canales del analizador, combinada con una calibración absoluta del primer canal realizada midiendo la difusión Rayleigh con N_2 a presión de 1 Torr, en la cámara. Para ello se utiliza el valor conocido de la relación entre las secciones eficaces Rayleigh y Thomson para este elemento ($\sigma_T / \sigma_R = 3.65 \times 10^2$). Se consiguen precisiones, con este método de calibración, del 8 %.

Resolución espacial y temporal

Las medidas de temperatura y densidad electrónica en un tokamak utilizando el fenómeno de difusión luminosa permiten resolución tanto espacial como temporal.

La resolución espacial, facilitada por las características del haz láser, permite conocer estos dos parámetros a lo largo de la cuerda por la que el haz incidente atraviesa el plasma. Para ello es preciso dispo-

ner de un elemento móvil (espejo, periscopio, etc) en el sistema de colección de la luz difundida. El ajuste de este elemento, al igual que el alineamiento de todo el sistema, es uno de los problemas experimentales más arduos. Otra posibilidad, esbozada en algunos trabajos es utilizar un sistema reticular de fotomultiplicadores, con sus guias de luz correspondientes, para analizar simultaneamente la luz procedente de varios puntos de la cuerda. Con esta última solución es obvio que el volumen del sistema de detección se acrecienta enormemente.

La resolución temporal viene fijada por la duración del impulso del láser, inferior a 100 ns, lo que permite utilizar este método de medida en los más inestables plasmas. La posibilidad de seguir, con esta resolución, la evolución temporal del plasma viene condicionada por el comportamiento del láser, que permita obtener varios impulsos luminosos durante la descarga del Tokamak. Asimismo es importante disponer de un sistema lo más rápido posible (osciloscopio de muestreo, miniordenador, etc) para la adquisición de datos.

En los dispositivos presentados se consiguen resoluciones espaciales de unos 5 cm y se efectuan medidas separadas entre si menos de 10 ms.

Rangos de aplicabilidad

La densidad electrónica mínima que puede medirse con este método está determinada por la estadística de fotones en los fotomultiplicadores condicionada, por lo tanto, a la energía del láser utilizada y a la eficiencia cuántica de los detectores.

Efectuando una aproximación podemos, llamando F_i al flujo luminoso incidente, considerar que el número de fotones difundido, en una longitud l del plasma dentro de un ángulo sólido Ω de observación, vendrá dado por:

$$F_t \simeq 10^{-25}\, l\, \Omega\, F_i\, N_e$$

con lo que, supuestos diez canales de análisis y un ángulo sólido $\Omega = 0.01$ rad resulta para el flujo por canal

$$F_s \simeq 10^{-28}\, l\, N_e\, F_i$$

donde N_e está medida en cm^{-3} y la l en cm.

Considerado un láser de rubí de 10 julios (1 julio = 3.5×10^{18} fotones a 6943 Å), una longitud $l = 1$ cm y una eficiencia cuántica en los fotomultiplicadores del 5 %, valores máximos de los utilizados en este tipo de experiencias, resulta para el número de detecciones medio por canal:

$$C_s \simeq 2 \times 10^{-10} N_e$$

con lo que para obtener una estadística aceptable será necesario que la densidad electrónica en el Tokamak sea superior a 10^{12} cm^{-3}.

La densidad máxima a que puede aplicarse este método está fijada por la radiación del plasma que enmascara la radiación difundida. Para un plasma de hidrógeno totalmente ionizado su radiación varía muy ligeramente con Te, por lo que puede considerarse como constante frente a la variación con $Te^{\frac{1}{2}}$ de la semianchura del espectro de la radiación difundida. Considerado un haz incidente de radio r que atraviesa a lo largo del eje un cilindro de plasma de radio R, se demuestra que la razón del flujo difundido al flujo de radiación, aceptados por el sistema de detección viene dada por:

$$\frac{F_s}{F_c} \simeq 10^{-12} \frac{P}{N_e \, r \, R}$$

siendo P la potencia del láser (kw) y estando medidas en cm. las magnitudes r y R.

Para un láser de 10^3 Mw y un radio $r = 0.1$ cm, y un plasma de $R = 10$ cm resulta una densidad máxima, correspondiente a que la relación F_s/F_c tome el valor unidad, de 10^{18} cm^{-3}.

Por tanto, este método es aplicable a un amplio rango de densidades, $10^{12} \leqslant N_e \leqslant 10^{18}$, dentro del cual queda perfectamente incluido el correspondiente a dispositivos del tipo tokamak. Respecto a las temperaturas no existen practicamente restricciones dado que los láseres de rubí utilizables presentan una anchura de banda inferior a 10^{-2} Å , lo que permite determinar los espectros aún para los valores más bajos de T_e siempre que se disponga de sistemas de detección de alta resolución y alta luminosidad (monocromadores, Fabry-Perot, etc.).

Efectos no considerados

A lo largo del presente trabajo no se han tenido en cuenta una serie de perturbaciones a fin de no alargarlo en exceso y dado que las mismas no presentan grandes problemas, cuando se mide difusión luminosa en un Tokamak de características no muy elevadas. Entre estos efectos habría que considerar:

- Perturbación del plasma por la radiación del láser
- Colisiones
- Inclusión del campo magnético de confinamiento en el módulo teórico
- Correcciones relativistas para T_e elevadas
- Separación del comportamiento maxweliano para velocidades de deriva considerables.

V.- CONCLUSIONES.

Se ha presentado un método de medida de temperatura y densidad electrónica, con resolución espacial y temporal, que es de los más potentes - dentro del diagnóstico de plasmas por lo que prácticamente se está utilizando en todos los tokamaks en funcionamiento para estudiar la evolución durante la descarga de los perfiles de densidad y temperatura. Las medidas de densidad, por precisar una calibración absoluta del sistema de medida, están más sujetas a errores sistemáticos por lo que se suelen comparar con las determinadas a partir de interferometría de microondas.

Actualmente se investiga en aspectos muy concretos: sustitución del láser de rubí por otros más adecuados, sustitución de los fotomultiplicadores por conjuntos formados por materiales especiales, tipo Vidicon, e intensificadores de imagen (BRETZ, N. y otros; 1975), y obtención de láseres de suficiente potencia y detectores adecuados para, trabajando en el infrarrojo, poder efectuar medidas de difusión coherente a fin de determinar características ionicas del plasma confinado en el Tokamak.

De todo lo anterior se deduce que este tipo de medidas pueden abordarse en un Tokamak con dos finalidades bien diferenciadas:

a) poner a punto un método de control de la temperatura y densidad electrónica.

b) investigar en el campo de la difusión luminosa por plasmas.

En el primer caso deberá montarse un dispositivo lo más convencional posible utilizando elementos muy conocidos en este tipo de experimentos (láser rubí, fotomultiplicadores con guías de luz, etc). En el segundo, la elección de componentes vendrá fijada por el tipo de desarrollo a efectuar.

BIBLIOGRAFIA

BERNSTEIN, I.B., TREHAN, S.K. y WEENINK, M.P., Nucl. Fusion 4, 61 (1964)

CHARET, M. y otros "A Thomson Scattering Device and Data Adquisition System for T.F.R.", EUR-CEA-FC-759 (1975)

EVANS, D.E. y KATZENSTEIN, J. Rep. Prog. Phys. 32, 207 (1969)

GEHRE, O.; IEE. Trans. on Microwave Theory and Techn. Vol MTT-22, 1061 (1974)

GEHRE, O. y HECKENBERG, N.R. "Determination of Plasma Parameters by Infrared Laser Scattering" Max-Planck-Institut für Plasma Physik, Garching (A publicar)

MURAKAMI, M. y otros "Thomson Scattering Measurements in ORMAK", ORNL-TM-4354 (1973)

PEACOCK H.J. y otros Nature 224, 488 (1969) y en "Measurement of the Plasma Parameters in TOKAMAK T3-A by Thomson Scattering" CLM-R107 (1970)

PIERONI, L. "Proposal for the use of a HCN Laser in order to study Collective Scattering from a Tokamak Plasma", LGI/TOR.FI/73/1/E. (1973)

SALPETER, E.E. Phys. Rev. 120, 1528 (1960)

SEGRE, S.E.; "Course on Plasma Diagnostics and Data Adquisition Systems"; Pg265; Editrice Compositori; Bologna (1975)

SHEFFIELD, J.; "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation"; Academic Press; New York (1975)

SIMONEN, T.C. "The 2 X II Thomson Scattering System". UCRL-51498 (1973)

VORONOV, G.S. "New Posibilities of Laser Applications to Plasma Diagnostics" P.N. Lebedev Physical Institute Preprint nº 107 (1975)

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Determinación de la densidad y temperatura electrónicas en un Tokamak mediante difusión luminosa".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ, A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

Se efectua una revisión de los fundamentos teóricos precisos para el estudio de la difusión de un haz luminoso en un plasma. Asimismo, se revisan los métodos experimentales utilizados para determinar, analizando espectralmente la radiación difundida, la densidad y temperatura electrónicas, con resolución espacio-temporal, en el plasma confinado en un dispositivo del tipo Tokamak.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A-14. Plasma. Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak devices. Review.

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Determinación de la densidad y temperatura electrónicas en un Tokamak mediante difusión luminosa".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ, A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

Se efectua una revisión de los fundamentos teóricos precisos para el estudio de la difusión de un haz luminoso en un plasma. Asimismo, se revisan los métodos experimentales utilizados para determinar, analizando espectralmente la radiación difundida, la densidad y temperatura electrónicas, con resolución espacio-temporal, en el plasma confinado en un dispositivo del tipo Tokamak.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A-14. Plasma. Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak devices. Review.

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Determinación de la densidad y temperatura electrónicas en un Tokamak mediante difusión luminosa".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ, A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

Se efectua una revisión de los fundamentos teóricos precisos para el estudio de la difusión de un haz luminoso en un plasma. Asimismo, se revisan los métodos experimentales utilizados para determinar, analizando espectralmente la radiación difundida, la densidad y temperatura electrónicas, con resolución espacio-temporal, en el plasma confinado en un dispositivo del tipo Tokamak.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A-14. Plasma. Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak devices. Review.

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Determinación de la densidad y temperatura electrónicas en un Tokamak mediante difusión luminosa".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ, A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

Se efectua una revisión de los fundamentos teóricos precisos para el estudio de la difusión de un haz luminoso en un plasma. Asimismo, se revisan los métodos experimentales utilizados para determinar, analizando espectralmente la radiación difundida, la densidad y temperatura electrónicas, con resolución espacio-temporal, en el plasma confinado en un dispositivo del tipo Tokamak.

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES.- A-14. Plasma. Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak devices. Review.

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Electron density and temperature determination in a Tokamak plasma using light scattering".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ; A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

A theoretical foundation review for light scattering by plasmas is presented. Furthermore, we have included a review of the experimental methods for electron density and temperature measurements, with spatial and time resolution, in a Tokamak plasma using spectral analysis of the scattered radiation.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A-14. Plasma. Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak devices. Review.

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Electron density and temperature determination in a Tokamak plasma using light scattering".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ, A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

A theoretical foundation review for light scattering by plasmas is presented. Furthermore, we have included a review of the experimental methods for electron density and temperature measurements, with spatial and time resolution, in a Tokamak plasma using spectral analysis of the scattered radiation.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A-14. Plasma. Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak devices. Review.

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Electron density and temperature determination in a Tokamak plasma using light scattering".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ, A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

A theoretical foundation review for light scattering by plasmas is presented. Furthermore, we have included a review of the experimental methods for electron density and temperature measurements, with spatial and time resolution, in a Tokamak plasma using spectral analysis of the scattered radiation.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A-14. Plasma. Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak devices. Review.

J.E.N. 337

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión y Reactores Experimentales. Madrid.

"Electron density and temperature determination in a Tokamak plasma using light scattering".

PEREZ-NAVARRO GOMEZ, A.; ZURRO HERNANDEZ, B. (1976) 29 pp. 7 figs. 13 refs.

A theoretical foundation review for light scattering by plasmas is presented. Furthermore, we have included a review of the experimental methods for electron density and temperature measurements, with spatial and time resolution, in a Tokamak plasma using spectral analysis of the scattered radiation.

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS.- A-14. Plasma Lasers. Scattering. Electron density. Electron temperature. Tokamak divices. Review.