Informes Técnicos Ciemat

1041
Julio, 2004

Caracterización Cuantitativa de Detectores Luminiscentes para Plasmas de Fusión

A. Baciero
B. Zurro
K.J. McCarthy

Asociación EURATOM / CIEMAT para Fusión - 91

Departamento de Fusión y Física de Partículas Elementales

Caracterización Cuantitativa de Detectores Luminiscentes para Plasmas de Fusión

Baciero, A.; Zurro, B.; McCarthy, K.J.

121 pp. 67 figs. 112 refs.

Resumen

Se describen los experimentos que se realizaron con el fin de caracterizar pantallas luminiscentes para ser usadas en detectores de radiación de ancha banda. Se utilizaron diversas fuentes de radiación que cubrían el rango espectral entre el ultravioleta y los rayos X.

También se detallan tres tipos originales de detectores basados en pantallas luminiscentes diseñados para ser empleados en dispositivos de fusión por confinamiento magnético como detectores de banda ancha. Se presentan las primeras medidas obtenidas con estos detectores en plasmas del stellarator TJ-II, así como los análisis efectuados

Quantitative Characterization of Phosphor Detectors for Fusion Plasmas

Baciero, A.; Zurro, B.; McCarthy, K.J.

121 pp. 67 figs. 112 refs.

Abstract

Experiments made to characterize phosphor screens with application as broadband radiation detectors, are described. Several radiation sources, covering the spectral range between the ultraviolet and X ray. were used.

In addition, details are given of three original phosphor-screen-based detectors that were designed for use as broadband detectors in magnetically confined fusion devices. The first measurements obtained with these detectors in plasmas created in the TJ-II stellarator device are presented together with the analysis performed.

CLASIFICACIÓN DOE Y DESCRIPTORES

S70

RADIATION DETECTORS; PHOSPHORS; SCREENS; LUMINESCENCE; X RADIATION; FAR ULTRAVIOLET RADIATION; PLASMA; EXPERIMENTAL DATA; STELLARATORS.

Quantitative Characterization of Phosphor Detectors for Fusion Plasmas

Baciero, A.; Zurro, B.; McCarthy, K.J.
117 pp. 67 figs. 4 tbls. 112 refs.

Abstract

Experiments made to characterize phosphor screens with application as broadband radiation detectors, are described. Several radiation sources, covering the spectral range between the ultraviolet and X ray, were used.

In addition, details are given of three original phosphor-screen-based detectors that were designed for use as broadband detectors in magnetically confined fusion devices. The first measurements obtained with these detectors in plasmas created in the TJ-II stellarator device are presented together with the analysis performed.

Caracterización Cuantitativa de Detectores Luminiscentes para Plasmas de Fusión

Baciero, A.; Zurro, B.; McCarthy, K.J.
117 pp. 67 figs. 4 tbls. 112 refs.

Resumen

Se describen los experimentos que se realizaron con el fin de caracterizar pantallas luminiscentes para ser usadas en detectores de radiación de ancha banda. Se utilizaron diversas fuentes de radiación que cubrían el rango espectral entre el ultravioleta y los rayos X.

También se detallan tres tipos originales de detectores basados en pantallas luminiscentes diseñados para ser empleados en dispositivos de fusión por confinamiento magnético como detectores de banda ancha. Se presentan las primeras medidas obtenidas con estos detectores en plasmas del stellarator TJ-II, así como los análisis efectuados.

Índice

Índice i

Introducción 1

Capítulo 1. Descripción del stellarator TJ-II 5

1.1 Fusión nuclear 5

1.2 Dispositivos de fusión por confinamiento magnético 7

1.3 El stellarator TJ-II 9

1.3.1 Introducción 9

1.3.2 Componentes y características 10

1.3.3 Diagnósticos 15

Capítulo 2. Pantallas de materiales luminiscentes 19

2.1 Materiales luminiscentes 19

2.1.1 Fundamentos 19

2.1.2 Notas históricas 22

2.1.3 Aplicaciones 23

2.2 Descripción de los materiales luminiscentes empleados 24

2.2.1 $Y_3Al_5O_{12}$:Ce 24

2.2.2 Y_2O_3:Eu 25

2.3 Preparación de pantallas luminiscentes 26

2.4 Modelado de la eficiencia de una pantalla luminiscente 28

2.4.1 Modelo de luminiscencia para VUV y rayos X 29

2.4.2 Modelo de transmisión de la luz 33

2.4.3 Estudio de los parámetros del modelo de luminiscencia 33

2.4.4 Extensiones del modelo de luminiscencia 38

Capítulo 3. Experimentos realizados con pantallas luminiscentes 39

3.1 Introducción 39

3.2 Caracterización de las propiedades ópticas de pantallas luminiscentes 40

3.2.1 Introducción 40

3.2.2 Configuración experimental 40

3.2.3 Medidas y análisis 41

3.3 Caracterización de las pantallas luminiscentes usando una lámpara de cátodo hueco 43

3.3.1 Introducción 43

3.3.2 Configuración experimental 43

3.3.3 Medidas y análisis 45

3.4 Caracterización de las pantallas luminiscentes con radiación sincrotrón en el ultravioleta de vacío y en rayos X de baja energía 49

3.4.1 Introducción 49

3.4.2 Configuración experimental 49

3.4.3 Medidas y análisis 51

3.5 Caracterización de las pantallas luminiscentes usando un tubo de rayos X 58

3.5.1 Introducción 58

3.5.2 Configuración experimental 58

3.5.3 Medidas y análisis 59

Capítulo 4. Diseño de detectores luminiscentes con aplicaciones en plasmas de fusión 63

4.1 Detectores de radiación de banda espectral ancha en dispositivos de fusión 63

4.1.1 Campos de estudio en plasmas de alta temperatura 63

4.1.2 Detectores basados en materiales luminiscentes 64

4.1.3 Desarrollo de detectores basados en pantallas luminiscentes en el stellarator TJ-II 67

4.2 Detector de cinco canales 67

4.2.1 Fundamentos 67

4.2.2 Descripción 67

4.2.3 Resultados 71

4.3 Sistema compacto de barrido óptico 80

4.3.1 Fundamentos 80

4.3.2 Descripción 80

4.3.3 Análisis de los perfiles 83

4.4 Cámara lineal de 1024 canales para los rangos espectrales del VUV y rayos X.. 87

4.4.1 Fundamentos 87

4.4.2 Descripción 89

4.4.3 Alineamiento y calibración 93

4.4.4 Medidas y análisis en los rangos del VUV y rayos X con el fin de estudiar las estructuras del plasma 94

4.4.5 Futuras mejoras 100

Conclusiones 101

C.1 Visión general 101

C.2 Objetivos alcanzados 101

C.3 Líneas de investigaciones abiertas..... 103

Bibliografía..... 105

Introducción

Durante los últimos 60 años se ha estado investigando la forma de obtener energía a partir de reacciones termonucleares de fusión controladas. Estas investigaciones han dado como fruto que se hayan producido reacciones controladas con generación de megavatios de potencia en dispositivos de fusión por confinamiento magnético. Para lograr este hito, los dispositivos de fusión han ido evolucionando, consiguiendo calentar la materia (hidrógeno, deuterio, tritio o helio) a temperaturas y densidades mayores con mejores tiempos de confinamiento de la energía del plasma. Estos dispositivos son muy complejos y están sometidos a unas condiciones de operación muy severas, ya que deben trabajar con campos electromagnéticos altos, radiación elevada y con plasmas calentados a temperaturas de decenas de millones de grados centígrados.

Una parte importante de la investigación en dispositivos de fusión consiste en el desarrollo de diagnósticos* que sirvan para caracterizar adecuadamente el plasma [Gen95]. Actualmente, se dispone de una amplia variedad de diagnósticos que proporcionan la evolución temporal y espacial de las magnitudes que describen el estado del plasma, por

---

* En la terminología empleada en física del plasma, un diagnóstico comprende la instrumentación y equipos necesarios para deducir cierta información del estado del plasma a partir de observaciones experimentales de procesos físicos y de sus efectos [Hut02]. Etimológicamente, diagnóstico proviene de la palabra griega "διαγνωστιχος" derivada a su vez de "διαγνωσις" (diagnosis), que está formada por los elementos gramaticales "δια" (camino) y "γνωσις" (conocimiento).

medio del análisis de la radiación, partículas y campos magnéticos generados por el propio plasma (métodos pasivos) o por la interacción del plasma con lásers, sondas materiales y haces de partículas introducidos en el plasma (métodos activos).

En este informe† se mostrará una línea de investigación en la que se han desarrollado nuevos detectores de radiación de banda ancha basados en pantallas de materiales luminiscentes. Estos detectores se instalaron en el stellarator TJ-II, que es un dispositivo de fusión por confinamiento magnético.

Los detectores de banda ancha, con o sin filtros, se han utilizado para estudiar diferentes problemas de física en plasmas, como la actividad magnetohidrodinámica, los perfiles de las pérdidas por radiación y la evolución espacio-temporal de transitorios en experimentos perturbativos.

Los materiales luminiscentes, que convierten parte de la radiación que incide sobre ellos en luz visible, tienen unas características que los hacen particularmente interesantes para ser utilizados en dispositivos de fusión como detectores de banda ancha. Así, se puede resaltar que son sensibles a la radiación electromagnética desde el ultravioleta hasta los rayos X, son resistentes a los neutros de baja energía, soportan altos niveles de radiación sin deteriorarse, son inmunes a los campos e interferencias electromagnéticas, permiten el diseño de detectores compactos y aguantan temperaturas de más de 100 °C sin perder sus propiedades luminiscentes. Además, la luz visible producida por los materiales luminiscente puede ser conducida por medio de fibras ópticas lejos de los dispositivos de fusión. De esta forma, los componentes electrónicos sensibles, que son necesarios para medir esta luz, pueden colocarse fuera de la influencia de los dispositivos de fusión. Se evitan así las interferencias y ruidos producidos por los campos electromagnéticos, por la radiación de alta energía procedente directamente del plasma a través de la vasija de vacío y por otros equipos que estén situados alrededor del dispositivo, ya sea porque los ruidos e interferencias son menores o porque se haya facilitado el apantallamiento de los componentes electrónicos sensibles.

Para poder diseñar convenientemente los detectores e interpretar correctamente los

---

† Los contenidos de este informe son los de la memoria de la tesis doctoral de Alfonso Baciero titulada "Caracterización cuantitativa de detectores luminiscentes para plasmas de fusión" que fue dirigida por Bernardo Zurro y Kieran J. McCarthy y se presentó en la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid en 2004.

resultados que se obtengan de las mediciones de la radiación procedente del plasma de dispositivos de fusión se requiere una caracterización adecuada de las pantallas de materiales luminiscentes empleadas, así como el disponer de un modelo que sirva para evaluar la eficiencia de las pantallas. Además, el diseño de los detectores tiene que resaltar las cualidades de los materiales luminiscentes, anteriormente descritas. Finalmente, se debe comprobar el comportamiento de estos detectores en experimentos de fusión y estudiar la información que se puede extraer de sus medidas.

La estructura de este informe es la siguiente:

En el *capítulo 1*, tras una breve presentación de la fusión nuclear, de sus objetivos y de las líneas de investigación que se están desarrollando en este campo, se describe el dispositivo de fusión por confinamiento magnético TJ-II, sus componentes, cómo se opera y los diagnósticos que dispone.

En el *capítulo 2*, primero se describe la luminiscencia en los materiales, la historia de su desarrollo y sus aplicaciones. Después, se detallan las características de los materiales luminiscentes que se han empleado en este trabajo y la elaboración de las pantallas con estos materiales. Finalmente, se expone y analiza el modelo para calcular la eficiencia de pantallas luminiscentes que se ha utilizado.

En el *capítulo 3* se relatan las mediciones realizadas en diferentes instalaciones científicas con el fin de caracterizar las pantallas de materiales luminiscentes.

En el *capítulo 4* se describen tres tipos de detectores originales que se diseñaron específicamente para el TJ-II. En este capítulo se mostrará el diseño de cada detector, sus características y sus aplicaciones. También se enseñarán las primeras medidas y resultados que se han conseguido con ellos.

Finalmente, en las *conclusiones* se resaltarán los logros conseguidos y las líneas de investigación que han sido abiertas a partir de este trabajo.

Capítulo 1. Descripción del stellarator TJ-II

En este capítulo se describirá brevemente en qué consiste la fusión nuclear y qué tipos de dispositivos se han desarrollado con el fin de poder utilizar la fusión nuclear como fuente de energía, concretamente en la vía del confinamiento magnético. Y dentro de estos dispositivos, se mostrará el TJ-II, que pertenece a la clase stellarator.

1.1 Fusión nuclear

Los procesos de fusión nuclear, donde núcleos de átomos ligeros (como el hidrógeno) se combinan para formar núcleos de átomos más pesados, generan inmensas cantidades de energía en las estrellas. En la Tierra hay abundantes cantidades de elementos ligeros (hidrógeno, litio) que podrían ser usados para producir energía por medio de reacciones nucleares de fusión. Sin embargo, las condiciones necesarias para las reacciones nucleares de fusión, con temperaturas y presiones muy altas, son muy difíciles de alcanzar en la Tierra. El estudio de cómo conseguir este tipo de reacciones de forma controlada para que pudieran ser utilizadas con fines de generación de energía comenzó de forma sistemática a finales de los años 50 [Bra02].

Para que se produzca una reacción de fusión, los núcleos atómicos deben superar la repulsión debida a sus cargas eléctricas, por lo que los núcleos necesitan adquirir una energía cinética alta y, macroscópicamente, el plasma debe tener una temperatura muy elevada

(decenas de keV*). El estudio detallado de las posibles reacciones de fusión que se pueden utilizar para generar energía [She94], muestra que las reacciones más atractivas son las denominadas como ciclo D-T-Li (deuterio-tritio-litio):

$$D + T \rightarrow {}^{4}He + n \qquad (+17.5\ MeV) \qquad (1\text{-}1)$$

$$\begin{aligned} {}^{6}Li + n &\rightarrow {}^{4}He + T \qquad (+4.80\ MeV) \\ {}^{7}Li + n &\rightarrow {}^{4}He + T + n \qquad (-2.47\ MeV) \end{aligned} \qquad (1\text{-}2)$$

Estas reacciones son las más interesantes porque la reacción de fusión de la ec. (1-1) es la que se puede producir a temperatura más baja (a partir de 5 keV) con núcleos de isótopos de hidrógeno. Además, por medio de las reacciones del neutrón producido en la reacción de la ec. (1-1) con litio, como se muestra en la ec. (1-2), se puede volver a producir el tritio que es necesario para la reacción de la ec. (1-1).

A las temperaturas requeridas para que se produzcan las reacciones de fusión, los átomos de hidrógeno se encuentran totalmente ionizados y en estado de plasma: plasma es un estado de la materia donde las partículas que lo componen están ionizadas y son libres en el sentido de que la energía cinética media de las partículas (electrones e iones) es mucho mayor que su energía potencial eléctrica. Además, la propiedad distintiva de los plasmas es que son electrostáticamente neutros en volúmenes macroscópicos de plasma [Pea93].

En un reactor de fusión, las reacciones de fusión se tienen que mantener por sí mismas, sin necesidad de un aporte energético externo. El criterio de Lawson [Law57] establece un requisito que debe cumplir el plasma para que las pérdidas de energía sean compensadas por la energía de fusión producida. Este criterio establece para cada temperatura del plasma un límite inferior del producto del tiempo de confinamiento de la energía del plasma (τ) por su densidad† (n). Si se considera que tanto la densidad y temperatura de los electrones e iones es la misma, es decir, la del plasma, para una temperatura de 25 keV, el criterio de Lawson establece que el doble producto debe ser $n\ \tau \geq 1.5 \times 10^{20}\ m^{-3}s$.

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

---

* En física de plasmas se mide la temperatura en unidades energéticas, y normalmente en electrón-voltios (1 eV = 1.602 10^{-19} J = 11604 °C. Esta relación se obtiene de la ecuación de conversión entre energía y temperatura: $E=k\ T$, donde k es la constante de Boltzmann).

† Se consideran las densidades en partículas por m^3.

Confinamiento inercial

En los reactores por confinamiento inercial, las reacciones nucleares de fusión se producirían tras el calentamiento y compresión de bolas de hidrógeno (alcanzándose densidades de $\sim 10^{32}$ m^{-3} y temperaturas de decenas de keV) durante periodos de tiempo muy cortos (nanosegundos). Para comprimir las bolas a altas densidades y calentarlas se usarían lásers de alta potencia, por lo que para el progreso del confinamiento inercial se requiere un fuerte desarrollo de lásers de alta potencia [Bel93].

Confinamiento magnético

En los reactores por confinamiento magnético, se utilizarían campos magnéticos para mantener aislado el plasma, formado por átomos de hidrógeno (con densidades de 10^{20} m^{-3}), calentado a temperatura muy elevada (decenas de keV) con tiempo de confinamiento de la energía alto (del orden de segundos). El confinamiento magnético se consigue porque el plasma, aunque macroscópicamente neutro, internamente está compuesto por partículas libres (iones y electrones) cargadas eléctricamente, y por lo tanto, bajo la influencia de campos magnéticos [She94].

1.2 Dispositivos de fusión por confinamiento magnético

A lo largo de la historia de los dispositivos de fusión por confinamiento magnético se han diseñado diferentes clases de dispositivos con forma lineal y toroidal. El confinamiento magnético se basa en que la trayectoria de las partículas cargadas está limitada a seguir las líneas de campo magnético. En un dispositivo toroidal, se crean los campos de manera que las líneas de campo se cierran dentro de una vasija de vacío toroidal, con lo que el movimiento de las partículas cargadas queda limitado a ese espacio con forma de toro.

Los dispositivos toroidales son los que han logrado los mejores rendimientos en confinamiento. Dentro de estos dispositivos destacan dos clases de dispositivos: el tokamak y el stellarator.

El tokamak[‡] es el dispositivo con el que se han conseguido los mejores resultados en el campo de la investigación en fusión nuclear controlada [She94]. Este dispositivo fue propuesto por Sajarov y Tamm en 1951 [Tam61] y es un dispositivo toroidal de confinamiento magnético que es simétrico con respecto al eje central, con bobinas externas alrededor del toro que generan un campo toroidal muy alto (varios teslas). Además, cuenta con un circuito magnético alrededor del plasma que induce una corriente eléctrica toroidal en el plasma. Esta corriente genera un campo magnético poloidal, que es necesario para confinar el plasma. Debido a que la inducción de corriente se realiza usando el efecto transformador, el confinamiento del plasma no se puede mantener indefinidamente, por lo que el tokamak es un dispositivo pulsado.

El diseño del tokamak es relativamente sencillo y en los experimentos con tokamaks se han obtenido buenos rendimientos, pero debido a su naturaleza pulsada, actualmente no es un diseño válido para un futuro reactor, que debe ser operado en condiciones estacionarias. Para solventar este problema, se están ensayando diferentes métodos para inducir corrientes eléctricas en el plasma de tokamaks, basados en la inyección de ondas electromagnéticas de radiofrecuencia. Los mejores resultados en plasmas de fusión se consiguieron en 1997 en el tokamak europeo JET (Abingdon, Reino Unido), donde en una descarga se produjeron 21.7 MJ de energía de fusión y en otra descarga se alcanzó un pico de potencia de fusión generada de 16.1 MW, usando en ambas descargas plasmas compuestos por una mezcla de deuterio y tritio [Kei01].

El stellarator[§] es un dispositivo toroidal de confinamiento magnético que fue propuesto por Lyman Spitzer en 1951 [Spi58]. Los dispositivos de la clase stellarator no son simétricos con respecto al eje central y el campo magnético necesario para confinar el plasma es generado exclusivamente por bobinas externas, sin requerir una corriente eléctrica toroidal en el plasma [Lyo90]. Esta característica hace que el confinamiento del plasma sea inherentemente estacionario, mientras se mantengan las corrientes en las bobinas externas. Salvando estas diferencias, la física de los plasmas producidos en stellarators y tokamaks es similar.

[‡] Tokamak es el acrónimo del ruso "TOroidalnaya KAmera i MAgnitnaya Katushka", cámara toroidal con bobinas magnéticas.

[§] El término stellarator deriva del latín "stella generator", generador de estrellas.

El desarrollo de los stellarators está más retrasado que el de los tokamaks, debido a que el diseño y la construcción de stellarators es más complicada, y su rendimiento no ha alcanzado el de los tokamaks. Sin embargo, últimamente se ha impulsado la investigación en stellarators, y de los dispositivos de fusión por confinamiento magnético que han entrado recientemente en operación o están en construcción, son destacables los stellarators LHD, en Toki, Japón (cuyo primer plasma se consiguió en marzo de 1998 [Kum99]) y Wendelstein 7-X, en Greifswald, Alemania (en construcción y prevista su finalización en 2010 [Wan03]). Además, ambos utilizan bobinas superconductoras para generar los campos magnéticos, con lo que permiten una investigación más intensa de los plasmas estacionarios que son requeridos en un reactor.

1.3 El stellarator TJ-II

1.3.1 Introducción

El TJ-II es un stellarator de tipo heliac flexible [Har85, Yos83] de tamaño medio, cuyo objetivo es el estudio del confinamiento y transporte de energía y partículas en plasmas calientes en un amplio abanico de configuraciones magnéticas. En el TJ-II se pueden explorar configuraciones con alta transformada rotacional (0.9 a 2), pequeña cizalladura magnética (~1 a 10 %), profundidad de pozo magnético variable (0 a 6 %) y diferentes radios de plasmas medios (0.12 a 0.22 m) y volúmenes (0.3 a 1.2 m^{-3}). Además, tiene la potencialidad de poder conseguir altas betas ($<\beta> > 6$ %) [Ale90, Lyo90]. El campo magnético del TJ-II tiene una periodicidad $M=4$ con un campo magnético central de 1 T y un radio mayor medio de 1.5 m. Una característica destacable del TJ-II es que consigue el control efectivo de la transformada rotacional y la cizalladura magnética por medio de la adición al campo poloidal de un campo $\ell=1$ en vacío, lo que permite disponer de un amplio conjunto de configuraciones magnéticas.

Los primeros estudios sobre la configuración magnética del TJ-II se realizaron conjuntamente entre el laboratorio ORNL (Oak Ridge, EE.UU.) y el CIEMAT [Hen88], cuyo resultado fue el proyecto TJ-II, desarrollado por el CIEMAT [Ale90] dentro del programa de fusión europeo. El TJ-II, incluyendo la vasija de vacío, las bobinas y la estructura para soportarlas (figura 1-1), tiene un diámetro de cinco metros, una altura de dos metros sobre el

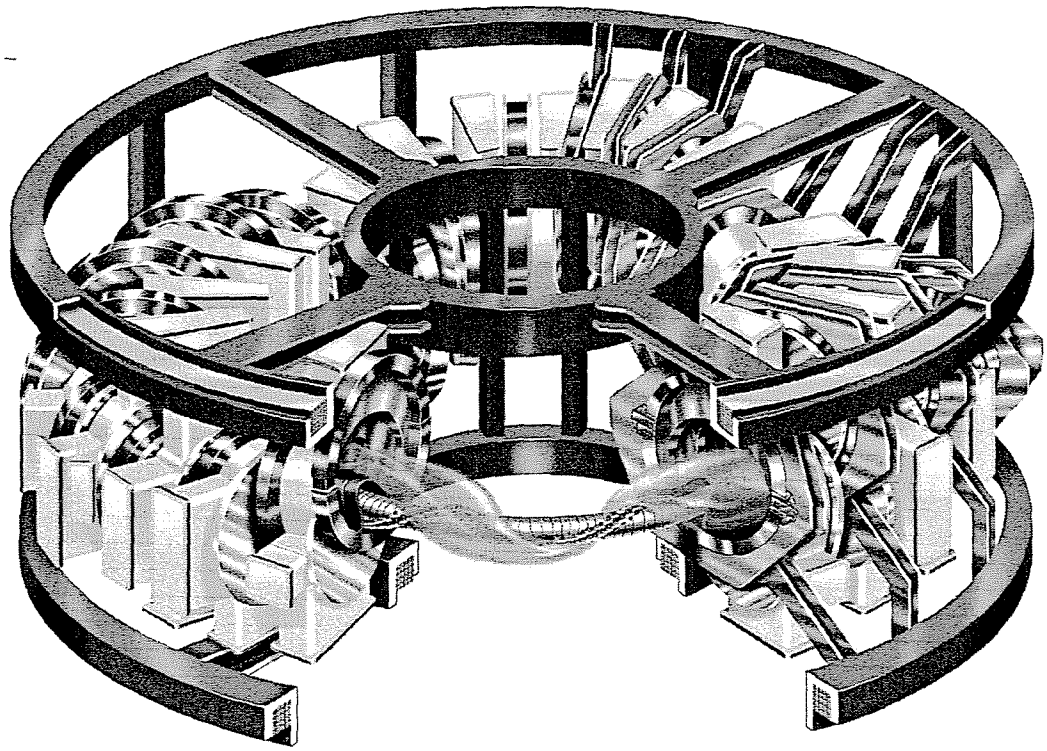

Figura 1-1. Vasija de vacío, bobinas y representación del plasma del stellarator TJ-II.

suelo de la plataforma experimental y un peso de sesenta toneladas, fabricado el conjunto en acero de baja imantación.

Los primeros plasmas del TJ-II se consiguieron a finales de 1997 [Ale99] y desde entonces el dispositivo ha estado en funcionamiento. Normalmente la operación del dispositivo se organiza en campañas experimentales que duran varios meses. Tras cada campaña se producen paradas en las cuales se mantiene y se mejora la instalación. El equipo científico y de operación del TJ-II comprende alrededor de cien personas, de las cuales unas sesenta son titulados superiores (físicos, químicos e ingenieros).

1.3.2 Componentes y características

Bobinas

El campo magnético toroidal del TJ-II es generado por 32 bobinas, con radios de 0.475 y 0.425 m, cuyos centros siguen una hélice toroidal de radio mayor 1.5 m y radio menor 0.28 m, con una helicidad $\theta = -4\Phi$, donde θ es el ángulo poloidal y Φ el toroidal. Por dentro

de estas bobinas discurre una bobina circular de radio 1.5 m, a la que está abrazada otra bobina de forma helicoidal que tiene la misma helicidad que la hélice formada por los centros de las bobinas toroidales y una excursión de 0.07 m: estas dos bobinas sirven para generar el campo magnético poloidal (figura 1-2).

Además, hay dos bobinas con radios de 2.25 m que generan el campo vertical que sirve para posicionar el eje de la configuración magnética. Asimismo, se cuenta con cuatro bobinas óhmicas con radios de 0.78 y 2.29 m, capaces de generar 0.1 V de fuerza electromotriz, para cancelar posibles corrientes toroidales espurias. Y finalmente, hay cuatro bobinas radiales de 0.74 y 2.24 m, que pueden ser usadas para compensar campos no

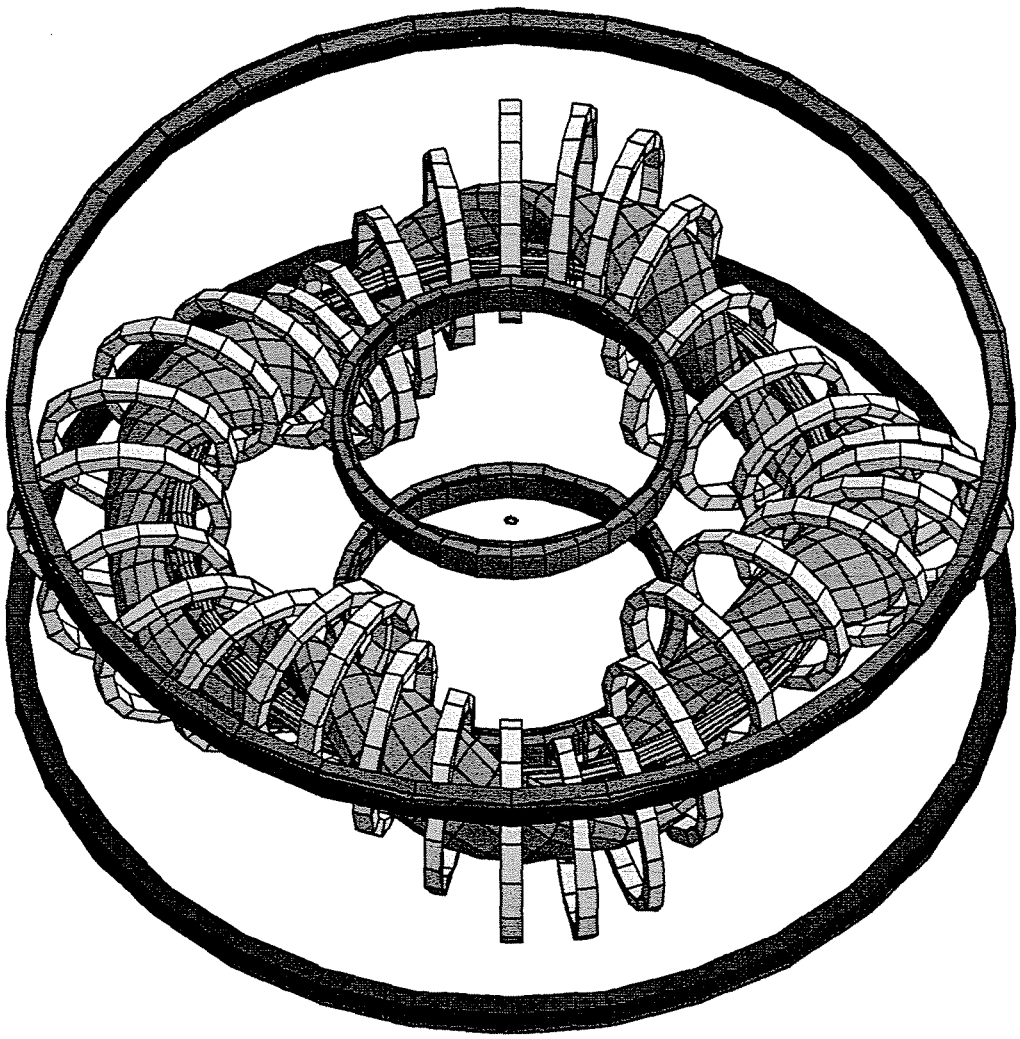

Figura 1-2. Bobinas del TJ-II: toroidales (amarillas), circular (verde), helicoidal (roja alrededor de la circular), de campo vertical (dos azules de mayor radio) y óhmicas (dos que ocupan posiciones junto a las de campo vertical y otras dos que son rojas con menor radio). Las bobinas radiales ocupan posiciones junto a las bobinas óhmicas. Además se indica la forma del plasma.

deseados.

Cada bobina posee un número variable de vueltas, cuya corriente por vuelta depende del tipo de bobina y la configuración magnética que se emplee, llegando hasta 5.2 kA en las bobinas radiales y hasta los 32.5 kA en las bobinas toroidales. El campo magnético producido puede alcanzar 1.2 teslas.

Configuraciones magnéticas

Las líneas de campo magnético forman las superficies magnéticas, que son superficies cerradas y anidadas dentro de la vasija de vacío. El movimiento de las partículas cargadas está restringido a estas superficies [Miy80], por lo que las partículas interaccionan fundamentalmente con otras que estén en la misma superficie magnética, compartiendo entonces las mismas propiedades termodinámicas, como la densidad, temperatura y presión. Con el fin de evitar la alteración de las superficies magnéticas de una configuración magnética, alrededor del TJ-II sólo se permiten utilizar materiales de baja permeabilidad magnética ($\mu_r \leq 1.01$ a menos de 3 metros del dispositivo).

La configuración magnética está determinada por el valor de las corrientes en las bobinas. Así, la nomenclatura usada en el TJ-II para denominarlas, consiste en tomar las décimas de kA-vuelta de las corrientes de la bobina circular central, la helicoidal y las de campo vertical, que se redondean y se separan por rayas de subrayado. De esta manera, la configuración que corresponde a las corrientes por vuelta en las bobinas de $I_{circular}$=10.03 kA, $I_{helicoidal}$=4.01 kA y $I_{vertical}$=6.28 kA, se denomina 100_40_63. La corriente en las bobinas

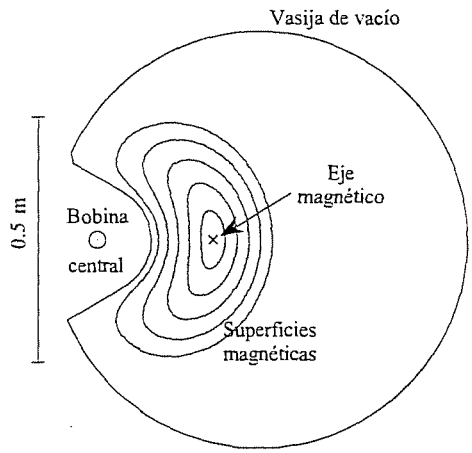

Figura 1-3. Corte poloidal de la vasija de vacío y las superficies magnéticas de la configuración 100_40_63 en el ángulo toroidal 0°.

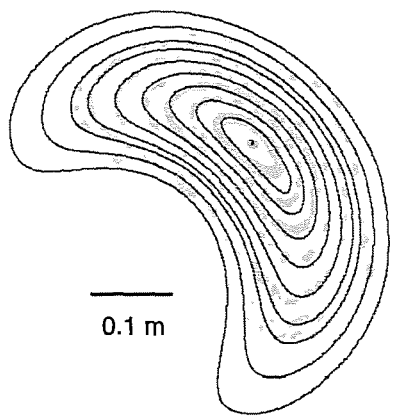

Figura 1-4. Comparación de las superficies magnéticas medidas (motas grises) con las calculadas (líneas).

toroidales es la necesaria para que el plasma absorba óptimamente las ondas electromagnéticas de radiofrecuencia empleadas para calentarlo, y queda fijada por las anteriores. En la configuración 100_40_63, la corriente en las bobinas de campo toroidal es 27.36 kA-vuelta.

En la figura 1-3 se muestra la forma de las superficies magnéticas de la configuración 100_40_63 en el corte para el ángulo 0° toroidal. La forma de las superficies varía con el ángulo toroidal, aunque se repite cada 90°, debido a la periodicidad M=4 del campo magnético.

La existencia de estas superficies cerradas y anidadas ha sido comprobada para el TJ-II [Asc98]. En la figura 1-4 se muestra el buen acuerdo entre la configuración calculada y las medidas realizadas para la misma configuración a campo bajo, es decir, guardando la misma relación de las corrientes en las bobinas pero con valores de corriente más bajos.

Vasija de vacío

La vasija de vacío del TJ-II está constituida por ocho octantes iguales, que se diseñaron para aprovechar la simetría de los campos magnéticos del TJ-II. Además, cuenta con 88 ventanas de observación para los diagnósticos del plasma (figura 1-1).

La vasija está preparada para trabajar con presiones menores que 10^{-8} mbar y su presión base en operación es menor que 10^{-7} mbar. Para acondicionar adecuadamente la vasija de vacío, se calientan sus paredes a temperaturas mayores que 150 °C, con el fin de desorber vapor de agua presente en la superficie interior de la vasija, que impide alcanzar un buen vacío. Además, se dispone de un sistema para realizar plasmas tenues de helio y argón, que sirve para eliminar impurezas presentes en las paredes de la vasija. También, con el fin de reducir el efecto de las impurezas pesadas en el plasma, otra técnica de acondicionamiento utilizada es la boronización, que consiste en recubrir las paredes interiores de la vasija de vacío con capas finísimas de boro (~50 nm) para impedir que los materiales presentes en la pared contaminen el plasma. Con estas técnicas se pueden conseguir descargas con baja concentración de impurezas y apropiado control de densidad [Tab03].

Sistemas de calentamiento

El TJ-II tiene instalados dos girotrones, cada uno de los cuales es capaz de inyectar en el plasma 300 kW a la frecuencia de 53.2 GHz durante un pulso de duración máxima de

1 segundo [Mar98]. Este tipo de calentamiento es denominado ECRH**, porque usa ondas electromagnéticas sintonizadas a uno de los armónicos del giro ciclotrónico de los electrones alrededor de las líneas de campo [Cai93], con lo que las ondas son absorbidas por los electrones del plasma. En el caso del TJ-II, las ondas de radiofrecuencia se propagan en modo extraordinario, con la frecuencia igual al segundo armónico del giro ciclotrónico de los electrones. Las ondas son inyectadas perpendicularmente a las superficies magnéticas de la configuración magnética.

Además, desde principios de 2003 está en fase de pruebas el sistema de calentamiento por inyección de neutros, que cuando esté completamente operativo, contará con una potencia nominal de 2 MW. Con este sistema se inyectan en el plasma haces de átomos de hidrógeno de alta energía (40 keV). Al interaccionar con el plasma, los átomos de los haces se ionizan y ceden su energía al plasma. Así, se pueden conseguir plasmas con densidades y energías mayores.

Sistema de alimentación eléctrica

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

Operación

La forma de operación del dispositivo del TJ-II es por medio de pulsos que duran unos dos segundos. Durante un pulso o descarga, se alimentan las corrientes de las bobinas, se introducen los gases dentro de la cámara de vacío y se enciende el girotrón, para que caliente el gas introducido. El girotrón comienza típicamente 1050 ms después del inicio del pulso y se mantiene emitiendo microondas durante un intervalo de 300 ms. Una vez que se apaga, el plasma se enfría y pierde su energía.

Debido a la existencia de fuertes campos magnéticos y radiación alrededor del TJ-II, el dispositivo se encuentra en un recinto cerrado en el que no se permite la presencia de ninguna persona. Contiguo al recinto del TJ-II está situada su sala de control, donde se

---

** ECRH, acrónimo del inglés "Electron Cyclotron Resonance Heating", calentamiento a la resonancia ciclotrónica de los electrones.

encuentran los responsables de la operación y los encargados de los diagnósticos. Así, toda la instrumentación que está en el recinto del TJ-II se opera remotamente, sin que requiera acceso *in situ* durante la descarga. Además, el acceso al recinto del TJ-II durante el tiempo entre las descargas de un día de operación está muy restringido, por lo que es conveniente que todos los controles de la instrumentación que se necesiten modificar entre descarga y descarga sean accesibles remotamente.

Plasmas

Los plasmas de hidrógeno y helio conseguidos con calentamiento por ECRH han alcanzado temperaturas y densidades electrónicas centrales de hasta 2 keV y 1.2 10^{19} m^{-3}, con una energía almacenada en el plasma de 1.5 kJ y temperatura iónica de 90-120 eV [Ale01].

1.3.3 Diagnósticos

Para conseguir un rendimiento científico óptimo del TJ-II, se dispone de un diverso conjunto de diagnósticos con el que se pueden determinar las características fundamentales del plasma producido [San98].

Espectroscopia

Se dispone de espectrómetros de baja resolución en el rango del visible para monitorizar la emisión de algunas líneas espectrales de interés de impurezas presentes de forma apreciable en el plasma, como la línea 227.1 nm del C^{4+} (C V)[††] y la línea 441.5 nm del O^{+} (O II). Asimismo, se encuentran instalados espectrómetros de alta resolución en los rangos del visible y del ultravioleta de vacío [McC99, McC03], provistos de detectores multicanales de alta sensibilidad, que se utilizan para observar y monitorizar las líneas de emisión de impurezas presentes en el plasma del TJ-II [McC01]. También se encuentra operativo un sistema espectral de alta resolución con 8 canales espaciales para analizar la anchura y desplazamiento de líneas espectrales, con el objeto de determinar la temperatura y velocidad de rotación de los iones del plasma [Bac01a].

Para monitorizar la emisión proveniente de la línea H_α hay un conjunto de fotodiodos

---

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

de silicio, con filtros con anchos de banda de 1 nm y 10 nm, colocados en diferentes posiciones toroidales del TJ-II. Su intensidad sirve para cuantificar el flujo de partículas.

Bolometría

Los bolómetros son detectores de radiación, con respuesta bien caracterizada y sensibles a todo el rango espectral relevante, que sirven para estimar las pérdidas totales del plasma por radiación. En el TJ-II se emplean matrices de fotodiodos de silicio que miden la emisión de diferentes cuerdas del plasma y que tras un proceso de inversión permiten calcular su emisión local [Och99].

Rayos X

Para detectar la radiación en el rango de los rayos X se instalaron varios detectores de silicio dopado con litio, de germanio y de ioduro de sodio, que permiten contar los fotones emitidos por el plasma con discriminación en energía. Además, se dispone de cámaras de matrices de diodos que permiten reconstrucciones tomográficas de la emisión de rayos X del plasma, es decir, obtener los valores locales de emisión de rayos X [Med99]

Esparcimiento Thomson

El análisis del esparcimiento incoherente de un haz de fotones procedente de un láser pulsado de rubí, debido a los electrones del plasma, permite determinar los perfiles de densidad y temperatura electrónica en un instante bien definido de la descarga del TJ-II. Para ello se cuenta con un espectrómetro provisto de un detector multicanal intensificado que registra el espectro de esparcimiento [Bar99, Her03].

Microondas

La evolución temporal de la densidad media a lo largo de una cuerda central se obtiene en el TJ-II con un interferómetro heterodino de 2 mm. Los perfiles locales de densidad electrónica en la zona de gradiente se miden con resolución temporal mediante un reflectómetro de microondas [Est01].

El perfil de temperatura electrónica y su evolución temporal continua se consigue con un radiómetro absolutamente calibrado de 16 canales, que mide la intensidad de emisión alrededor del segundo armónico de la emisión ciclotrónica [Lun01]. Estos canales suelen ser

denominados canales de ECE[‡‡].

Sondas y partículas

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

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

La evolución espacio-temporal del potencial del plasma se consigue con una sonda de iones de cesio, que se inyectan en el plasma con energía entre 100 y 400 keV.

Magnéticos

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

Haces atómicos

Por medio del estudio de la emisión proveniente de la interacción de haces atómicos (litio térmico y helio supersónico) con el plasma se calculan los perfiles de densidad y temperatura en el borde del mismo [Bra01].

[‡‡] ECE, acrónimo del inglés "Electron Cyclotron Emission", emisión ciclotrónica de los electrones.

Capítulo 2. Pantallas de materiales luminiscentes

En este capítulo se hace una breve introducción a los materiales luminiscentes, para los que se refieren sus propiedades, la historia de su desarrollo y sus aplicaciones. También se describe el método utilizado para fabricar las pantallas luminiscentes que se emplearán en detectores de radiación de banda ancha en el TJ-II. Finalmente, se detalla y estudia un modelo que sirve para calcular la eficiencia de una pantalla en función del espesor de la misma y que tiene en cuenta su naturaleza granular.

2.1 Materiales luminiscentes

2.1.1 Fundamentos

Un material luminiscente es aquel que convierte ciertos tipos de energía en radiación electromagnética de menor longitud de onda que la radiación debida a la temperatura del material. La radiación luminiscente emitida por el material luminiscente normalmente pertenece al rango del visible, pero también puede pertenecer otras regiones espectrales, como el infrarrojo o el ultravioleta [Bla94]. Así, el término luminiscencia refiere a todos los fenómenos no térmicos de emisión de luz que son propios del material.

Clasificación por el tipo de energía convertida

La energía que convierte el material luminiscente en radiación puede ser de varios

tipos. Así, según el tipo de esta energía, se distinguen diferentes clases de luminiscencia: fotoluminiscencia, cuando la excitación del material se consigue con radiación electromagnética cercana a la frecuencia de la luz visible (normalmente ultravioleta); radioluminiscencia, cuando el material se excita con rayos X; cátodoluminiscencia, cuando se usa un haz de electrones como fuente de excitación; electroluminiscencia, cuando se produce por una diferencia de potencial; ionoluminiscencia, cuando el material luminiscente es excitado por partículas e iones de alta energía; y quimioluminiscencia, cuando la luminiscencia es producida por una reacción química. Este informe se centrará en el estudio de la fotoluminiscencia y de la radioluminiscencia en pantallas de materiales luminiscentes para detectores.

Emisión y absorción

La luz luminiscente es emitida por los centros luminiscentes, también llamados activadores. Los centros luminiscentes emiten la luz luminiscente al retornar radiativamente a su estado fundamental desde un estado excitado. Pero la radiación incidente sobre el material puede ser absorbida por los centros luminiscentes, por la red principal y por otros componentes del material. En cualquier caso, esta energía debe ser transferida a los activadores para que se pueda producir la emisión luminiscente. Se denominan sensibilizadores a los componentes del material, que no son ni el propio activador ni forman la red principal, que son capaces de absorber la energía de la radiación incidente sobre el material y de transferir esta energía a los centros luminiscentes. Cuando la radiación es de alta energía, como en el caso de los rayos X, la absorción se produce en la red principal del material. Ejemplos en materiales luminiscentes:

- $Y_3Al_5O_{12}$:Ce: los centros luminiscentes son los iones Ce^{3+}, que están distribuidos entre la red principal de $Y_3Al_5O_{12}$.
- Y_2O_3:Eu: los centros luminiscentes son los iones Eu^{3+}, que se excitan directamente con luz de 254 nm.
- $Ca_5(PO_4)F$:Sb,Mn: la absorción de la luz ultravioleta la realiza el ion Sb^{3+} y la emisión de la luz luminiscente es producida por los iones Mn^{3+} (para el que el ion Sb^{3+} actúa como sensibilizador) y Sb^{3+}.
- $CaWO_4$: el centro luminiscente es el grupo tungsteno WO_4^{2-}, que forma parte de la red principal del material.

La transferencia de la energía a los activadores se produce porque existe alguna resonancia con el activador o por la formación de pares de electrones-huecos cuya energía puede ser absorbida por los centros luminiscentes.

Eficiencia

Se define eficiencia radiante como el cociente entre la energía emitida por el material en forma de luz luminiscente y la energía con la que se ha excitado el material. Esta definición de eficiencia es la usada a lo largo de este informe. En el caso de que la energía que excita el material sea radiación electromagnética, en ciertos estudios es común utilizar la eficiencia cuántica, que es el cociente entre el número de fotones luminiscentes emitidos por el material y el número de fotones que han excitado el material.

La eficiencia de un material luminiscente depende de la cantidad de energía que sea capaz de absorber el material, de los procesos de transferencia de la energía absorbida a los centros luminiscentes y de la eficiencia de emisión de los mismos. Además, en el material ocurren otros procesos que compiten con los mencionados y que logran disipar la energía absorbida en la red principal. Estos procesos de relajación disipativos logran que los estados excitados retornen al estado fundamental sin que se produzca transferencia de energía a los centros luminiscentes o sin emisión de fotones luminiscentes en los activadores. Los procesos no radiativos más importantes son debidos a acoplos entre estados excitados y modos vibracionales de la red, y a recombinaciones de carga de los pares de electrones-huecos [Ilm70].

Resistencia

Una exposición muy prolongada de un material luminiscente a radiaciones o haces de partículas (neutrones, protones, electrones) muy intensos provoca una reducción de su eficiencia luminiscente [Bir50, Bir51a, Bir51b]. Sin embargo, pueden encontrarse materiales que pueden resistir altos flujos de partículas, durante periodos largos, sin disminuir significativamente sus propiedades luminiscentes. Esta propiedad es necesaria en los detectores de futuros dispositivos experimentales de fusión con altos flujos de neutrones, como ITER [Aym02, Cos03], donde se prevé que en la zona donde se encuentren los sensores de los diagnósticos, incidan flujos de neutrones, con energía mayores que 0.1 MeV, de $\sim 10^{16}$ neutrones m^{-2} s^{-1}. Se ha comprobado que el flujo integrado de protones necesario para reducir a la mitad la luminiscencia de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce es, para protones de 45 MeV,

28×10^{19} protones m^{-2} [Hol94]. También se han investigado diferentes tipos de materiales luminiscentes con mayor resistencia a la radiación, como el diamante [Alk96] o cerámicas de alúmina dopadas [Joh90], que soportan flujos de hasta 10^{24} protones m^{-2}.

2.1.2 Notas históricas

Desde hace mucho tiempo, se ha observado la luz luminiscente procedente de las luciérnagas y de algunos tipos de bacterias [Lev68]. Nicolás Monardes escribió en 1565 sobre una infusión procedente de la madera del arbusto americano palo dulce, llamada "lignum nephriticum", que exhibía un inusual color azul muy intenso [Mon80]. En el siglo siguiente, esta propiedad fue estudiada por Atanasius Kircher, Francesco Grimaldi, Roberto Boyle e Isaac Newton: todos describieron que cuando la infusión era iluminada con luz blanca, parecía de color azul intenso por reflexión y amarillo por transmisión. Sin embargo ninguno identificó la luz azul como proveniente de una emisión luminiscente. No fue hasta 1852, cuando George Stokes descubrió el origen luminiscente de la luz azul: parte del espectro de la luz incidente era absorbido por la infusión y emitía a su vez una luz con longitud de onda mayor. Como la emisión de la luz luminiscente se detenía en cuanto se apagaba la luz incidente, eligió el término fluorescencia, por tener un comportamiento similar al mineral de fluoruro de calcio [Lev68, Shi99].

La luminiscencia en sólidos fue descrita por primera vez por Vicenzo Cascariolo en 1603. Cascariolo observó que al calentar una piedra, esta piedra brillaba en la oscuridad, aún después de que se hubiera enfriado. Cascariolo llamó a esta piedra "lapis solaris", piedra solar, porque parecía que absorbía la luz del día para emitirla por la noche. En 1640, Fortunio Liceti escribió una monografía sobre la piedra luminiscente descubierta con el título griego "Litheosphorus", piedra portadora de luz. Debido a que la piedra luminiscente descubierta por Cascarilo brillaba mucho tiempo después de haber recibido la excitación, denominó fosforescencia a la luminiscencia persistente.

No fue hasta 1888 cuando Eilhard Wiedemann introdujo el término lumiscencia para englobar tanto a la fluorescencia como la fosforescencia. Wiedemann definió luminiscencia como aquellos fenómenos lumínicos que no son causados únicamente por el aumento de temperatura.

2.1.3 Aplicaciones

Los materiales luminiscentes son empleados en una gran variedad de aparatos e instrumentos que aprovechan su luminiscencia con algún propósito específico:

Lámparas

Las lámparas basadas en materiales luminiscentes empezaron a usarse antes de los años 40: la radiación ultravioleta producida por descargas eléctricas en un gas de mercurio con baja presión es convertida en luz visible por una capa de material luminiscente. Estas lámparas tienen un rendimiento energético mejor que el de las lámparas incandescentes [Bla94].

Tubos de rayos catódicos

Estos dispositivos son usados en las pantallas de televisión y en monitores. Los materiales luminiscentes son excitados por haces de electrones que al impactar en el material luminiscente producen luz.

Detectores

Los materiales luminiscentes son usados en pantallas para rayos X donde se mide la intensidad de una radiación continua, como en el instrumental médico con el que se obtienen imágenes de rayos X. En estos detectores las pantallas luminiscentes convierten la radiación continua en luz visible, que puede ser observada a simple vista o medida por detectores de luz como los fotomultiplicadores.

También son usados en los detectores denominados centelleadores, donde el detector es excitado por pulsos individuales, ya sean de partículas o fotones. Estos detectores se emplean en los calorímetros utilizados en experimentos de física de alta energía o en astrofísica para contar fotones o electrones individuales.

Otras aplicaciones

También se usan materiales luminiscentes en pinturas luminiscentes persistentes, trazadores de posición, diodos y lásers semiconductores.

2.2 Descripción de los materiales luminiscentes empleados

Hay una gran diversidad de materiales luminiscentes que han sido empleados en múltiples aplicaciones [Bla94, Lev68]. Para el tipo de detectores que se querían desarrollar para medir radiación electromagnética, desde el ultravioleta a los rayos X de baja energía, en el dispositivo de confinamiento magnético de plasma TJ-II, se requería que el material luminiscente tuviera una respuesta muy rápida, con tiempos de respuesta menores que 1 μs en algunas aplicaciones, y que pudiera soportar temperaturas de hasta 150 °C sin perder sus propiedades. Este último requisito es debido a que la vasija del TJ-II se calienta hasta 150 °C con el fin de lograr un vacío adecuado para la operación del TJ-II. Tras una selección previa donde se estudiaron varios materiales luminiscentes, se determinó que el $Y_3Al_5O_{12}$:Ce era el material más adecuado [Zur97].

Con el fin de comparar los resultados que se obtuvieron con el $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con algún otro material ya estudiado, se realizaron algunas medidas con el Y_2O_3:Eu, del que existían publicaciones anteriores [Ben91,Cav96].

2.2.1 $Y_3Al_5O_{12}$:Ce

En este informe se ha estudiado fundamentalmente el material luminiscente $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, también conocido como P-46 o como YAG:Ce, "Yttrium Aluminium Garnet". El $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, fue desarrollado a finales de la década de los sesenta por Blasse y Bril [Bla67a, Bla67b, Bla70, Bri71] y ha sido utilizado en aplicaciones de cátodoluminiscencia [Tom91] y en lámparas luminiscentes tricolores [Bla94], donde produce la componente verde al absorber la línea 436 nm del mercurio [Mur99].

En el $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, el ión Ce^{3+} es incorporado en la red de $Y_3Al_5O_{12}$ sustituyendo el ión Y^{3+} en el lugar de la simetría D_2 del dodecaedro constituido por ocho iones O^{2-} en sus esquinas. El ión Ce^{3+} está en la configuración electrónica $4f^1$ con los estados $^2F_{7/2}$ y $^2F_{5/2}$ como estados fundamentales [Tom91]. El estado más profundo, $^2F_{5/2}$, está ocupado por un electrón y el $^2F_{7/2}$ está casi siempre vacío a temperatura ambiente. El estado excitado del Ce^{3+} es el $5d^1$, que se rompe en cinco niveles en el campo cristalino de la simetría D_2. El electrón excitado realiza una transición desde el estado de menor energía de $5d^1$ al estado fundamental $^2F_{7/2}$ o $^2F_{5/2}$, que emite un fotón que corresponde a una emisión amarilla-verde. En esta emisión se pueden observar dos picos separados por 0.24 eV, correspondientes a los estados

Distribución del tamaño de los granos					
% Peso	5	25	50	75	95
Tamaño	2.8 μm	4.5 μm	5.9 μm	8.1 μm	11.9 μm

Tabla 2-1. Distribución del tamaño de los granos del empleado $Y_3Al_5O_{12}$:Ce en la fabricación de las pantallas luminiscentes [Pho].

$^2F_{7/2}$ y $^2F_{5/2}$ [Suz97]. Debido a que es una transición dipolar permitida, la reducción de la luminiscencia es muy rápida, 15-70 ns [Bla94]. La energía del gap entre la banda de conducción y valencia en el $Y_3Al_5O_{12}$ es de 6.3 eV [Rob80].

El máximo del espectro de emisión luminiscente de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce ocurre entre 530 y 550 nm (2.3 eV) a temperatura ambiente. Este máximo de emisión se desplaza a longitudes de onda mayores cuando aumenta la temperatura del material [Mur99]. Utilizado como centelleador consigue un rendimiento de 14000 fotones por MeV [Bla94]. La concentración del cerio óptima varía desde 1 o 2 % molar para operación a temperatura ambiente hasta 0.5 % molar para operación a 300 °C. Para preparar este material se mezclan cantidades apropiadas de Y_2O_3, Al_2O_3 y CeO_2, para posteriormente, calentar la mezcla resultante a temperaturas entre 1400 y 1500 °C [Mur99].

El $Y_3Al_5O_{12}$:Ce usado en este trabajo fue del tipo QMK58, proporcionado por Phosphor Technology (Nazeing, Reino Unido), en forma de polvo con un tamaño de grano medio (media de la distribución en peso de las partículas del material en polvo, tabla 2-1) de 6.64 μm y una densidad de 4.15 g cm^{-3}. El $Y_3Al_5O_{12}$:Ce suministrado tiene el máximo de luminiscencia en 530 nm [Pho].

2.2.2 Y_2O_3:Eu

También se ha estudiado, aunque no tan exhaustivamente, el material Y_2O_3:Eu, también denominado como P-22R. Este material luminiscente fue utilizado en las primeras lámparas luminiscentes tricolores desarrolladas durante la década de los setenta [Nak99], donde producía la componente roja de la luz.

El espectro de la luz luminiscente de Y_2O_3:Eu es estrecho y alcanza un máximo en 610 nm (2.0 eV) a temperatura ambiente, dando un color rojo. La emisión luminiscente procede de la transición $^5D_0$–^7F del Eu^{3+}, dentro de la configuración $4f^6$ [Bla94]. La energía del gap entre la banda de conducción y valencia en el Y_2O_3 es de 5.6 eV [Rob80].

La luminiscencia del material tiene un tiempo de reducción de ~1 ms, con una

eficiencia del 8.7 % en cátodoluminiscencia [Has90]. La muestra en forma de polvos fue suministrada por Osram Sylvania (Towanda, EE.UU.), con una concentración molar de europio de 4 % y una densidad de 4.8 g cm^{-3} [Osr99].

2.3 Preparación de pantallas luminiscentes

Para preparar pantallas luminiscentes sobre soportes a partir del material luminiscente en polvo, se utilizan técnicas basadas en el rociado de plasma, catoforesis y sedimentación. En un trabajo previo realizado con la colaboración de la Unidad de Radiaciones Ionizantes del CIEMAT [Zur97], se determinó que el método de elaboración más adecuado para crear pantallas luminiscentes para ser usadas en los detectores que se querían desarrollar era la sedimentación, porque no es un método muy complicado, se puede controlar el espesor deseado para la pantalla y se producen pantallas muy uniformes.

El método de sedimentación, mostrado esquemáticamente en la figura 2-1, consta de los siguientes pasos:

- Se prepara una mezcla del material luminiscente en polvo (1.5 g) con una solución acuosa (0.01 %) de los agentes dispersores (metasilicato sódico, metahexafosfato sódico) y los agentes coaguladores (cloruro de aluminio).
- La mezcla se agita y calienta hasta 60 °C. La solución resultante se deposita en el aparato mostrado en la figura 2-1, donde está colocada la ventana de cuarzo que

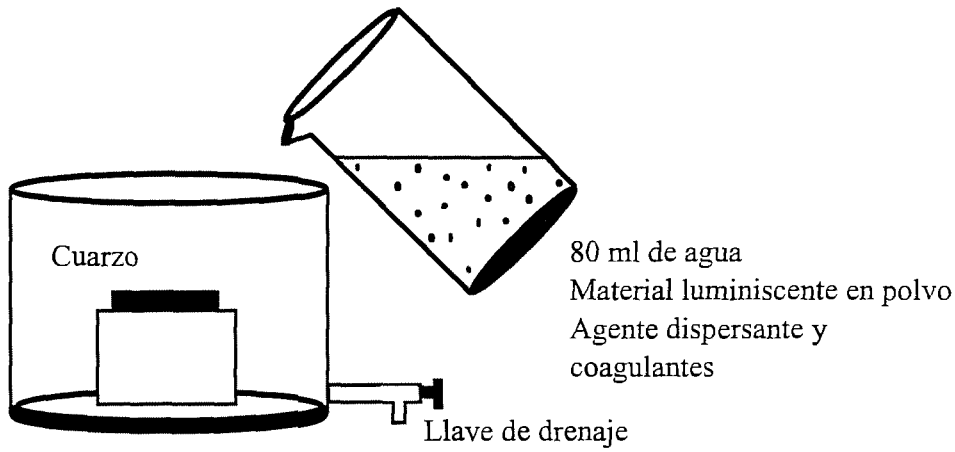

Figura 2-1. Equipo para la preparación de las pantallas luminiscentes por sedimentación

servirá como soporte de la pantalla luminiscente. El uso de una ventana de cuarzo como soporte está determinado porque en alguna de sus aplicaciones se requiere que el propio soporte actúe como ventana de cierre en dispositivos con ultraalto vacío, debiendo tolerar ocasionalmente temperaturas de 150 °C. Las ventanas de cuarzo eran del tipo spectrosil suministradas por Dynasil (West Berlin, EE.UU.) de 46 mm de diámetro. Se pudo comprobar además que los soportes de cuarzo empleados carecían de emisiones luminiscentes que pudieran interferir con la luminiscencia de la pantalla.

- Se espera hasta que la solución se enfríe, con lo que se consigue una pantalla uniforme y compacta de 30 mm de diámetro.
- Después de la sedimentación, el agua se drena muy lentamente.
- Finalmente, la pantalla se seca en un horno a 140 °C durante 10 minutos.

Una vez realizada la pantalla, se determinan sus características físicas, como el espesor de la pantalla* (dividiendo la cantidad de material depositado entre la superficie donde se deposita) y sus propiedades ópticas en el rango del visible (por medio de un espectrofotómetro, como se describirá en la sección 3.2). Por este método se han conseguido pantallas luminiscentes con espesores másicos variables desde 1 mg cm^{-2} hasta más de 200 mg cm^{-2} de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce. Sin embargo las pantallas de mayor espesor se adherían débilmente a la ventana de cuarzo usada como soporte, y la muestra conseguida con mayor espesor y suficiente adherencia fue de 78 mg cm^{-2}. Para espesores menores que 1 mg cm^{-2}, no se consiguió alcanzar una buena uniformidad de pantalla, apreciándose a simple vista huecos en el área de deposición. Las pantallas que por su baja adherencia se desprendían fácilmente del soporte, se podían fijar con pegamento de vacío.

En las figuras 2-2 y 2-3, se muestran las pantallas realizadas con $Y_3Al_5O_{12}$:Ce y de espesores 1.31 y 8.64 mg cm^{-2}, observadas con la lente de 50 aumentos de un microscopio óptico Nikon Eclipse ME600 (Kawasaki, Japón) perteneciente al Grupo de Materiales para Fusión del CIEMAT. Se aprecia que la pantalla de 8.64 mg cm^{-2} es mucho más uniforme que la de 1.31 mg cm^{-2}.

En las figuras 2-4 y 2-5 se muestra la pantalla de 8.64 mg cm^{-2} vista en un

---

* En este informe, se utilizará el término espesor, de pantallas, para referirse a espesor másico, que corresponde al espesor lineal de la pantalla (en unidades de longitud) multiplicado por la densidad de la pantalla.

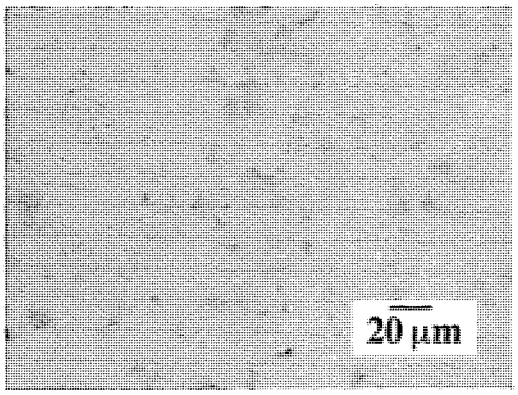

Figura 2-2. Ampliación con un microscopio óptico de 50 aumentos de una pantalla de 1.31 mg cm^{-2} de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce.

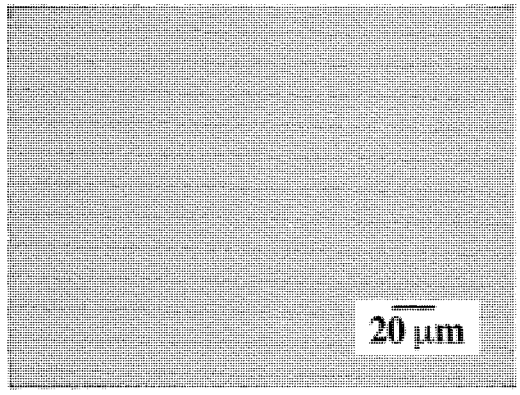

Figura 2-3. Ampliación con un microscopio óptico de 50 aumentos de una pantalla de 8.64 mg cm^{-2} de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce.

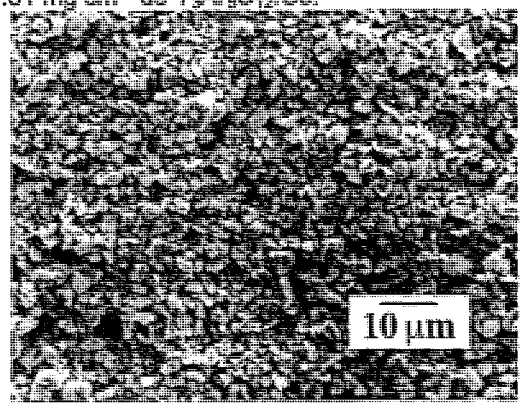

Figura 2-4. Ampliación con un microscopio de barrido electrónico de 1000 aumentos de una pantalla de 8.64 mg cm^{-2} de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce.

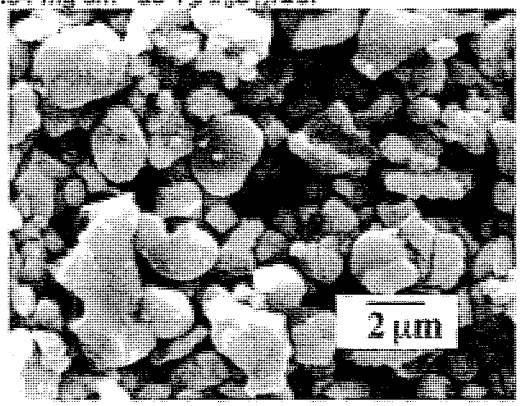

Figura 2-5. Ampliación con un microscopio de barrido electrónico de 5000 aumentos de una pantalla de 8.64 mg cm^{-2} de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce.

microscopio electrónico, Zeiss DSM 960 (Oberkochen, Alemania), perteneciente a la Unidad de Caracterización Hidrogeoquímica de Emplazamientos del CIEMAT, con 1000 y 5000 aumentos. En estas imágenes se puede apreciar la naturaleza granular de las pantallas, así como la diversidad de los tamaños de granos que la componen, y aparentemente, el tamaño de los granos parece menor que el nominal, 6.64 μm, calculado a partir de los datos proporcionados por el fabricante.

2.4 Modelado de la eficiencia de una pantalla luminiscente

El modelo utilizado para calcular la eficiencia de pantallas luminiscentes está basado en los trabajos de Hamaker [Ham47], donde a partir de los trabajos de Kubelka y Munk

[Kub31] sobre la transmisión de la luz en medios difusores desarrolló un modelo para la eficiencia de pantallas luminiscentes que tiene en cuenta los fenómenos de absorción y difusión de la luz luminiscente dentro de la pantalla. Este modelo fue usado por Klasens [Kla47], Ludwig [Lud71] y Giakoumakis [Gia85] para caracterizar pantallas luminiscentes.

Estos trabajos se centran en pantallas que se usan para detectar rayos X, con espesores másicos mayores que 50 mg cm^{-2}, como las empleadas en aplicaciones médicas. No obstante, cuando se desea detectar radiación VUV[†] o rayos X de baja energía, estas pantallas no son adecuadas para determinadas aplicaciones, ya que la propia pantalla absorbe gran parte de la luz luminiscente que crea, por lo que se requieren pantallas más finas. Para modelar la eficiencia de estas pantallas finas, que se preparan por sedimentación de polvos, hay que tener en cuenta su naturaleza granular. El modelo que se presenta, se desarrolló a partir del modelo para pantallas compuestas por granos de Giakoumakis [Gia91].

Además de con el modelo de Hamaker, también se han caracterizado las pantallas luminiscentes con otros modelos más sencillos, como los usados por Bruner [Bru68] y Chappel y Murray [Cha84], donde no se considera la difusión de la luz luminiscente dentro de la pantalla, tratándose por tanto, de modelos más incompletos.

2.4.1 Modelo de luminiscencia para VUV y rayos X

Modelo para pantallas uniformes

La radiación electromagnética (desde los rayos X al ultravioleta) que incide en la pantalla luminiscente (ver la representación esquemática en la figura 2-6) se atenúa de acuerdo con [Hen93, Hub96]:

$$\Phi(w) = \Phi_0 e^{-\mu w} \qquad (2\text{-}1)$$

donde $\Phi(w)$ es la potencia de radiación que pasa por una pantalla de espesor másico w (unidades en longitud × densidad), Φ_0 es la potencia de la radiación incidente y μ es el coeficiente de absorción másico del material de la pantalla. Así, en una capa luminiscente de espesor másico infinitesimal Δw, la radiación absorbida por ella será [Ham47]:

[†] VUV, acrónimo del inglés "Vacuum UltraViolet", ultravioleta de vacío, que se refiere a las radiaciones electromagnéticas del rango del ultravioleta que no se transmiten por el aire, entre 10 y 200 nm (6-120 eV).

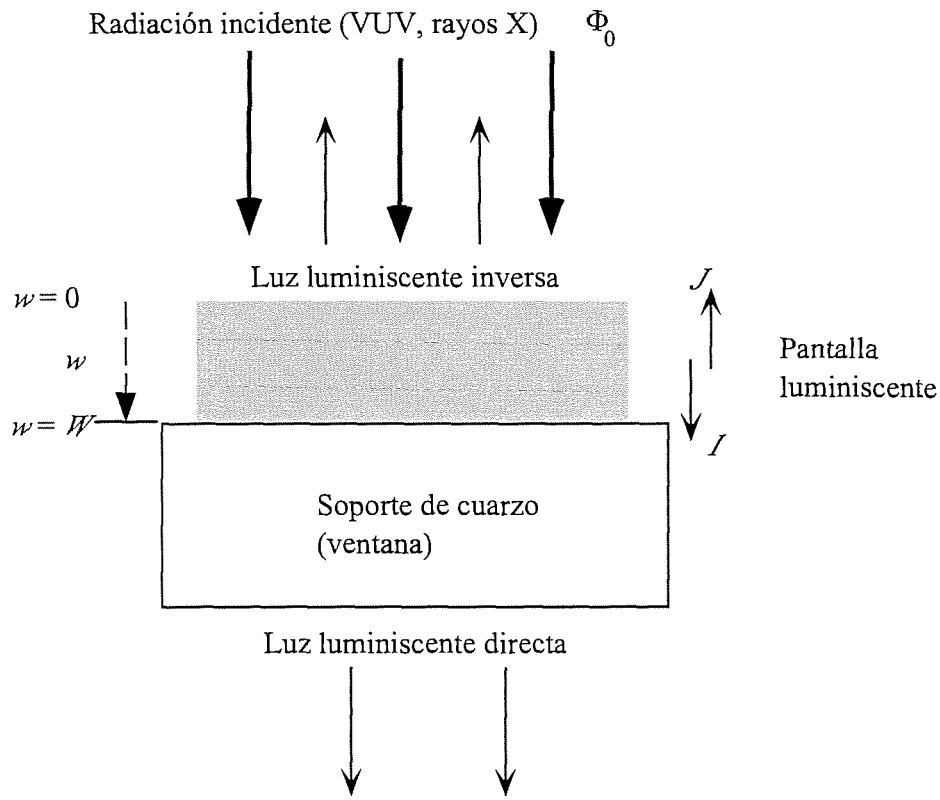

Figura 2-6. Esquema de la emisión de luz luminiscente por una pantalla.

$$\Delta\Phi = \mu\Phi_0 e^{-\mu w}\Delta w \tag{2-2}$$

y la potencia de luz luminiscente producida en esta capa infinitesimal será:

$$\Delta\phi_c = \eta_c\Delta\Phi = \eta_c\mu\Phi_0 e^{-\mu w}\Delta w \tag{2-3}$$

donde η_c es la eficiencia intrínseca de conversión del material luminiscente de la radiación absorbida en luz luminiscente, que es una característica propia del material.

Para calcular la eficiencia radiante de la pantalla, se introducen las ecuaciones desarrolladas por Hamaker a partir del modelo de Kubelka-Munk de difusión y absorción de la luz luminiscente dentro de la pantalla:

$$\frac{\Delta I(w)}{\Delta w} = -(a+s)I(w) + sJ(w) + \tfrac{1}{2}(\eta_c\mu\Phi_0 e^{-\mu w}) \tag{2-4}$$

y

$$\frac{\Delta J(w)}{\Delta w} = (a+s)J(w) - sI(w) - \tfrac{1}{2}(\eta_c\mu\Phi_0 e^{-\mu w}) \tag{2-5}$$

los términos a y s representan la absorción y la difusión para la luz luminiscente producida por la pantalla. I y J son las intensidades de la luz luminiscente en el mismo sentido que la radiación incidente (modo directo, I) y en el opuesto (modo inverso, J). En el modelo se

supone que la mitad de la luz luminiscente creada en cada capa se propaga en un sentido y la otra mitad en el opuesto.

Entonces se resuelven las ecuaciones diferenciales lineales (2-4) y (2-5), con las condiciones de contorno siguientes:

$$\text{En } w = 0, I(0) = 0 \tag{2-6}$$

$$\text{En } w = W, J(W) = r\, I(W) \tag{2-7}$$

donde W es el espesor másico de la pantalla y r es el coeficiente de reflexión del soporte de cuarzo para la luz luminiscente.

La eficiencia radiante de las pantallas luminiscentes uniformes en el modo directo es:

$$\eta_{t,u} = \frac{t\ I(W)}{\Phi_0} = \frac{t\eta_c\mu(1+\rho)\left[2(\sigma+\mu\beta)-(\mu+\sigma)(1+\beta)e^{-(\mu-\sigma)W}+(\mu-\sigma)(1-\beta)e^{-(\mu+\sigma)W}\right]}{2(\mu^2-\sigma^2)\left[(1+\beta)(\rho+\beta)e^{\sigma W}-(1-\beta)(\rho-\beta)e^{-\sigma W}\right]} \tag{2-8}$$

y en el modo inverso:

$$\eta_{r,u} = \frac{J(0)}{\Phi_0} = \frac{\eta_c\mu\left[2(\sigma\rho-\mu\beta)e^{-\mu W}-(\mu+\sigma)(\rho-\beta)e^{-\sigma W}+(\mu-\sigma)(\rho+\beta)e^{\sigma W}\right]}{(\mu^2-\sigma^2)\left[(1+\beta)(\rho+\beta)e^{\sigma W}-(1-\beta)(\rho-\beta)e^{-\sigma W}\right]} \tag{2-9}$$

donde $\rho = (1-r) / (1+r)$, t es el coeficiente de transmisión del soporte de cuarzo para la luz luminiscente de la pantalla, y σ y β vienen dadas por las expresiones $\sigma = [a(a+2s)]^{1/2}$, y $\beta = \sigma / (a+2s)$. Hay que darse cuenta de que si se toma $s = 0$, o lo que es lo mismo $\beta = 1$, entonces no se tiene en cuenta la difusión de la luz y se llega al modelo usado por Bruner [Bru68] y Chappel y Murray [Cha84].

Modelo para pantallas compuestas de granos

Las fórmulas obtenidas se pueden usar para pantallas luminiscentes que se consideren suficientemente uniformes. Sin embargo, en pantallas luminiscentes muy delgadas realizadas por sedimentación, es necesario tener en cuenta la naturaleza granular de las mismas. En el modelo para pantallas granulares, que ahora se describe, se considera que la pantalla está compuesta por granos de material luminiscente de forma cúbica y todos del mismo tamaño. Asimismo, se supone que en el proceso de sedimentación, los granos se distribuyen aleatoriamente sobre la superficie de deposición [Gia91] y que se forman pilas de granos de diferentes alturas (figura 2-7). La eficiencia de la pantalla se calcula como el promedio de las eficiencias de las pilas con diferentes alturas pesadas por la proporción de superficie de pantalla que ocupan, al considerar que la luz luminiscente creada en una pila sólo se propaga por ella:

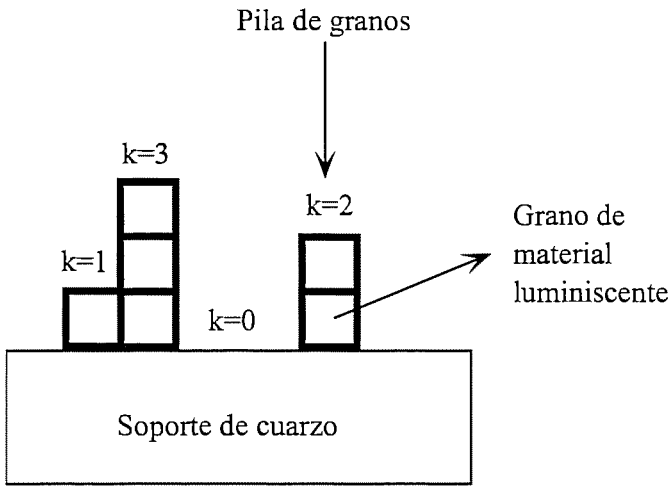

Figura 2-7. Esquema que muestra el apilamiento de granos supuesto en el modelo granular

$$\eta_{t,g} = \sum_{k=1}^{N} \eta_{t,u}(W = kw_l)\left[\frac{N!}{k!(N-k)!}\right]\alpha^k(1-\alpha)^{N-k} \tag{2-10}$$

$$\eta_{r,g} = \sum_{k=1}^{N} \eta_{r,u}(W = kw_l)\left[\frac{N!}{k!(N-k)!}\right]\alpha^k(1-\alpha)^{N-k} \tag{2-11}$$

donde $\eta_{t,g}$ y $\eta_{r,g}$ son las eficiencias radiantes de una pantalla compuesta por N granos en modo directo e inverso; $\eta_{t,u}(W = kw_l)$ y $\eta_{r,u}(W = kw_l)$ son las eficiencias calculadas con las ec. (2-8) y (2-9) para una pantalla con el espesor másico kw_l (k es el número de granos de la pila, $w_l = l_g d_p$, siendo l_g el tamaño de grano medio y d_p es la densidad del material luminiscente); y α es la proporción del área efectiva de un grano al área total de sedimentación. El número total de granos de material luminiscente se estima por $N = W w_l^{-1} \alpha^{-1}$, donde W es el espesor másico de la pantalla.

En las ec. (2-10) y (2-11), la eficiencia de las pantallas depende sólo de w_l cuando $\alpha << 1$, que es lo que normalmente ocurre. Así, las eficiencias de las ec. (2-10) y (2-11) pueden ser calculadas, usando la aproximación para la distribución binomial, con:

$$\eta_{t,g} \underset{\alpha<<1}{\approx} \sum_{k=1}^{N} \eta_{t,u}(W = kw_l)\frac{e^{-W/w_l}}{k!}\left(\frac{W}{w_l}\right)^k \tag{2-12}$$

$$\eta_{r,g} \underset{\alpha<<1}{\approx} \sum_{k=1}^{N} \eta_{r,u}(W = kw_l)\frac{e^{-W/w_l}}{k!}\left(\frac{W}{w_l}\right)^k \tag{2-13}$$

Hay que tener en cuenta que el término l_g, que se utiliza para calcular w_l, es un valor promediado de los tamaños de grano del material luminiscente.

2.4.2 Modelo de transmisión de la luz

Para determinar los parámetros σ y β del modelo que intervienen en las ec. (2-8) y (2-9), se pueden usar medidas realizadas con luz visible, separando así los efectos de la luminiscencia del material de las propiedades ópticas del mismo material para el rango espectral en el que emite la luz luminiscente.

En este modelo, se considera que luz visible, de la misma longitud de onda que la luz luminiscente producida por la pantalla luminiscente, incide en la pantalla. Como no hay luz capaz de excitar la pantalla para producir luminiscencia, el término Φ_0 de las ec. (2-4) y (2-5) es nulo, pero las condiciones de contorno son:

$$\text{En } w = 0,\ I(0) \text{ es la luz incidente} \tag{2-14}$$

$$En\ w = W,\ J(W) = r\, I(W) \tag{2-15}$$

Se resuelven entonces las ecuaciones diferenciales, y se obtiene la fracción de luz visible que se transmite a través de la pantalla luminiscente y el soporte de cuarzo:

$$T_u = \frac{t\, I(W)}{I(0)} = \frac{2t\beta(1+\rho)}{(1+\beta)(\rho+\beta)e^{\sigma W} - (1-\beta)(\rho-\beta)e^{-\sigma W}} \tag{2-16}$$

Pero la ecuación anterior sólo es válida si se considera una pantalla uniforme. Teniendo en cuenta la naturaleza granular de la pantalla (que es importante para pantallas muy finas), la eficiencia uniforme de la ec. (2-12) es sustituida por la transmisión dada en la ec. (2-16), obteniéndose que la luz transmitida es para una pantalla luminiscente:

$$T_g = \frac{t\, I(W)}{I(0)} = \sum_{k=1}^{N} \frac{2t\beta(1+\rho)}{(1+\beta)(\rho+\beta)e^{\sigma k w_l} - (1-\beta)(\rho-\beta)e^{-\sigma k w_l}} \frac{e^{-W/w_l}}{k!} \left(\frac{W}{w_l}\right)^k \tag{2-17}$$

El índice del sumatorio de la ec. (2-17), k, empieza en 1 y no en 0, ya que de esta forma no se considera la luz que pasa a través de los huecos del área de deposición, porque está muy localizada en la dirección de incidencia y tiene una distribución diferente de la luz que pasa a través del material luminiscente. La proporción de luz que atraviesa el soporte por la parte no cubierta con granos luminiscente es $t\,(1\text{-}\alpha)^N$, que es despreciable para espesores másicos que sean mayores que $4w_l$.

2.4.3 Estudio de los parámetros del modelo de luminiscencia

Para realizar un estudio de los parámetros del modelo, se eligieron como base los coeficientes para pantallas luminiscentes uniformes de ZnO medidos por Ludwig con rayos X

[Lud71], $\eta_c = 0.121$, $\beta = 0.052$ y $\sigma = 16$ cm^2/g. En una medida sobre una ventana de cuarzo, se estimaron los coeficientes de transmisión y reflexión, $t = 0.94$ y $r = 0.89$. Los datos de los coeficientes de absorción (μ) se obtuvieron de [Hen93].

En la figura 2-8 se muestran las simulaciones realizadas con el modelo para pantallas uniformes cuando se varía la energía de los fotones en las ec. (2-8) y (2-9), lo que provoca la variación del coeficiente másico de absorción μ. Para radiaciones en el rango del ultravioleta de vacío, el coeficiente de absorción es muy alto [Hen93], por lo que la radiación incidente sobre la pantalla luminiscente es atenuada rápidamente en un espesor pequeño de la pantalla, de acuerdo con la ec. (2-1). Entonces, como toda la luz luminiscente se produce en una capa muy fina, al incrementarse el espesor de la pantalla, la luz luminiscente en el modo directo tiene que atravesar un espesor mayor, por lo que es más fácil que sea difundida o absorbida por el material luminiscente. En el modo inverso, al aumentar el espesor, esas capas extras aumentan la probabilidad de que parte de la luz que ha sido creada en el sentido del modo directo, sea difundida e incremente la cantidad de luz que viaja en sentido inverso. Para radiaciones incidentes con fotones de mayor energía, al reducirse el coeficiente másico de

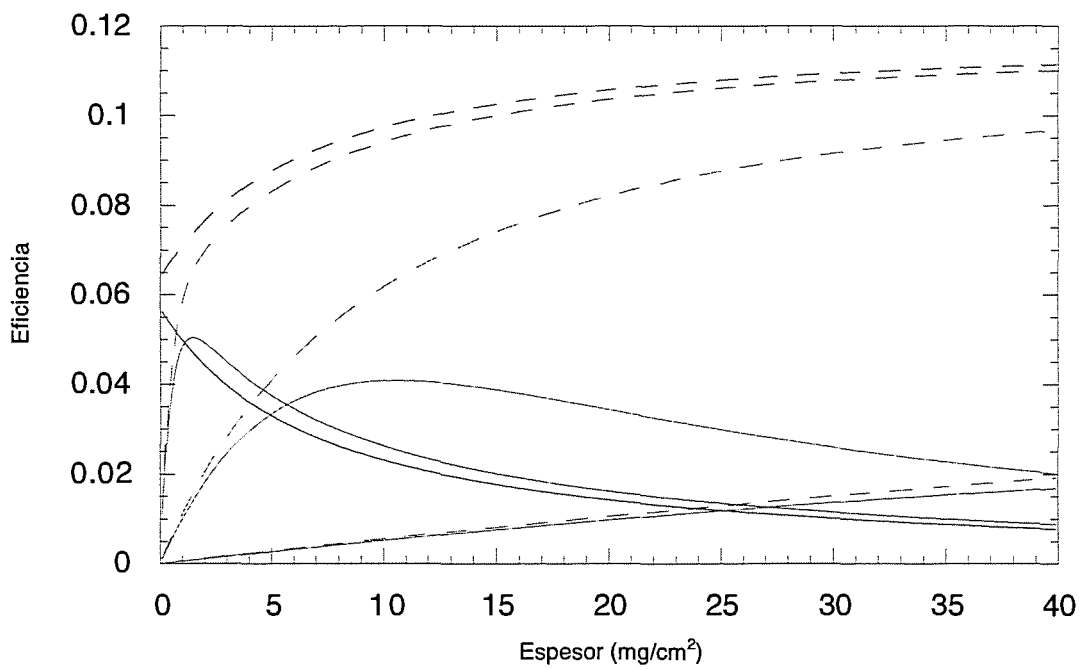

Figura 2-8. Diferentes curvas que muestran la eficiencia de una pantalla luminiscente para diferentes energías de los fotones incidentes según el modelo uniforme. Las líneas negras corresponden a fotones de 100 eV, las azules a 1 keV, las rojas a 10 keV y las verdes a 30 keV. Las líneas discontinuas son para el modo inverso y las continuas para el modo directo.

absorción μ, la radiación es absorbida por capas más extensas de la pantalla luminiscente, e incluso puede que no se llegue a absorber completamente la radiación. En ese rango de radiación, la eficiencia del modo directo alcanza un máximo en espesores donde hay un compromiso entre el incremento de producción de luz luminiscente debido a que se absorbe más radiación incidente y las pérdidas de luz luminiscente debido a la absorción y la difusión de la luz luminiscente producida.

Se puede deducir cualitativamente del modelo que la eficiencia de una pantalla en modo inverso es mayor que en modo directo, porque se produce más luz luminiscente por la parte de la pantalla donde incide la radiación, según la ec. (2-3). Otro resultado que se puede extraer del modelo es que, si se considera un soporte que no refleje la luz, la eficiencia de la pantalla en modo inverso aumenta con el espesor de la pantalla. Esto es así porque si se considera una pantalla luminiscente y se le añade una capa suplementaria por el lado del soporte (figura 2-6), esta capa suplementaria no influye ni en la absorción de la radiación incidente en la pantalla inicial ni resta luz luminiscente en modo inverso. Considerando la influencia de un soporte que refleje la luz, esta regla no es válida para pantallas con muy baja absorción y difusión de la luz luminiscente, para las que la luz luminiscente reflejada en el

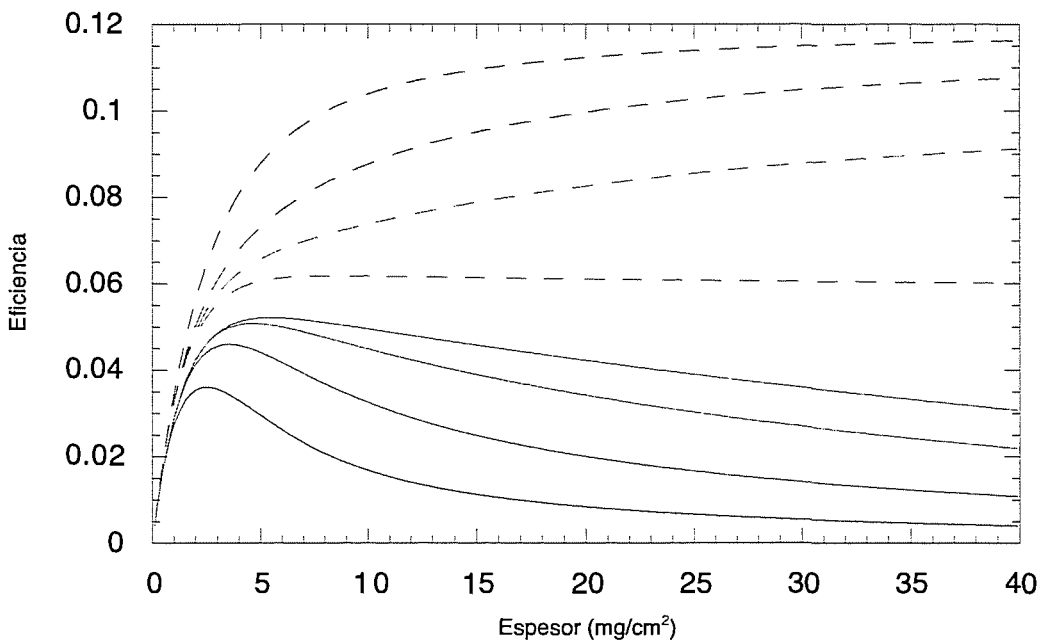

Figura 2-9. Diferentes curvas que muestran la eficiencia de una pantalla luminiscente para diferentes valores del coeficiente β según el modelo uniforme. Las líneas negras corresponden a $\beta = 0$, las azules a $\beta = 0.05$, las rojas a $\beta = 0.2$ y las verdes a $\beta = 1$. Las líneas discontinuas son para el modo inverso y las continuas para el modo directo.

soporte contribuye apreciablemente al modo inverso, siendo esta contribución la que disminuye con el aumento del espesor de la pantalla.

En la figura 2-9 se muestra cómo varían las curvas de eficiencias con β, para una radiación incidente de 3 keV. Como $\beta = \sigma / (a+2s)$ y $\sigma = [a(a+2s)]^{1/2}$, β sólo puede tener valores entre 0 y 1. Para $\beta \rightarrow 0$, es el caso en el que $s>>a$, con lo que en el material hay mucha difusión de la luz. Para $\beta = 1$, no hay difusión. Así, se comprueba que según disminuye β a σ constante, es decir, aumenta la difusión y disminuye la absorción, la eficiencia en modo inverso aumenta mientras que en modo directo disminuye. Este efecto es debido a que se produce más luz luminiscente por la parte de la pantalla donde incide la radiación. Por esa parte, la luz en modo inverso escapa fácilmente de la pantalla, al tener poco espesor que atravesar (figura 2-6), por lo que al aumentar la difusión, se facilita que la luz cambie de modo directo a inverso, y una vez en ese modo, que deje la pantalla. En la otra parte de la pantalla ocurre el al revés, pero como se crea menos luz, no compensa.

En la figura 2-10 se muestran las curvas de eficiencia de las pantallas que se obtienen al variar σ con radiación de 3 keV. El valor de $\sigma = 0$ cm^2/g corresponde al caso en el que no

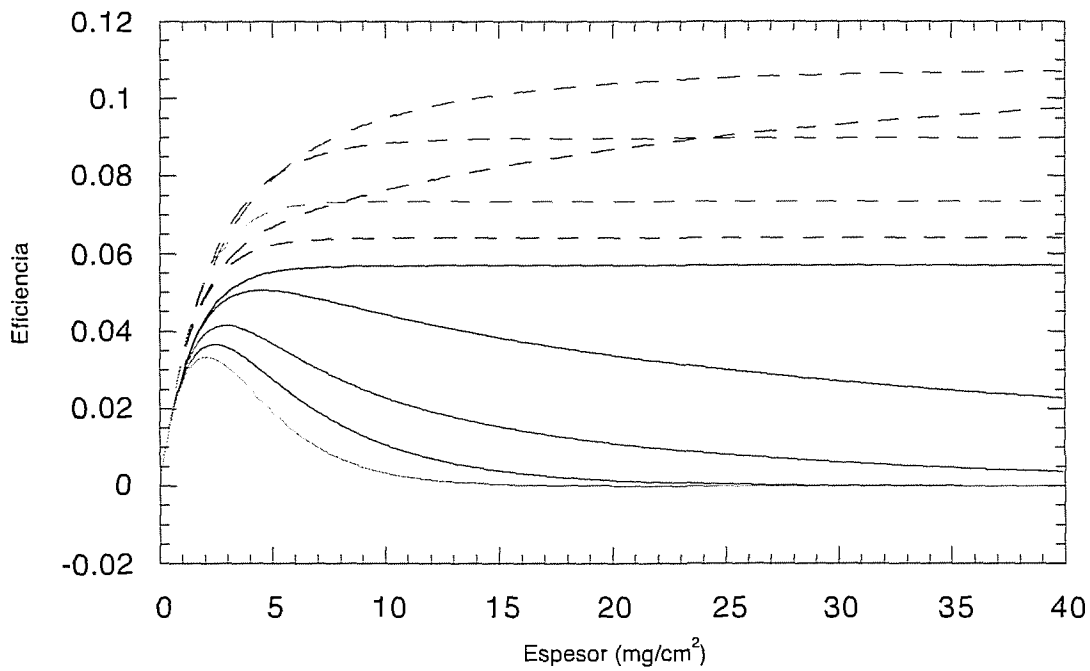

Figura 2-10. Diferentes curvas con la eficiencia de una pantalla luminiscente para diferentes valores del coeficiente σ según el modelo uniforme. Las líneas negras corresponden a $\sigma = 0$ cm^2/g, las azules a $\sigma = 5$ cm^2/g, las rojas a $\sigma = 50$ cm^2/g, las verdes a $\sigma = 200$ cm^2/g y las naranjas a $\sigma = 400$ cm^2/g. Las líneas discontinuas indican modo inverso y las continuas, modo directo.

hay ni absorción ni difusión de la luz luminiscente. En este caso, la eficiencia en el modo directo debería ser la misma que en el modo inverso, al no haber sentido preferente en la creación de la luz luminiscente. No obstante, debido a la transmisión y reflexión de la luz luminiscente en el soporte, las eficiencias son diferentes. Al aumentar σ con β constante, se observa un aumento tanto de la absorción como de la difusión de la luz luminiscente. Como ambos procesos repercuten negativamente en la eficiencia del modo directo, esta disminuye. Sin embargo, para el modo inverso el aumento de la difusión puede ser favorable, ya que la pérdida de luz por la difusión puede ser compensada por la luz en modo directo que cambia de sentido de propagación. Pero si el aumento de σ es muy grande, se produce una reducción de la luminiscencia en modo inverso por la fortísima absorción del medio.

La última comparación que se mostrará es la que se refiere al tamaño del grano en el modelo para pantallas granulares, así como su cotejo con el modelo para pantallas uniformes. En la figura 2-11 se muestran las eficiencias calculadas para pantallas según el modelo uniforme y según el modelo granular con distintos tamaños de grano. Estas simulaciones están realizadas para una radiación incidente de 50 eV, que es absorbida en un espesor muy

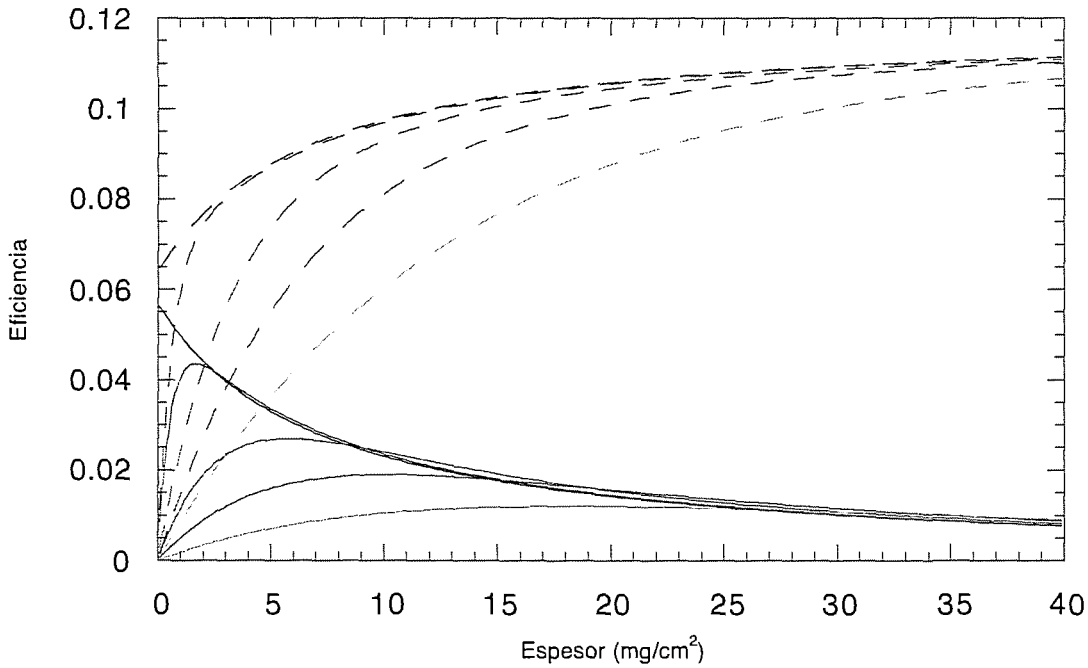

Figura 2-11. Diferentes curvas que muestran la eficiencia de una pantalla luminiscente según el modelo uniforme y según el modelo granular para diferentes tamaños de grano. Las líneas negras corresponden al modelo uniforme, las azules corresponden al modelo granular con un tamaño de grano de 1 μm, las rojas con 5 μm, las verdes con 10 μm y las naranjas con 20 μm. Las líneas discontinuas son para el modo inverso y las continuas para el modo directo.

pequeño de pantalla. Se observa que para pantallas suficientemente gruesas, la eficiencia tiende a ser la misma. No obstante, para pantallas delgadas donde hay pocas capas de granos, el comportamiento cambia de un modelo a otro. En el modelo uniforme, la eficiencia del modo directo aumenta cuando disminuye el espesor de las pantallas, porque también decrece el espesor que debe atravesar la luz luminiscente. Sin embargo, en el modelo granular, aunque disminuya el espesor de la pantalla, el espesor mínimo que debe atravesar la radiación incidente es el espesor de una capa de granos. Además, según el modelo granular, la pantalla puede no cubrir todo el área de deposición del soporte, dejando huecos por donde puede pasar la radiación incidente sin ser absorbida por el material luminiscente. Por consiguiente, la eficiencia disminuye para espesores menores, y la eficiencia del modelo granular es menor que la predicha por el uniforme.

2.4.4 Extensiones del modelo de luminiscencia

Con el modelo expuesto anteriormente se quiere calcular la eficiencia de las pantallas luminiscentes a partir de la cuantificación de una serie de parámetros. Sin embargo, en el modelo no se tiene en cuenta la reducción de luminiscencia que se produce en la superficie de los granos de material luminiscente [Ben91, Cha84], y que provoca la reducción de la eficiencia cuando el tamaño del grano es menor [Kub73]. Este fenómeno es incrementado por la presencia de contaminantes (como carbono) que se depositan en la superficie de los granos y que absorben parte de la radiación incidente.

Estos fenómenos se podrían tener en consideración añadiendo al modelo una capa inerte [Cha84], que supone que en la superficie exterior del grano hay una capa que absorbe radiación pero que no emite luz luminiscente o también por medio de modelos que engloben la recombinación superficial [Ben91], donde a partir de la estimación de parámetros del material luminiscente, como la velocidad de recombinación superficial o la longitud de difusión de los electrones, se calcula la reducción de la eficiencia.

Sin embargo, estos efectos no han sido incluidos en el modelo que se desarrolló, ya que fundamentalmente sólo se ha estudiado un tipo de material luminiscente de un tamaño de grano fijo con la idea de poder diseñar pantallas adecuadas para medidas en dispositivos de fusión. En los modelos desarrollados, estos efectos producen una disminución en la eficiencia intrínseca del material.

Capítulo 3. Experimentos realizados con pantallas luminiscentes

En este capítulo se describirán los experimentos que se realizaron con pantallas de materiales luminiscentes con el propósito de caracterizar su eficiencia según el modelo descrito en el capítulo anterior. Las medidas se efectuaron en diferentes instalaciones que suministraban radiación dentro del espectro entre el ultravioleta y los rayos X.

3.1 Introducción

Para determinar los parámetros del modelo de eficiencia para pantallas granulares de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce que dependen del material luminiscente (η_c, σ y β) y del soporte empleado (ρ y t), se precisa caracterizar la luminiscencia de pantallas con diferentes espesores ante radiación con fotones de energías pertenecientes al rango entre el ultravioleta y los rayos X. El rango espectral de las medidas es el mismo que el de la radiación, proveniente del plasma del dispositivo TJ-II, donde se quiere que sean sensibles los detectores que se desarrollen. Además, se obtuvieron medidas experimentales de pantallas luminiscentes de Y_2O_3:Eu, para las que hay datos publicados de sus eficiencias luminiscentes.

Debido a que el rango espectral donde se quiere caracterizar la eficiencia de las pantallas luminiscentes es muy amplio, fue necesario utilizar distintas fuentes de radiación. En las regiones del espectro donde la radiación es absorbida por el aire, el sistema experimental debía trabajar en alto vacío. Además, la medición de la eficiencia luminiscente

de pantallas no era una tarea estándar en algunos de los dispositivos que se utilizaron, por lo que en algunos casos hubo que adaptar el sistema experimental.

Las medidas que se presentan en este capítulo fueron tomadas en diferentes lugares. En las instalaciones del Grupo de Materiales para Fusión del CIEMAT (Madrid) se utilizó un espectrofotómetro para medir la transmisión de la luz en las pantallas luminiscentes y un tubo de rayos X para caracterizar la eficiencia de las pantallas con rayos X. En las instalaciones del Departamento de Electrónica e Informática de la Universidad de Padua (Padua, Italia) se efectuaron medidas de la luminiscencia de las pantallas ante radiación con fotones de energía entre 10.23 eV y 26.9 eV, usando como fuente de radiación una lámpara de cátodo hueco. Finalmente, se utilizó la línea experimental SU8 del sincrotrón SUPER-ACO del laboratorio LURE (Orsay, Francia) para realizar las medidas de la eficiencia de la luminiscencia de las pantallas ante fotones con energías entre 13.8 y 621.1 eV.

3.2 Caracterización de las propiedades ópticas de pantallas luminiscentes

3.2.1 Introducción

En el modelo para pantallas luminiscentes granulares descrito en el apartado 2.4.1, los parámetros σ y β están determinados por las propiedades ópticas del material luminiscente para luz de la misma longitud de onda que la producida por el material. Además, los parámetros ρ y t dependen de las propiedades ópticas del soporte. Con el fin de determinar estos parámetros, se midió la transmisión de la luz, en el rango del visible, de pantallas luminiscentes con diferentes espesores y de un soporte de cuarzo desnudo. Estas medidas se llevaron a cabo empleando un espectrofotómetro perteneciente al Grupo de Materiales para Fusión del CIEMAT (Madrid).

3.2.2 Configuración experimental

El espectrofotómetro con el que se realizaron las medidas es del modelo Cary 5E de Varian (Palo Alto, EE.UU.), que permite obtener la transmisión de un haz de luz con longitudes de onda entre 400 y 800 nm a través de una muestra.

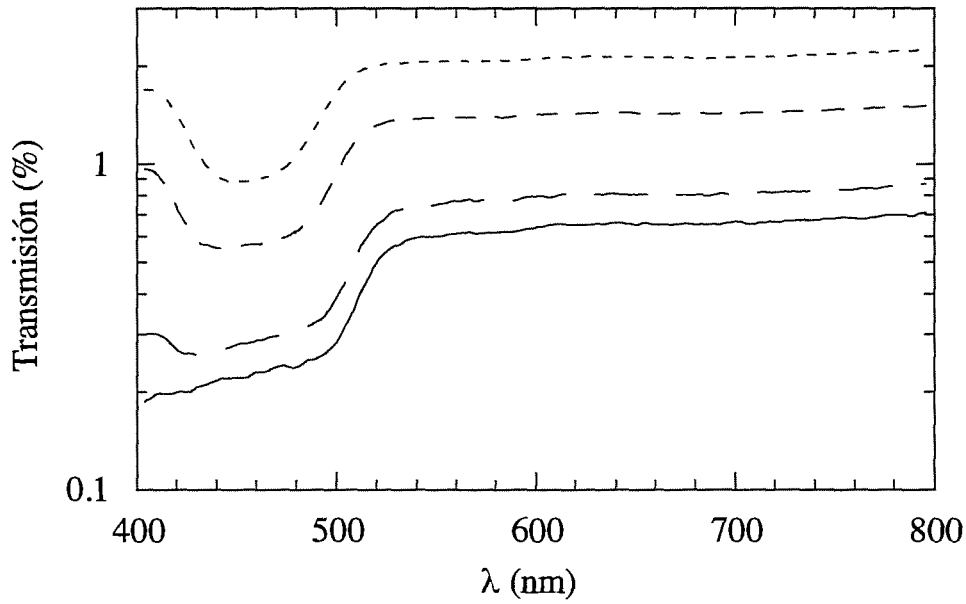

Figura 3-1. Transmisión de la luz de diferentes longitudes de onda en pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con espesores de 5.98 mg cm^{-2} (línea con rayas muy cortas), 9.43 mg cm^{-2} (línea con rayas de tamaño intermedio), 16.2 mg cm^{-2} (línea con rayas largas) y 20.56 mg cm^{-2} (línea continua).

3.2.3 Medidas y análisis

En la figura 3-1 se muestran los resultados de las medidas tomadas con el espectrofotómetro con pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce de diferentes espesores. El error de las medidas es menor que 1 %.

En las medidas, se observa cómo alrededor de la longitud de onda de 450 nm hay una banda de absorción de la luz en el $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, que corresponde a una transición electrónica del ion Ce^{3+} entre los niveles energéticos $4f^1$ y $5d$ [Tom92].

Para calcular los parámetros que caracterizan las propiedades ópticas del material luminiscente, se efectuó un ajuste de los parámetros relativos a la transmisión de la luz en un medio difuso, β y σ en la ec. (2-17), a los resultados obtenidos para luz con longitud de onda de 530 nm, tal como se muestra en la figura 3-2. Para conseguir un ajuste adecuado hubo que reducir el tamaño del grano del material luminiscente del nominal de 6.6 μm a 1.7 μm. El cambio del tamaño del grano se razona en el apartado 3.3.3, en el análisis de los datos de la lámpara de cátodo hueco.

Con el espectrofotómetro, también se midió la transmisión de la luz en un soporte de cuarzo desnudo, como el utilizado en la deposición de las pantallas de material luminiscente.

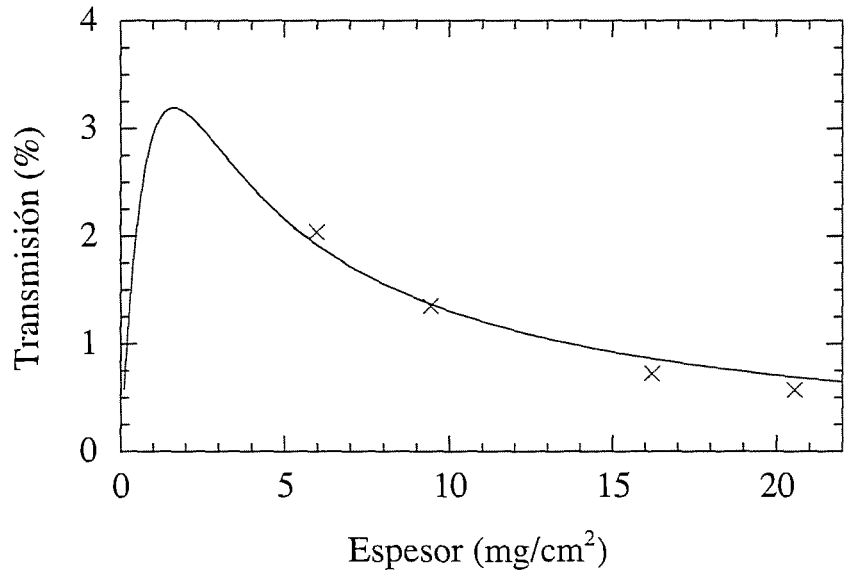

Figura 3-2. Transmisión de la luz de 530 nm en pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con diferentes espesores (aspas) y su ajuste, según el modelo de transmisión de la luz para pantallas granulares (línea).

Así, analizando los datos para la longitud de onda de 530 nm, se pudieron determinar los parámetros de transmisión y reflexión de la luz en el soporte, t y ρ.

En la tabla 3-1 se muestran los parámetros del modelo de eficiencia para pantallas granulares, determinados con luz visible en pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce sobre un soporte de cuarzo.

Parámetros ópticos de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce			*Parámetros ópticos del soporte de cuarzo*	
β	σ	l_g	t	ρ
0.03	21.0 $cm^2\ g^{-1}$	1.7 μm	0.94	0.89

Tabla 3-1. Listado de los parámetros ópticos determinados en pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce y en el soporte de cuarzo para luz con longitud de onda de 530 nm.

3.3 Caracterización de las pantallas luminiscentes usando una lámpara de cátodo hueco

3.3.1 Introducción

En una instalación perteneciente al Departamento de Electrónica e Informática de la Universidad de Padua (Padua, Italia), se tomaron las medidas de la eficiencia luminiscente de pantallas utilizando como fuente de radiación una lámpara de cátodo hueco.

Esta instalación permite obtener la eficiencia de pantallas luminiscentes para radiación con fotones de energías discretas, pero en un rango espectral pequeño.

Pese a lo limitado de sus características, la complejidad de esta instalación es mucho menor que un sincrotrón, proporcionando una mayor flexibilidad en la preparación de las medidas.

3.3.2 Configuración experimental

La instalación experimental trabaja en alto vacío, con una presión menor que 2×10^{-6} mbar, que se consigue por medio de un sistema compuesto de una bomba rotatoria y una bomba turbomolecular. La instalación consta de las siguientes partes (figura 3-3):

- Una lámpara de cátodo hueco es la fuente de la radiación. En las medidas se rellenó la lámpara con helio que emite las líneas espectrales con fotones de energías 21.2 eV (correspondiente a la longitud de onda de 58.4 nm) y 10.23 eV (121.2 nm); neón, que emite las líneas de 26.9 eV (46.1 nm) y 16.8 eV (73.6/74.4 nm); y argón que emite la línea de 13.4 eV (91.9/93.2 nm).
- Un espectrómetro de incidencia normal, que actúa como filtro de la radiación proveniente de la lámpara, permite seleccionar la energía de los fotones salientes desde cerca del ultravioleta hasta 40 eV, aunque está optimizado para 10 eV. Tiene una configuración de Johnson-Onaka con una apertura $f/10$ y un ángulo, entre los haces de incidencia y difracción en el dispersor, de 25°. El sistema opera con una red de difracción toroidal recubierta de platino que trabaja en reflexión, de 600 líneas/mm y de 0.5 m de radio principal de curvatura.
- Una cámara hexagonal con un espejo toroidal, recubierto de platino, que permite dirigir la radiación proveniente del espectrómetro a la cámara de medida o a un

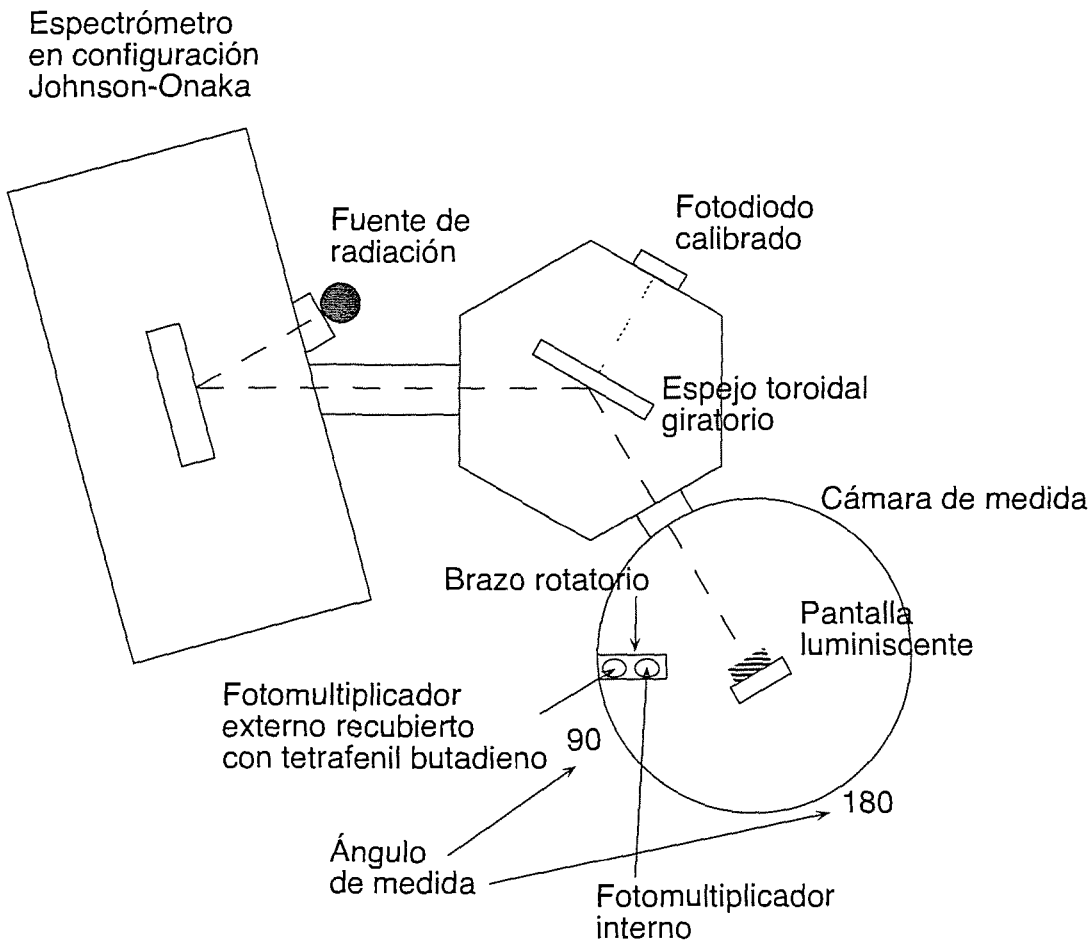

Figura 3-3. Esquema del sistema experimental de medida con la lámpara de cátodo-hueco.

fotodiodo calibrado situado en una ventana de la misma cámara. El fotodiodo fue calibrado por el NIST (Gaithersburg , EE.UU.).

- Una cámara de medida en cuyo centro está fijada la pantalla luminiscente objeto de la medida. Además, dispone de un brazo rotatorio con dos fotomultiplicadores: el primero, denominado interno, mira al centro de la cámara y sirve para medir la luz luminiscente proveniente de la pantalla luminiscente; el segundo, denominado externo, está recubierto de tetrafenil butadieno, mira en el sentido opuesto al primero y su función es medir la radiación proveniente de la cámara hexagonal cuando el brazo rotatorio está en la posición de 0°. Los dos fotomultiplicadores son del tipo lateral R1414 de Hamamatsu Photonics (Iwata, Japón) y su corriente eléctrica es medida por un picoamperímetro modelo 617 de Keithley (Cleveland, EE.UU.), que está conectado a un ordenador tipo PC, donde se almacenan y procesan las medidas.

3.3.3 Medidas y análisis

Con el fin de calcular la eficiencia absoluta de las pantallas, se calibraron los dos fotomultiplicadores situados en el brazo rotatorio. Para calibrar el fotomultiplicador externo para cada línea espectral que proporciona la lámpara de cátodo hueco, se comparó la medida efectuada por el fotomultiplicador externo de la radiación proveniente de la cámara hexagonal con la medida tomada por el fotodiodo calibrado, situado en una ventana de la cámara hexagonal, tras haber girado el espejo de la cámara hexagonal. Para la calibración del fotomultiplicador interno, se utilizó luz procedente de una lámpara que emitía en el visible y se seleccionó con el espectrómetro la longitud de 530 nm, que corresponde a la longitud de onda media en la que emite el $Y_3Al_5O_{12}$:Ce. Entonces, en la cámara de medida se colocó un difusor en lugar de la pantalla luminiscente y se compararon las medidas de la luz difundida realizadas con el fotomultiplicador interno y un fotodiodo calibrado en el visible colocado dentro de la cámara.

Con el sistema experimental descrito, se consiguieron las medidas en función del ángulo del brazo rotatorio (figura 3-3), entre los ángulos de 20° y 180°. En la figura 3-4 se muestran las medidas realizadas de la luminiscencia con el brazo en diferentes ángulos. El límite en el ángulo de 20° es debido a que para un ángulo menor, el brazo rotatorio tapa el haz incidente. Para calcular la eficiencia en modo directo se integró la luz recogida entre 90° y 180°. Y para el cálculo de la eficiencia en el modo inverso, se integró entre 0° y 90°, para lo cual se extrapoló la curva de eficiencias entre 0° y 20° con un ajuste cúbico de tipo ranura.

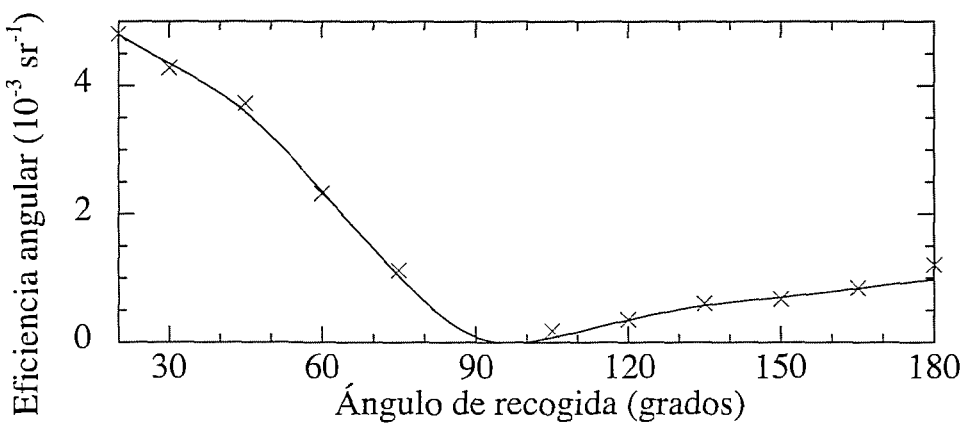

Figura 3-4. Eficiencia luminiscente, en función del ángulo de medida, de la pantalla de 5.98 mg cm^{-2} de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce iluminada con la línea espectral de 16.8 eV del neón. Las aspas corresponden a los puntos medidos y la línea al ajuste cúbico de tipo ranura.

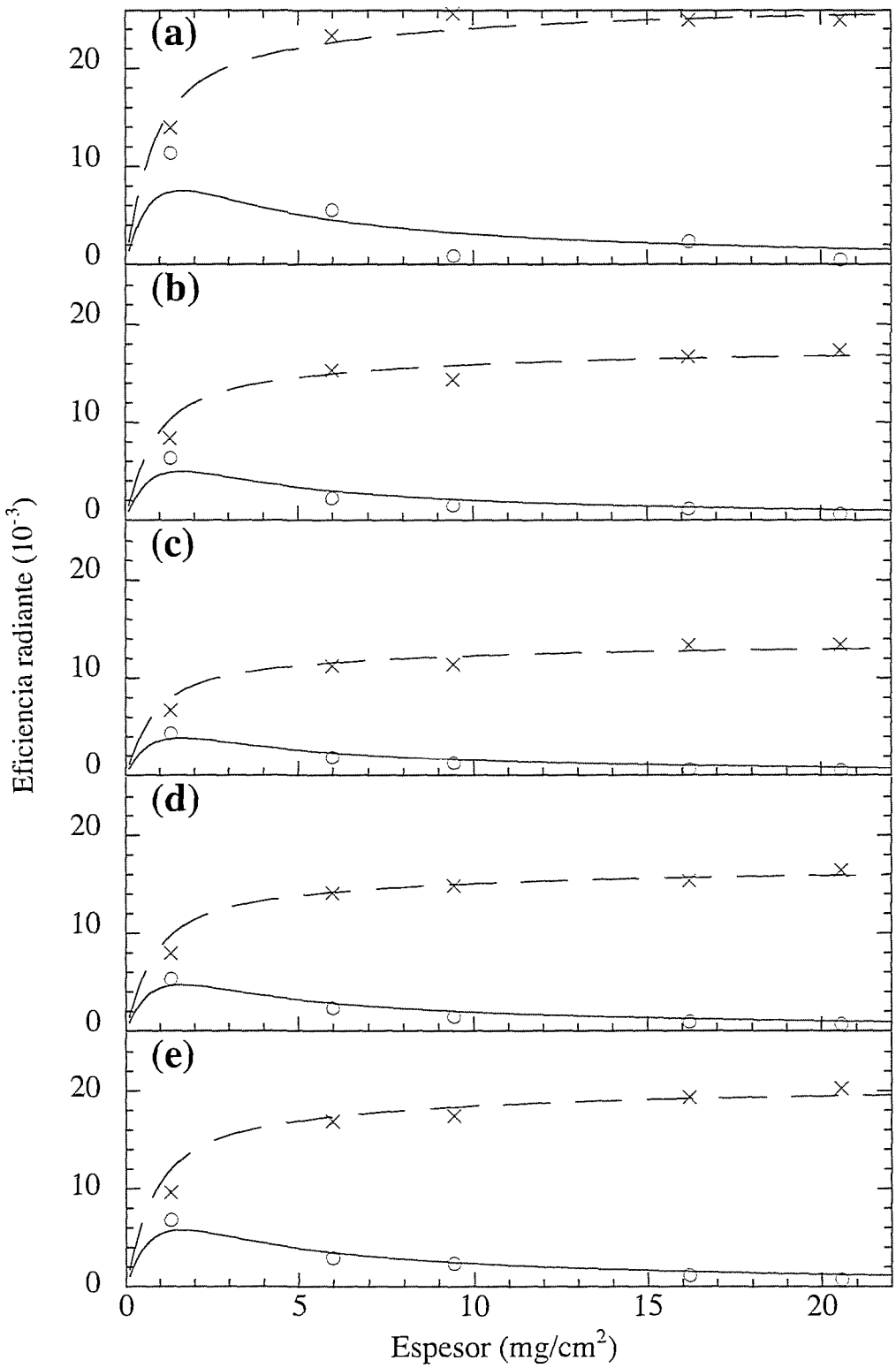

Figura 3-5. Eficiencia luminiscente de las pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce medidas con radiación de la lámpara de cátodo hueco, en modo directo (círculos) e inverso (aspas), de las líneas espectrales (a) 10.23 eV [helio], (b) 13.4 eV [argón], (c) 16.8 eV [neón], (d) 21.2 eV [helio] y (e) 26.9 eV [neón]. Además, se muestran las eficiencias calculadas con el modelo para pantallas granulares en modo directo (líneas continuas) e inverso (líneas discontinuas).

Los errores estimados en las medidas sin calibrar son menores que 10 %. Además, hay que añadir los errores debidos a la calibración de los fotomultiplicadores, que son 5 % en la del fotomultiplicador externo y 10 % en la del interno, por lo que las medidas calibradas tienen errores menores que 15 %.

Las medidas obtenidas y calibradas, según el procedimiento descrito, con pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce de diferentes espesores y energías de los fotones de la radiación se muestran en la figura 3-5.

Al proceder al análisis, se ajustaron las medidas con el modelo para pantallas granulares descrito en el capítulo anterior, ec. (2-12) y (2-13). El parámetro que se ajustó fue la eficiencia intrínseca del material, η_c, que se consideró que variaba con la energía de los fotones que inciden en la pantalla. Además se usó un tamaño del grano de 1.7 μm. La rutina de ajuste usada fue la E04FDF de la librería NAG [Nag95]. Las eficiencias calculadas con el modelo para los parámetros obtenidos del ajuste se muestran también en la figura 3-5. Se comprueba que hay un acuerdo razonable de las medidas con el modelo empleado, probando así su utilidad.

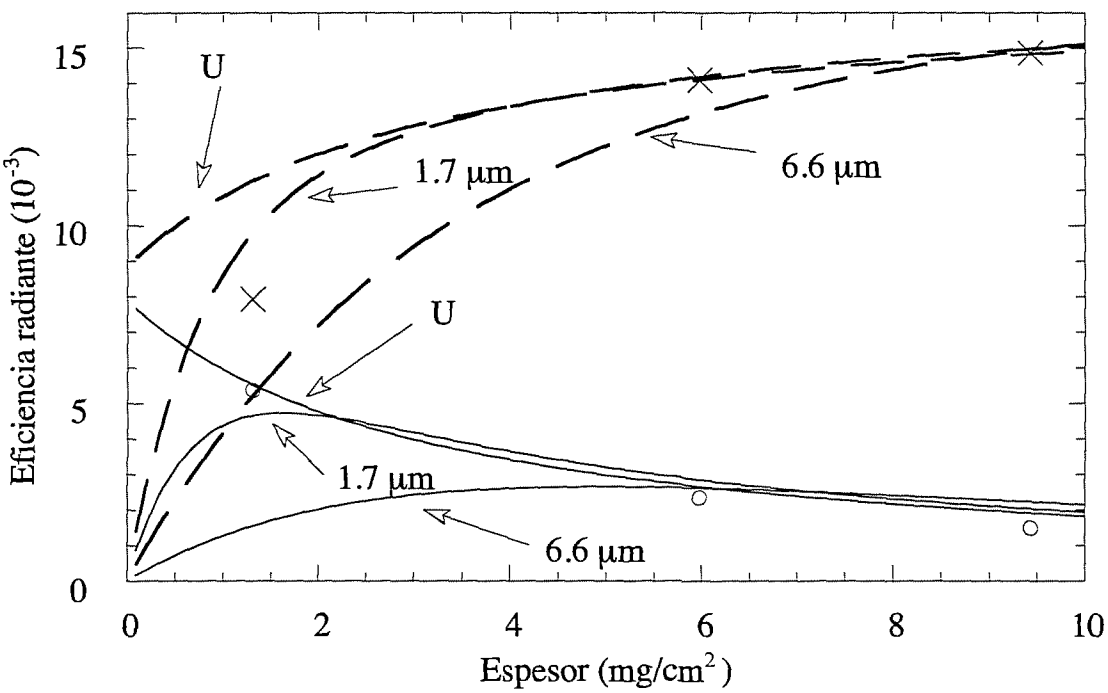

Figura 3-6. Eficiencias luminiscentes calculadas para pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con granos de varios tamaños. Las líneas continuas son en modo directo y las líneas discontinuas en modo inverso. En cada línea se indica el tamaño del grano utilizado o "U" si se calculó con el modelo para pantallas uniformes. Además, las medidas realizadas se muestran con círculos (modo directo) y aspas (modo inverso).

En el modelo se tuvo que utilizar un tamaño de grano, 1.7 μm, menor que el nominal, 6.6 μm, calculado a partir de la distribución en peso de los granos proporcionada por el fabricante (tabla 2-1), para que el ajuste con los datos experimentales fuera bueno (figura 3-6). La reducción del tamaño del grano en el modelo indica que la pantalla real es más uniforme que la supuesta usando el tamaño de grano nominal. Esta mayor uniformidad puede ser debida a que, por la suposición granos perfectamente cúbicos, se necesita mayor cantidad de material para cubrir la pantalla sin dejar huecos. O también, porque con la sedimentación se consiga una mayor uniformidad que la supuesta por una deposición completamente aleatoria de granos. Además, en las figuras 2-4 y 2-5, se aprecia que el tamaño del grano de la pantalla es aparentemente menor que el nominal.

Finalmente, en la figura 3-7 se muestra cuál es la variación de la eficiencia intrínseca η_c en función de la energía de los fotones incidentes. Se observa que la eficiencia intrínseca tiene un mínimo alrededor de 16.8 eV, que coincide con un mínimo en la absorción de la red principal del material luminiscente, $Y_3Al_5O_{12}$.

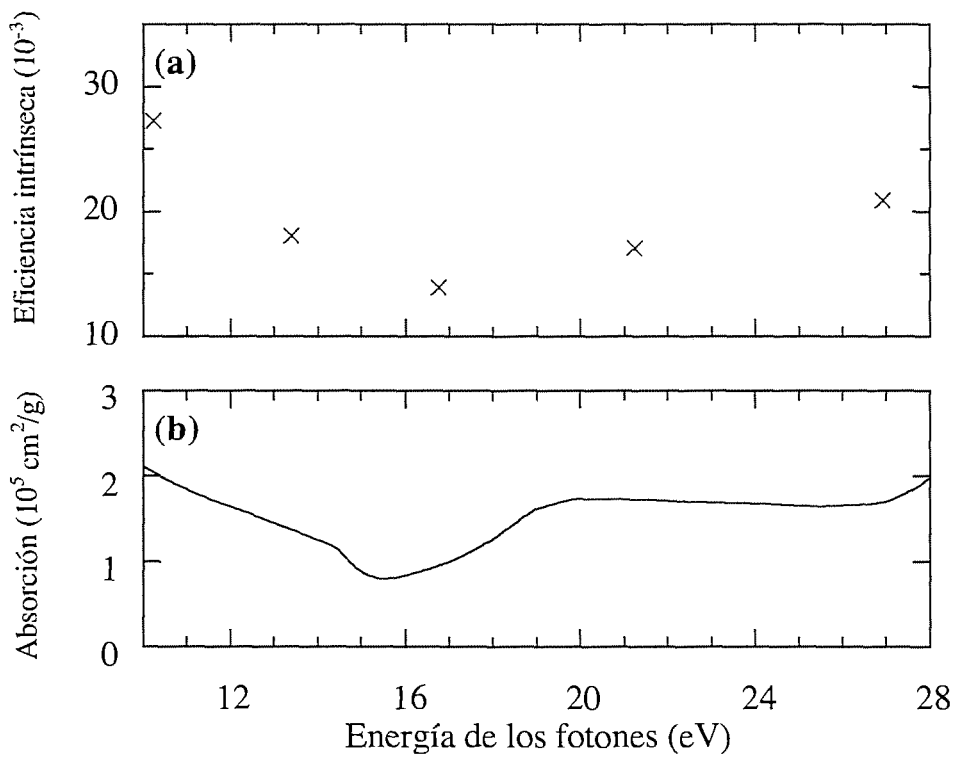

Figura 3-7. (a) Eficiencia intrínseca de las pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce en el VUV (b) Absorción de $Y_3Al_5O_{12}$, constituyente de la red principal del material [Hen93].

3.4 Caracterización de las pantallas luminiscentes con radiación sincrotrón en el ultravioleta de vacío y en rayos X de baja energía

3.4.1 Introducción

La radiación sincrotrón posee propiedades que son muy adecuadas para realizar medidas de la eficiencia de pantallas luminiscentes en el rango del ultravioleta y los rayos X:

- Es una radiación continua que permite estudiar la respuesta del material luminiscente en los saltos de absorción de los elementos.
- Suministra una radiación de intensidad alta.
- Cubre un rango del espectro de la radiación muy amplio: desde las décimas de eV a las decenas de keV.

Las medidas de la luminiscencia de las pantallas con radiación sincrotrónica fueron efectuadas en la línea experimental de haz SU8 del sincrotrón SUPER-ACO del laboratorio LURE (Orsay, Francia), en colaboración con el equipo científico encargado de la línea experimental.

3.4.2 Configuración experimental

El sincrotrón SUPER-ACO posee un anillo donde se almacenan positrones a 800 MeV. Se consigue extraer un haz monocromático de luz tras hacer pasar el haz del sincrotrón por seis monocromadores con redes planas y de diferente espaciado. Se usan espejos toroidales en modo astigmático como ópticas de enfoque, para formar la imagen en el plano horizontal y vertical en el punto experimental. Los monocromadores de la línea SU8 permiten disponer de radiación monocromática entre 13.8 y 950 eV con alta intensidad ($\sim 10^{11}$ fotones por segundo) y resolución ($\Delta E/E \sim 10^{-3}$), pero debido a problemas experimentales sólo se obtuvieron medidas válidas entre 13.8 y 620 eV.

La pantalla luminiscente se colocó en una cámara especialmente diseñada para este fin (figura 3-8). La cámara de vacío consistía de una cruz con cinco brazos, modelo CX5-63 fabricada por Caburn-MDC (Glynde, Reino Unido), que se montó sobre una mesa de traslación X-Y que permitía la alineación de la cámara experimental con el haz del sincrotrón.

Uno de los brazos de la cámara de vacío se acopló a la línea del haz por medio de un fuelle flexible de vacío. Entre el brazo y la conexión a la línea del sincrotrón se insertó una

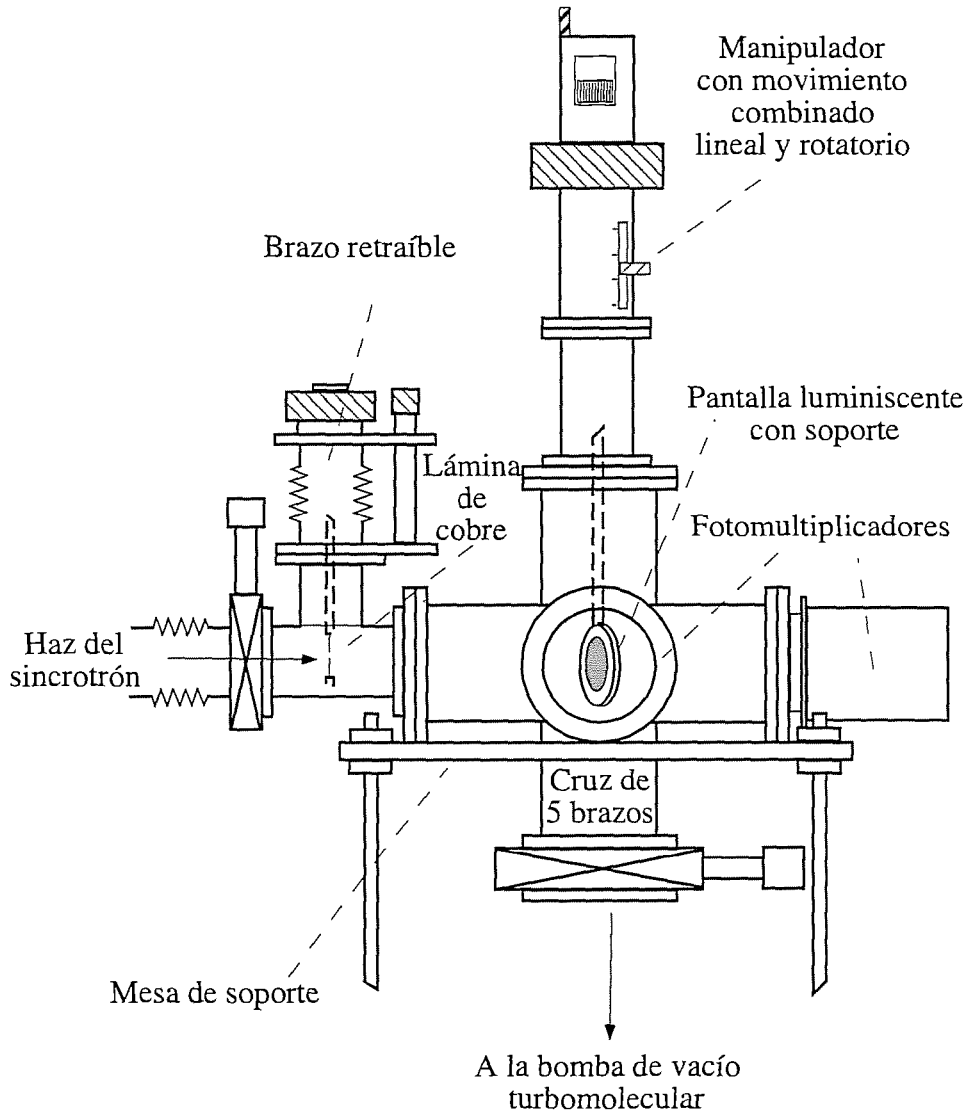

Figura 3-8. Esquema que muestra la cámara de 5 brazos empleada en las mediciones.

lámina de cobre de 1 mm de espesor para monitorizar el haz de radiación incidente. La corriente eléctrica, generada en la lámina de cobre debido al efecto fotoeléctrico cuando la lámina interceptaba el haz de radiación, se medía con un picoamperímetro modelo 485 de Keithley (Cleveland, EE.UU.) que iba conectado a un ordenador que procesaba los datos.

La pantalla luminiscente con su soporte de cuarzo, que se quería caracterizar, se hallaba en el extremo de un manipulador, modelo VF-180-3 de Huntington (Mountain View, EE.UU.), que podía mover la muestra tanto lineal como angularmente. Este manipulador fue montado en uno de los brazos de la cámara. Este sistema permitió realizar medidas en diferentes posiciones de la muestra y en diferentes ángulos de medida.

En dos de los brazos restantes, se instalaron dos ventanas de observación de longitud

nula, que eran de cuarzo de pureza muy alta, tipo spectrasil, suministradas por Dynasil (West Berlin, EE.UU.). En la parte exterior de cada una de ellas se dispuso un tubo fotomultiplicador compacto, modelo H5783-04, de Hamamatsu Photonics (Iwata, Japón), para medir la luz luminiscente de las muestras tanto en el modo directo como el inverso. Las corrientes generadas en los fotomultiplicadores fueron medidas con picoamperímetros del modelo 485 de Keithley (Cleveland, EE.UU.).

El quinto brazo se acopló a una bomba turbomolecular que servía para producir el vacío dentro de la cámara. A fin de conseguir el vacío requerido ($\sim 10^{-8}$ mbar) para poder abrir la válvula que conectaba la cámara a la línea del haz del sincrotrón, fue preciso calentar toda la cámara a una temperatura de 150 °C durante varias horas, para evacuar eficientemente el vapor de agua presente dentro de la cámara. Una vez alcanzado un vacío satisfactorio, se dejaba enfriar la cámara hasta temperatura ambiente, para que la temperatura alta no afectara a los equipos electrónicos.

3.4.3 Medidas y análisis

Primeramente se comprobó que no había luz de fondo en la línea de haz del sincrotrón. También, se observó que iluminando en una zona de la muestra con cuarzo desnudo, el cuarzo no exhibía luminiscencia.

Tras estas comprobaciones, se tomaron las medidas experimentales, midiendo la luz luminiscente generada en las muestras tras ser iluminadas con luz sincrotrónica. Se midió la luminiscencia en cuatro pantallas: tres de las cuales eran de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con espesores de 1.33, 3.37 y 20.56 mg/cm^2 (figuras 3-9 y 3-10), siendo la última de Y_2O_3:Eu con un espesor de 2.64 mg/cm^2 (figuras 3-11 y 3-12). La pantalla de Y_2O_3:Eu se incluyó para poder comparar las medidas obtenidas con otras ya publicadas que se habían realizado con este material.

Las medidas se hicieron en el rango de 13.8 a 620 eV. Para poder estimar el total de luz luminiscente producida se utilizó la ley de Lambert [Kla47], que considera que la pantalla emite luz con intensidad proporcional al coseno del ángulo de la dirección de la luz emitida con la normal de la superficie de la pantalla [Cha60], y el ángulo sólido que colectaba el fotomultiplicador. Para calcular la potencia de luz luminiscente recibida por el fotomultiplicador a partir de la corriente medida, se usaron las curvas de sensibilidad proporcionadas por el fabricante [Ham96].

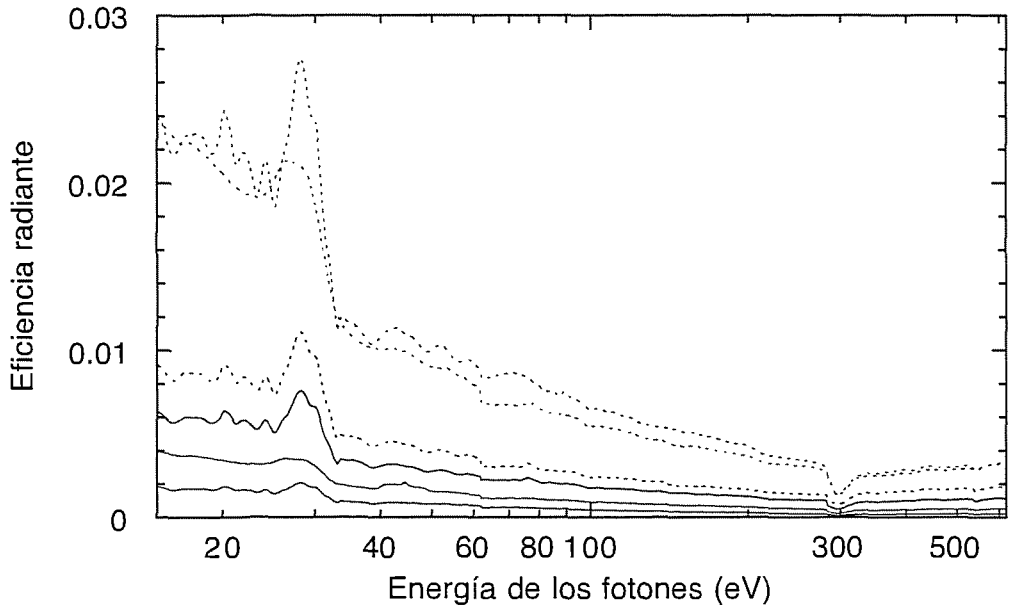

Figura 3-9. Eficiencias luminiscentes a 45° de las pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con espesores de 1.33 (líneas negras), 3.37 (líneas rojas) y 20.56 mg cm^{-2} (líneas azules) en los modos directo (líneas continuas) e inverso (líneas discontinuas).

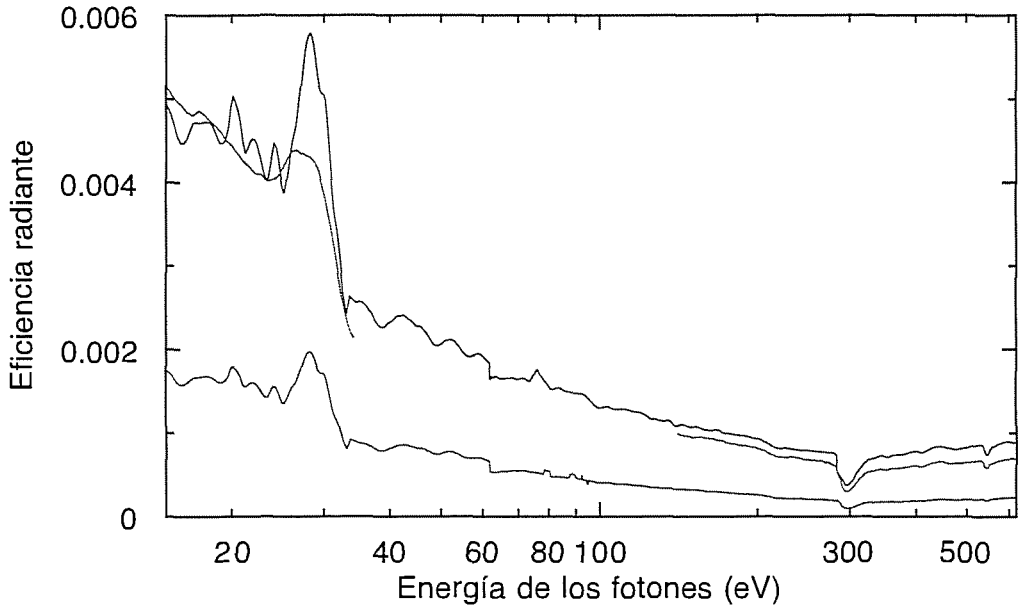

Figura 3-10. Eficiencias luminiscentes a 0° de las pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con espesores de 1.33 (línea negra), 3.37 (línea roja) y 20.56 mg cm^{-2} (línea azul) en modo directo.

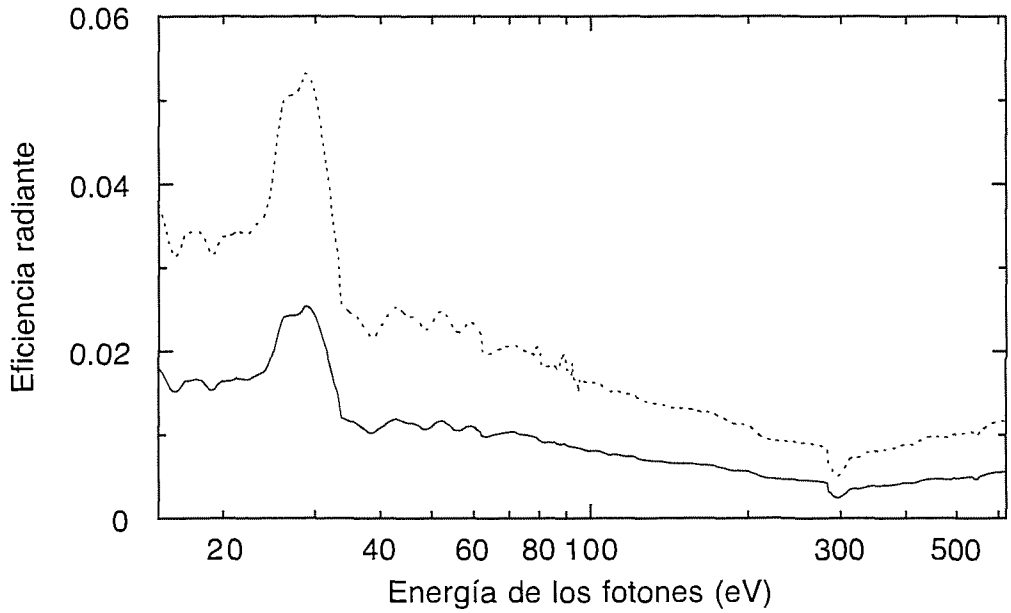

Figura 3-11. Eficiencia luminiscente a 45° de la pantalla de Y_2O_3:Eu con espesor 2.64 mg cm^{-2} en modo directo (línea continua) e inverso (línea discontinua).

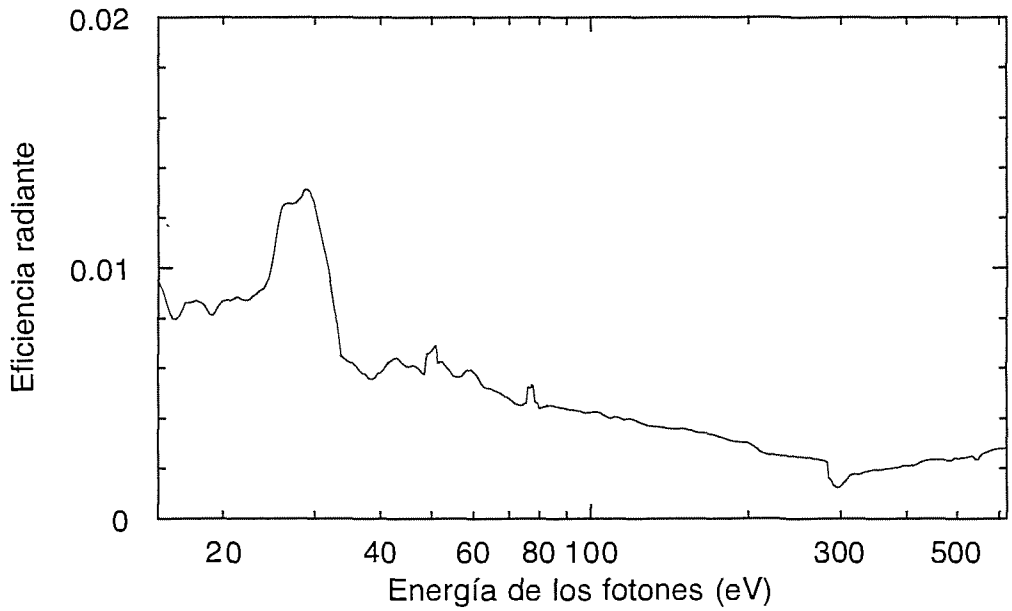

Figura 3-12. Eficiencia luminiscente a 0° de la pantalla de Y_2O_3:Eu con 2.64 mg cm^{-2} en modo directo.

Para calcular el flujo de radiación incidente se usaron las corrientes medidas en la lámina de cobre, que fueron calibradas usando las curvas de eficiencia fotoeléctrica del cobre publicadas por Cairns [Cai66] y de Day [Day81].

Las principales fuentes de errores de las medidas se encuentran en la estimación de la sensibilidad del fotomultiplicador (20 %) y la eficiencia de la lámina de cobre que es utilizada para determinar el flujo de radiación (20 %). Así, las medidas cuentan con un error menor que 30 %.

Observando las medidas realizadas para el $Y_3Al_5O_{12}$:Ce (figuras 3-9 y 3-10), se puede ver que la curva de eficiencia presenta estructura en ~28.5 eV. Una característica similar fue encontrado por Popma [Pop81], aunque a una energía menor, y se atribuyó a un incremento en la excitación de los niveles básicos del activador. Sin embargo en las medidas realizadas, el pico de la luminiscencia está desplazado a una región entre ~25 y 35 eV, donde hay un incremento de la absorción del itrio [Tom89]. En esta región, la eficiencia de transferencia energética desde la red principal es máxima [Ilm70], y por lo tanto el incremento de la absorción es la causa de la estructura observada. Durante varias decenas de eV sobre este pico, se observan cada 5-7 eV pequeñas estructuras, que pueden ser asociadas con procesos de emisión multifotónica del tipo Auger interbanda, es decir, el incremento en el número de fotones visibles producidos por cada fotón absorbido está escalonado por la energía del fotón absorbido [Ilm70]. Estas estructuras tienen una frecuencia de repetición cercana a la energía del gap de la red principal, ~6.3 eV [Hur68]. Las otras estructuras prominentes a 282 eV y 530 eV corresponden a los cortes de absorción *K* del carbono y del oxígeno respectivamente.

El carbono es un contaminante que disminuye la eficiencia de la luminiscencia por encima de 282 eV, cuyo origen está en los procesos utilizados en la fabricación de las pantallas luminiscentes [Ben91] y en el envejecimiento de la muestra por contacto con el aire. Se realizó una estimación de la concentración de carbón, que resultaba ser de 0.5-1 % molar. Estructuras menos prominentes en 200 y en 425 eV no han podido ser identificadas. Otra característica que se observa en la figura 3-10, es que la pantalla de 3.37 mg/cm^2 tiene una ligera mayor eficiencia que la pantalla de 20.56 mg/cm^2 en el modo inverso. Esto se puede atribuir a una mayor concentración de carbono de la muestra de 20.56 mg/cm^2, debido a un mayor contacto con el aire.

Al comparar las medidas con las mostradas por Jüstel [Jüs01] para fotones con energías menores que 16 eV, sus medidas son alrededor de un factor 5 mayor. Esto puede ser

debido a que las muestras luminiscentes utilizadas en las distintas medidas son diferentes, y aunque el material luminiscente sea nominalmente el mismo, la eficiencia de las pantallas también depende de los métodos empleados para fabricar el material y las pantallas.

Las medidas realizadas con las pantallas de Y_2O_3:Eu (figuras 3-11 y 3-12) fueron comparadas con las realizadas por Benitez [Ben91], Chappel [Cha84] y Berkowitz [Ber91]. Comparando con los resultados mostrados por Benitez, se observa una discrepancia importante con respecto a las medidas obtenidas en LURE (alrededor de un factor 7 mayor en sus eficiencias). Sin embargo, esta discrepancia se puede explicar porque su muestra tenía una mayor concentración de europio y menor contaminación de carbono, que se observa al comparar la eficiencia en los cortes de absorción. En contraste, la extrapolación de las medidas en LURE a la zona a los 6 keV, aparece como significativamente más alta (un factor ~4 mayor) que la de las muestras analizadas por Chappel. Finalmente, entre 14 y 25 eV, cuando son extrapolados los resultados a los espesores de las muestras utilizadas por Berkowitz, parecen estar en acuerdo razonable (dentro de un factor ~2). Esta variedad de resultados hace difícil una comparación de los resultados obtenidos, teniendo en cuenta, como ya se ha señalado, que el comportamiento de una pantalla luminiscente puede variar mucho según sea la concentración de centros luminiscentes, el método de fabricación, el tamaño de los granos, el espesor de la pantalla o los contaminantes presentes en las muestras.

Con las medidas tomadas, se pudieron calcular las eficiencias intrínsecas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, ajustando las medidas para cada energía de los fotones de la radiación de acuerdo con el modelo para pantallas granulares expresado en la ec. (2-12), obteniendo para cada energía una eficiencia intrínseca, que se muestra en la figura 3-13. En este ajuste se consideraron las medidas realizadas con las pantallas en modo directo, porque el análisis de las pantallas inclinadas 45° es más complicado, al ser entonces el espesor que ve la radiación un factor $\sqrt{2}$ mayor.

De acuerdo con Leverentz [Lev68], esta curva se puede explicar como la suma de las contribuciones de dos procesos luminiscentes: un proceso donde cada fotón creado sólo produce un fotón luminiscente y otro proceso donde por cada fotón de alta energía se producen varios electrones secundarios, que a su vez tras la excitación de los centros luminiscentes, producen los fotones luminiscentes. La eficiencia del primer proceso es mucho mayor que la del segundo, pero según aumenta la energía de los fotones incidentes, la producción de fotones luminiscentes se debe al segundo efecto, debido al mayor número de

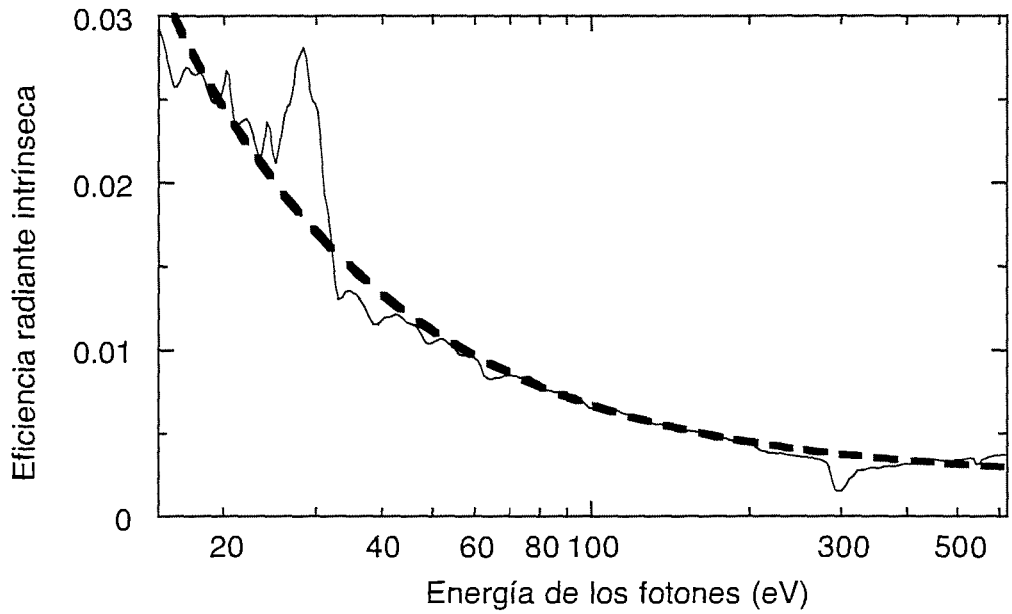

Figura 3-13. Eficiencia intrínseca de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce en el rango del VUV y los rayos X blandos. La línea discontinua gruesa representa el ajuste realizado a los datos experimentales utilizando la ec. (3-1).

electrones secundarios. Así se puede formular que:

$$\eta_c = \eta_{pri}(E_v / E) + \eta_{sec} \qquad (3\text{-}1)$$

donde η_c es la eficiencia intrínseca del material luminiscente, η_{pri} es la eficiencia producida directamente por la excitación de un fotón incidente que se convierte en un fotón de luz luminiscente, η_{sec} es la eficiencia debida a la emisión de fotones luminiscentes en los activadores por electrones secundarios que fueron generados por el fotón incidente, E_v es la energía de los fotones luminiscentes, y E es la energía de los fotones de la radiación incidente.

Del ajuste mostrado en la figura 3-13, se determinan los valores de las eficiencias luminiscentes de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, η_{pri} y η_{sec}, que son mostradas en la tabla 3-2. Así, se puede comprobar que la eficiencia intrínseca sigue el modelo de la ec. (3-1) salvo a energías de los fotones donde se producen cortes de absorción de los elementos que constituyen el material luminiscente.

Al hacer una comparación de las eficiencias intrínsecas determinadas con las medidas de la lámpara de cátodo hueco (sección 3.3) con las calculadas a partir de las medidas en el

Eficiencias luminiscentes del $Y_3Al_5O_{12}$:Ce	
η_{pri}	η_{sec}
0.19	0.0023

Tabla 3-2. Componentes de la eficiencia intrínseca del $Y_3Al_5O_{12}$:Ce empleando la ec. (3-1).

sincrotrón (figura 3-14), se comprueba que hay una apreciable diferencia cuantitativa entre ambas. La diferencia en la calibración absoluta de las medidas puede ser debida a las muchas incertidumbres en las que está basada la calibración de las medidas luminiscentes con el sincrotrón, siendo la mayor de éstas la calibración de la propia fuente sincrotrón, que está basada en tablas de calibración fotoeléctrica.

Con respecto a los comportamientos relativos de ambas curvas, se observa un pequeño desplazamiento de la longitud de onda en la que se produce el mínimo, alrededor de 20 eV. Esto se podría atribuir a la calibración de los monocromadores de la línea SU8, ya que cuando se efectuaron las medidas la línea estaba en fase de pruebas.

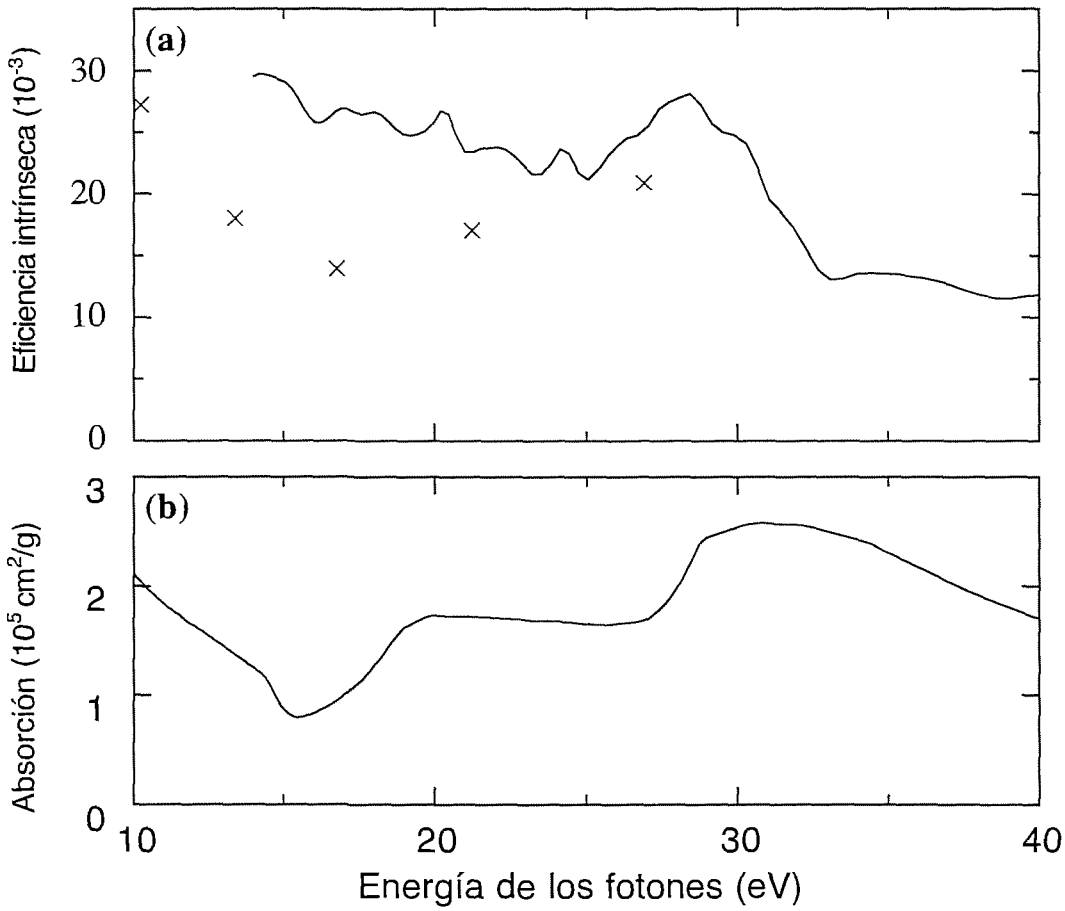

Figura 3-14. (a) Comparación de la eficiencia intrínseca del $Y_3Al_5O_{12}$:Ce medida usando como fuente una lámpara de cátodo-hueco (aspas) o sincrotrón (línea continua). (b) Curva de absorción del $Y_3Al_5O_{12}$ [Hen93].

3.5 Caracterización de las pantallas luminiscentes usando un tubo de rayos X

3.5.1 Introducción

Las medidas con un tubo de rayos X permitieron estudiar la eficiencia de las pantallas luminiscentes en el rango de las decenas de keV. Al analizar los resultados obtenidos utilizando un tubo de rayos X se debe tener en cuenta que la radiación producida por los tubos de rayos X tiene un espectro ancho.

Para hacer las mediciones se utilizó un tubo de rayos X de tungsteno perteneciente al Grupo de Materiales para Fusión del CIEMAT (Madrid)

3.5.2 Configuración experimental

El tubo de rayos X empleado en las medidas es modelo Kristalloflex 2H de Siemens (Munich, Alemania).

Con el fin de eliminar la radiación con fotones de menor energía, se utilizó un filtro de aluminio de 1 mm de espesor. Las muestras se posicionaron a 45° con respecto al haz incidente (Figura 3-15). La luz luminiscente proveniente de la muestra se recogía por medio de una fibra óptica colocada a 90° con respecto al haz de rayos X incidente sobre la pantalla. Las fibras ópticas guiaban la luz luminiscente hacia la rendija de entrada de un espectrómetro

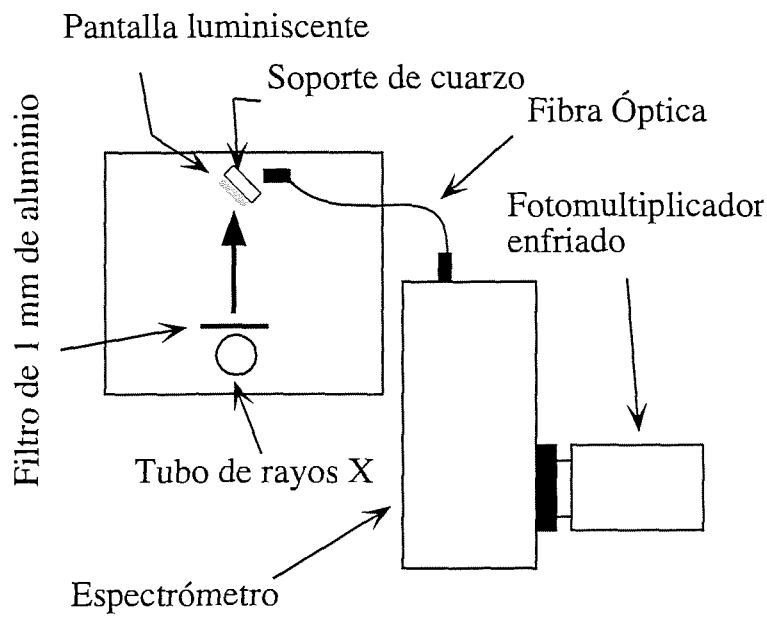

Figura 3-15. Esquema del sistema experimental utilizado para realizar las medidas de rayos X.

del modelo Spectra Pro 500 de Acton (Acton, EE.UU.) con focal de 0.5 m y utilizando una red BLZ 750 nm de 1200 líneas/mm. La luz de salida del espectrómetro era medida con un fotomultiplicador refrigerado con gas de nitrógeno enfriado, modelo 9659B de EMI (Middlesex, Reino Unido). La corriente del fotomultiplicador era tomada con un microamperímetro conectado a un ordenador que procesaba los datos y controlaba el espectrómetro.

3.5.3 Medidas y análisis

En la figura 3-16 se muestran los espectros luminiscentes de pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce obtenidos en las medidas. Se hicieron medidas con las pantallas de espesores de 1.31, 5.98, 9.43, 16.2, 20.56, 78.88 y 227.96 mg/cm^2 para voltajes e intensidades efectivas en el tubo de rayos X de 22kV, 50 mA; 30 kV, 40 mA; y 52 kV, 10 mA. Sin embargo, para las pantallas de mayor espesor (78.88 y 227.96 mg/cm^2), la deficiente adherencia de la pantalla luminiscente al sustrato de cuarzo impidió la comparación cuantitativa con el resto de las muestras, pero se pudieron extraer algunos resultados cualitativos como se comentará más adelante.

Al analizar los resultados hay que tener en cuenta que el tubo de rayos X no es una fuente monocromática. El espectro de un tubo de rayos X filtrados con una lámina de

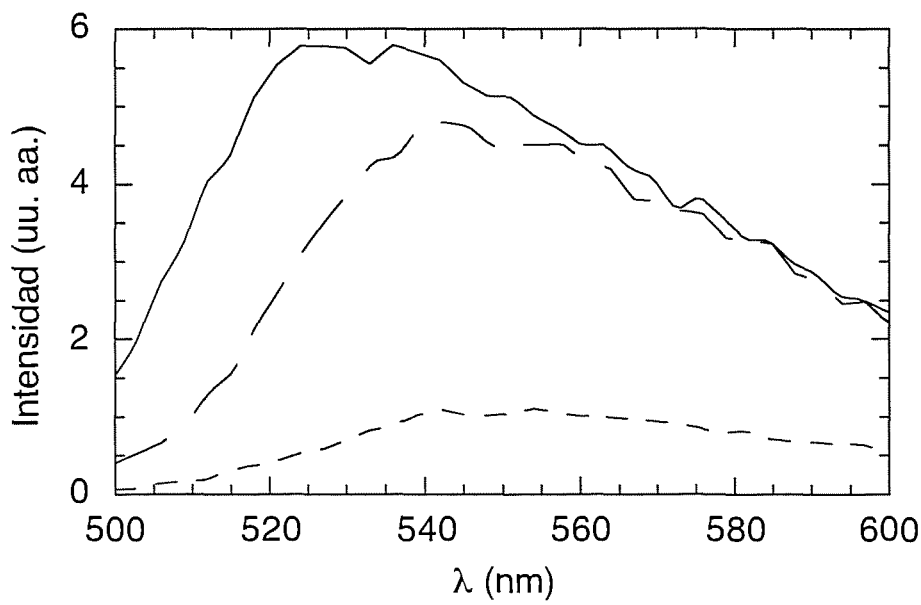

Figura 3-16. Espectro de emisión luminiscente de varias pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce ante la radiación procedente de un tubo de rayos X con voltaje efectivo de 30 kV. Las pantallas tienen espesores de 20.56 mg cm^{-2} (línea continua), 78.88 mg cm^{-2} (línea con rayas largas) y 227.96 mg cm^{-2} (línea con rayas cortas).

aluminio viene dado por [Sto72]:

$$f(E) = I_{tubo}(1 - E/qV_0)e^{-\mu_{Al}w_{Al}} \tag{3-2}$$

donde μ_{Al} es el coeficiente de absorción másica del aluminio [Hub96], w_{Al} es el espesor másico del filtro de aluminio, I_{tubo} es la corriente de filamento del tubo de rayos X, q es la carga eléctrica del electrón, y V_0 es el voltaje en el tubo de rayos X.

En la figura 3-17 se muestran los espectros de emisión del tubo de rayos X calculados para los voltajes e intensidades de corriente empleados en las medidas.

Teniendo en cuenta que la radiación incidente en la muestra no es monocromática, la eficiencia luminiscente en modo directo de la pantalla excitada por una radiación no monocromática viene dada por:

$$\eta_{l,g,espectro} = \frac{\int_0^{E_0} \eta_{l,g}(E) f(E) dE}{\int_0^{E_0} f(E) dE} \tag{3-3}$$

donde $\eta_{l,g}(E)$ representa la eficiencia monocromática en modo directo de pantallas granulares para fotones con energía E, dada por la ec. (2-12), E es la energía del fotón incidente y $f(E)$ es el espectro de esta radiación incidente, que en el caso del tubo de rayos X se considera que está dada por la ec. (3-2).

Como las medidas se realizaron con la pantalla inclinada 45° (figura 3-15), al efectuar

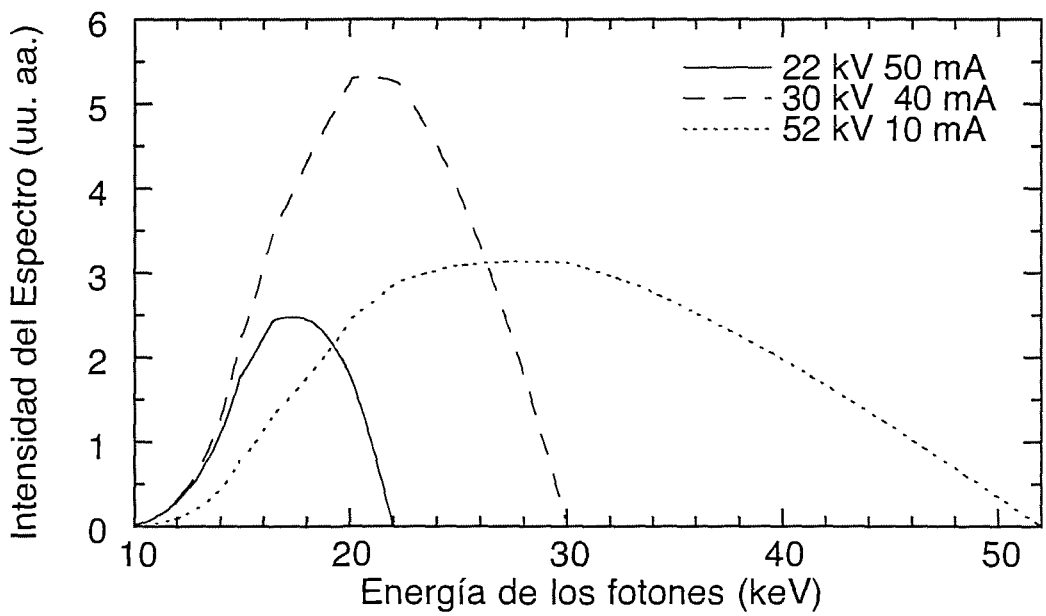

Figura 3-17. Espectro de emisión del tubo de rayos X calculado para diferentes potenciales y corrientes efectivas según ec. (3-2).

los cálculos de la eficiencia es necesario multiplicar por un factor de $\sqrt{2}$ el espesor de la pantalla que se introduce en la ec. (3-3). Aunque las medidas realizadas no pudieron ser calibradas absolutamente, sí se corrigieron por la potencia radiante que producía el tubo para cada voltaje, según el espectro mostrado en la figura 3-17. Como se observa, la potencia radiante del tubo aumenta con el potencial aplicado al tubo.

Los errores presentes en las medidas provienen de los errores introducidos por las medidas realizadas con el fotomultiplicador (5 %) y por el cálculo de la radiación producida por el tubo (20 %). Así, las medidas resultantes tienen un error menor que el 25 %.

En la figura 3-18 se muestran las medidas junto con los cálculos obtenidos a partir del modelo para pantallas granulares. Las medidas mostradas corresponden a la longitud de onda de la luz luminiscente de 530 nm. Hay que tener en cuenta que los mayores desajustes entre el modelo y las medidas se producen para el potencial efectivo de 22 kV, que es el de menor potencia radiante y en el que hubo menos señal. Así, se puede ver que hay un ajuste razonable de las medidas con el modelo para pantallas granulares que proporciona la relación entre la eficiencia y el espesor de la pantalla luminiscente.

Un hecho cualitativo que se observó en el análisis de las medidas experimentales, es

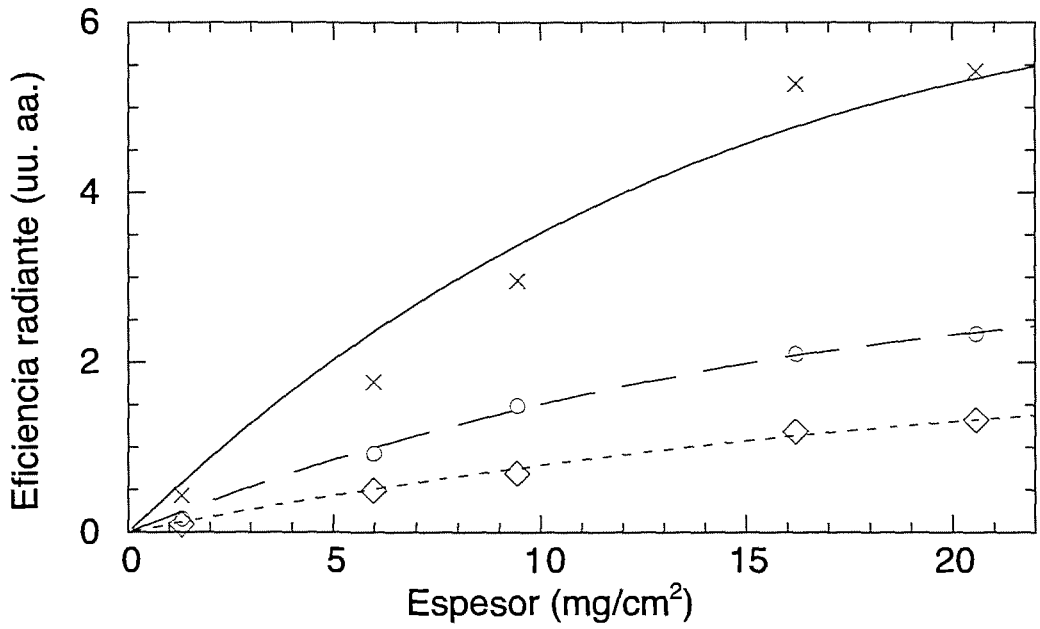

Figura 3-18. Eficiencia de la luminiscencia de pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce a 530 nm en modo directo al ser iluminadas con un tubo de rayos X filtrado con un filtro de aluminio de 1 mm. Los voltajes pico del tubo utilizados fueron 22 kV (aspas), 30 kV (círculos) y 52 kV (rombos). Se muestra también la eficiencia calculada según el modelo para pantallas granulares para 22 kV (línea continua), 30 kV (línea con rayas largas) y 52 kV (línea con rayas cortas).

que la longitud de onda donde se produce el máximo de la emisión luminiscente de la pantalla se incrementa con el espesor de la pantalla, como queda ilustrado en la figura 3-16. Esto se puede explicar fácilmente con la figura 3-1, donde se muestra el espectro de transmisión de las pantallas de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce. Para las longitudes de onda entre 400 y 500 nm hay una banda de absorción fuerte, por lo que aunque la cantidad de luz luminiscente creada a 530 nm es mayor que a longitudes de onda mayores, también lo es la absorción de la luz, al estar más próxima a la banda de absorción. Este fenómeno sólo es apreciable cuando la pantalla es suficientemente gruesa, ya que la variación de la absorción entre las longitudes de onda de 530 y 550 nm es pequeña. Por esta razón, en las pantallas de espesores entre 1.31 y 20.56 mg/cm^2, la forma del espectro es prácticamente la misma.

Capítulo 4. Diseño de detectores luminiscentes con aplicaciones en plasmas de fusión

En este capítulo, tras una introducción a los detectores de radiación de banda espectral ancha para dispositivos de fusión, se presentarán tres tipos de detectores originales basados en pantallas luminiscentes que se han desarrollado e instalado en el stellarator TJ-II. Para cada detector se mostrarán las primeras medidas conseguidas en plasmas del TJ-II, así como los análisis que fueron realizados.

4.1 Detectores de radiación de banda espectral ancha en dispositivos de fusión

En los dispositivos de fusión, los detectores sensibles a bandas espectrales anchas se usan para medir la radiación que proviene del plasma como conjunto. A esta radiación contribuyen varios términos o mecanismos, como la radiación por la emisión de líneas del gas base e impurezas, la radiación por frenado de los electrones ("bremsstrahlung") y la radiación por recombinación de carga entre partículas neutras e iones [Gri97].

4.1.1 Campos de estudio en plasmas de alta temperatura

Los detectores de banda ancha se han utilizado para estudiar diferentes problemas de

física en plasmas calientes:

Potencia radiada

Para estimar y medir la potencia radiada, que es un término de pérdidas en los balances de potencia donde se deduce el tiempo de confinamiento de la energía, se han empleado bolómetros y piroeléctricos sensibles a todo el rango de radiación emitido por el plasma [Hut02].

Perfiles de radiación

Se han desarrollado detectores para calcular los perfiles locales de radiación usando técnicas de reconstrucciones tomográficas y estudiar las asimetrías del plasma [Ric97].

Distribución de impurezas

Con cámaras que operan en el ultravioleta de vacío se han investigado las distribuciones de impurezas iónicas en regiones del plasma donde la emisión está dominada por las líneas resonantes de los iones [Nil99, Stu99].

Actividad magnetohidrodinámica

Se han optimizado detectores de rayos X para monitorizar la actividad magnetohidrodinámica de los plasmas [Goe99, Stu01] que produce fluctuaciones de temperatura y densidad electrónica que se reflejan en variaciones de la señal medida por los mismos.

Experimentos perturbativos

También se han usado detectores de banda ancha para monitorizar la evolución de la perturbación en experimentos transitorios de inyección de impurezas mediante ablación láser [Mat98], con el objeto de determinar el tiempo de confinamiento de las impurezas con resolución espacial y temporal. En este caso, la información espacial obtenida complementa la proporcionada por espectrómetros de alta resolución espectral, pero que sólo observan el plasma a lo largo de una cuerda fija.

4.1.2 Detectores basados en materiales luminiscentes

Los detectores basados en materiales luminiscentes son detectores de amplia banda espectral. Las principales cualidades que reúnen son:

Inmunidad a interferencias electromagnéticas

Los materiales luminiscentes no son afectados ni por los campos electromagnéticos, ni por las interferencias que producen los campos, ni por las ondas de radiofrecuencia que se usan para generar y calentar los plasmas de fusión. Además, la instrumentación electrónica necesaria para la medición de la luz del material luminiscente puede ser colocada lejos del dispositivo de fusión mediante el uso fibras ópticas, lo que proporciona mayor flexibilidad al diseñar el detector.

Tamaño

Pueden ser construidos de forma compacta, con lo que se facilita su emplazamiento en los dispositivos de fusión, donde el número de ventanas de observación y el espacio disponible puede ser muy limitado.

Resistencia a la temperatura

Ciertos materiales luminiscentes soportan temperaturas de 150-200 °C sin perder sus propiedades. Esto es muy conveniente, ya que en los dispositivos de fusión es una práctica habitual acondicionar la vasija de vacío calentándola a temperaturas de más de 100 °C, con el fin de eliminar el vapor de agua residual en las paredes de la vasija y conseguir un buen vacío.

Sensibilidad y resolución temporal

Se pueden conseguir detectores con eficiencia muy alta, porque la luz luminiscente se puede guiar con pérdidas mínimas desde el material luminiscente al sensor y hay disponibles sensores que responden a niveles de luz muy bajos (~ fotones). Además, con una selección adecuada del material luminiscente y del sensor de luz, se logran alcanzar resoluciones temporales inferiores al microsegundo.

En la figura 4-1 se muestra un esquema muy general de los detectores basados en pantallas luminiscentes, donde se enseñan los elementos básicos que pueden estar presentes en este tipo de detectores:

- Un estenope que sirve para delimitar la región del plasma que se observa, con el fin de conseguir resolución espacial con el detector.
- Un filtro, colocado antes de que la radiación llegue a la pantalla luminiscente, que sirve para seleccionar la banda espectral a la que es sensible el detector.

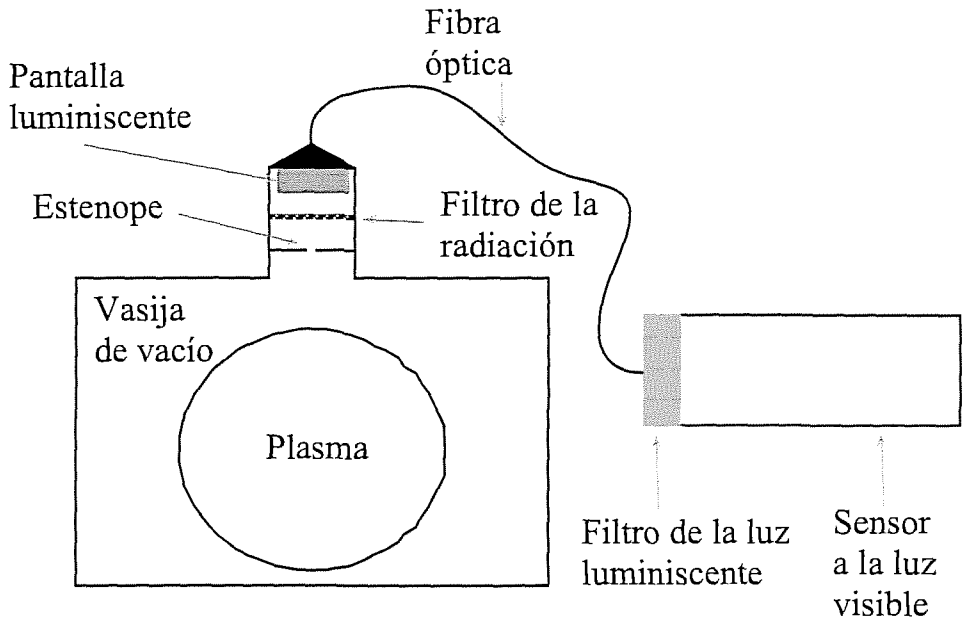

Figura 4-1. Esquema de la configuración de un detector basado en una pantalla luminiscente.

- Una pantalla luminiscente, cuyo propósito es convertir la radiación que recibe en luz visible. Debido a que la radiación incidente en la pantalla luminiscente es absorbida por el aire y atenuada por las ventanas de visión estándar, la pantalla luminiscente comparte la misma cámara que el plasma.
- Una fibra óptica que transmite la luz desde la pantalla luminiscente al sensor, con el fin de evitar las interferencias de los campos electromagnéticos que se producen alrededor de los dispositivos de confinamiento magnético.
- Un filtro antes del sensor, que sólo transmite el espectro de luz que genera el material luminiscente, para eliminar la luz parásita.
- Un sensor a la luz visible, que mide la luz luminiscente producida en la pantalla luminiscente. Los sensores más comunes usados para este cometido son los fotomultiplicadores, fotodiodos y CCD*.

El rango espectral, al que es sensible el detector, depende del filtro empleado, del espesor de la pantalla luminiscente y del material utilizado para fabricarla.

---

* CCD, acrónimo del inglés "Charge Coupled Device", dispositivo de acoplo de carga.

4.1.3 Desarrollo de detectores basados en pantallas luminiscentes en el stellarator TJ-II

Con el fin de aprovechar las propiedades de los detectores basados en pantallas luminiscentes, se desarrollaron tres tipos de detectores originales y diseñados específicamente para ser instalados en el stellarator TJ-II como detectores de banda ancha de VUV y rayos X de baja energía. Estos detectores se describirán a continuación.

4.2 Detector de cinco canales

4.2.1 Fundamentos

Este detector consiste en una pantalla luminiscente y un racimo de cinco ramas que recogen la luz luminiscente de la pantalla y la guían a 5 fotomultiplicadores diferentes. El detector se diseñó con el objeto de conseguir simultáneamente resolución espacial y temporal en las medidas de la radiación de ultravioleta de vacío procedente del plasma del stellarator TJ-II, que complementará la información que proporcionan otros detectores y diagnósticos operativos en el TJ-II, como las matrices lineales de detectores de rayos X de baja energía, bolometría y el espectrómetro de alta resolución de ultravioleta de vacío, que observa una cuerda central del plasma.

Con este detector se pudo probar un esquema original de detección multicanal basado en la luminiscencia de una pantalla y en cuyo diseño se empleó la experiencia adquirida en el estudio de pantallas luminiscentes.

4.2.2 Descripción

Un esquema simplificado del detector y de la visión que cada uno de los canales tiene del plasma, se muestra en la figura 4-2. La radiación procedente del plasma llega al detector a través de una abertura de 1 mm de diámetro. Seguidamente, está colocado un filtro que sirve para elegir la banda de radiación que se quiere medir. Se escogió un filtro comercial de aluminio con un espesor de 1500 Å, que transmite la radiación con energía mayor que 15 eV y cuya curva de transmisión se muestra en la figura 4-3 [Lux02].

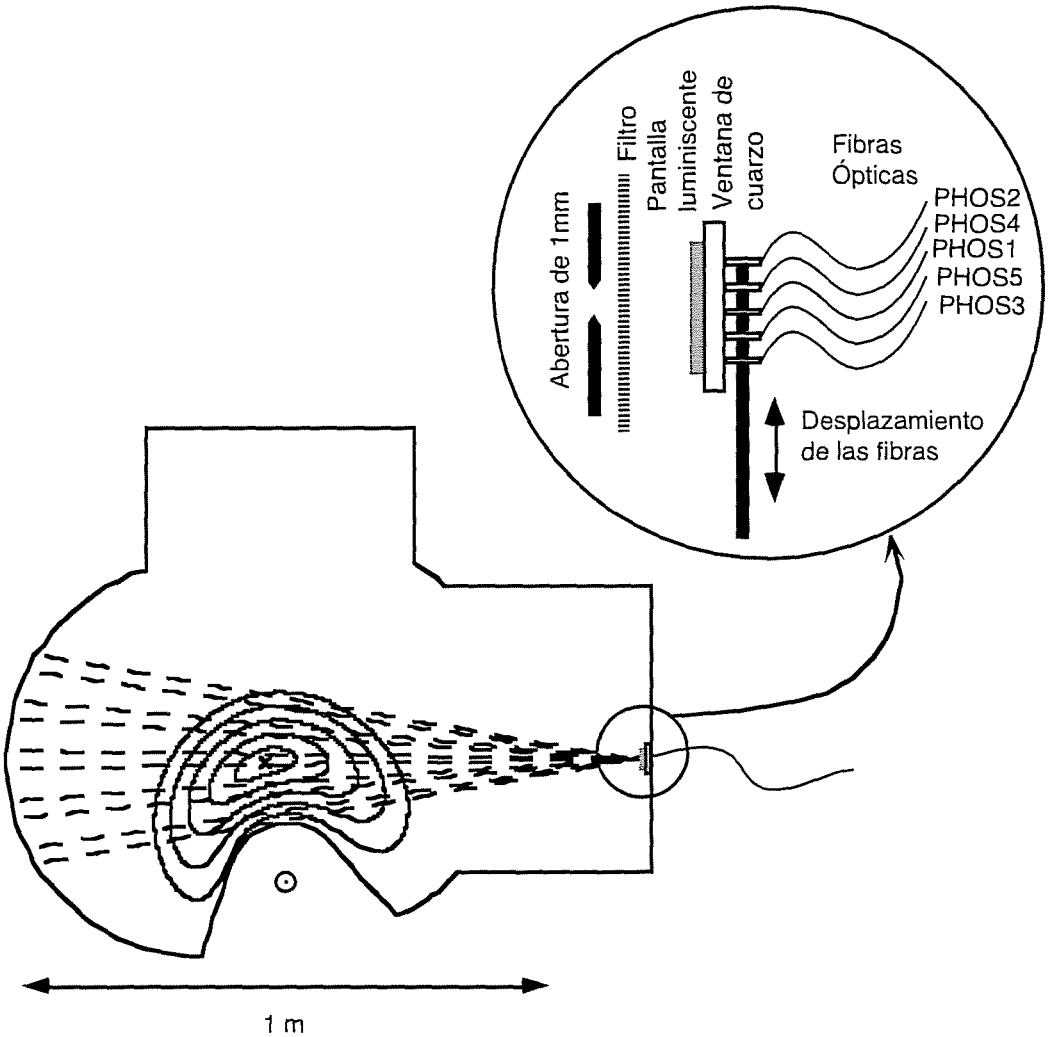

Figura 4-2. Corte poloidal con la visión del detector multicanal del plasma del TJ-II. El plasma se representa con las superficies de flujo magnético de la configuración magnética 100_40_63.

La radiación alcanza entonces la pantalla luminiscente de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, que tiene un espesor de 2.2 mg/cm^2 y forma circular con un diámetro de 30 mm. La pantalla está sobre un soporte circular de cuarzo de 46 mm de diámetro, que sirve de cierre de vacío del detector con una junta tórica de alta temperatura.

Combinando la curva de eficiencia de la pantalla luminiscente según el modelo para pantallas granulares en modo directo, ec. (2-12), con los parámetros calculados para el $Y_3Al_5O_{12}$:Ce (tabla 3-1) con la curva de transmisión del filtro, figura 4-3, se consigue la curva de la eficiencia del conjunto de la pantalla luminiscente con el filtro, que se muestra en la figura 4-4. También se puede observar que el detector es principalmente sensible a la radiación entre 10 y 100 eV.

Las componentes descritas del detector constituyen un sistema compacto con una

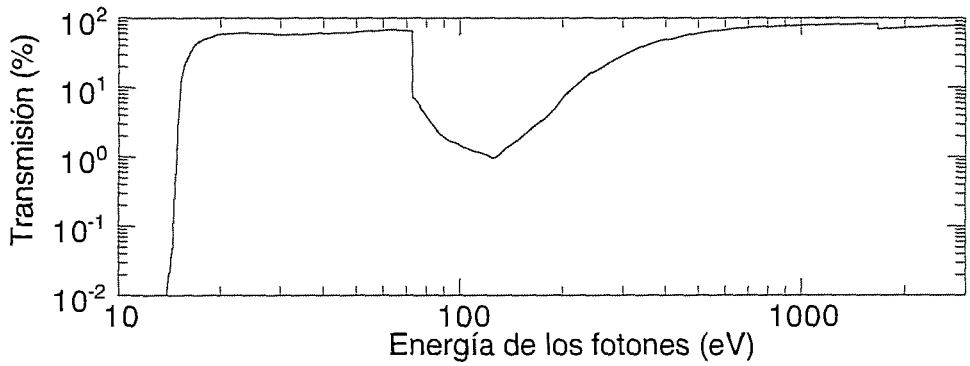

Figura 4-3. Transmisión del filtro de 1500 Å de aluminio.

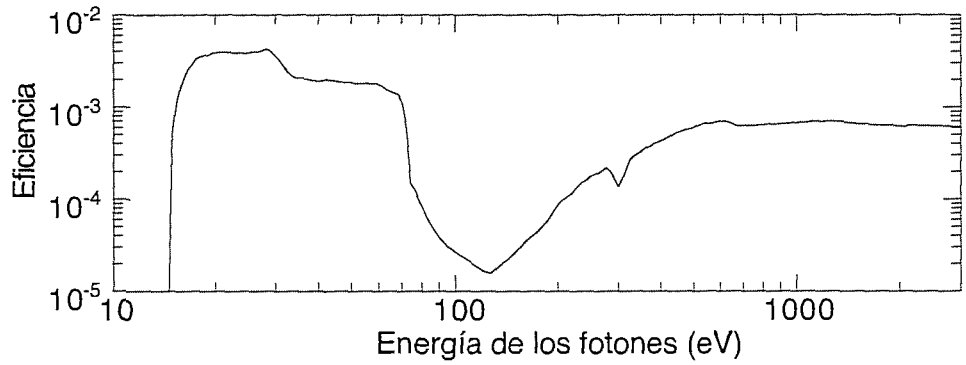

Figura 4-4. Eficiencia conjunta de la pantalla luminiscente de 2.2 mg/cm^2 de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce y el filtro de 1500 Å de aluminio.

longitud de unos 50 mm, que va instalado en una brida estándar de vacío tipo conflat CF-40 de la vasija de vacío del stellarator TJ-II, lo que permite su colocación en cualquier posición con visión poloidal o toroidal del plasma.

Fuera de la vasija de vacío, la luz luminiscente es conducida por medio de un manojo de 5 fibras ópticas en línea hasta 5 fotomultiplicadores: cada fibra recoge la luz luminiscente generada, en diferentes partes de la pantalla luminiscente, por la radiación procedente del plasma a lo largo de diferentes cuerdas de visión. Como cada fibra tiene una longitud de 5 metros, se logra que los fotomultiplicadores, con sus equipos electrónicos, estén alejados del TJ-II, por lo que se reducen las interferencias provocadas por los fuertes campos electromagnéticos, y se facilitan sus apantallamientos frente a un fondo de rayos X de alta energía. Estas características son distintivas de este esquema de detección.

En el lado del detector, cada rama del manojo de fibras es de forma circular, mientras que en el lado de la pantalla luminiscente es rectangular, con el objeto de maximizar la resolución espacial en el ángulo poloidal y recoger más radiación en la dirección toroidal, donde se considera que no cambian las magnitudes básicas del plasma. Este conjunto

solidario de rectángulos 1 mm × 5 mm separados 2.8 mm linealmente, que va dispuesto en el lado de la ventana que está fuera de la vasija de vacío, se puede desplazar hasta 20 mm para seleccionar diferentes cuerdas de visión del plasma, con lo que con un número limitado de canales se puede cubrir una amplia variedad de tamaños del plasma. Esta característica es muy importante para el TJ-II, debido a que en este dispositivo se pueden producir plasmas de diferentes tamaños con diferentes configuraciones magnéticas.

Los detectores de la radiación visible empleados son fotomultiplicadores de tipo compacto de la casa Hamamatsu Photonics (Iwata, Japón): 3 unidades del modelo 5783-04 y 2 unidades del 5784-04. Los primeros llevan integrados un amplificador de corriente con un ancho de banda de 20 kHz, y una ganancia de 10^6 V/A; a los segundos se les dotó de amplificadores de corriente del tipo SR570 de Stanford Research Systems (Sunnyvale, EE.UU.) con un ancho de banda de 200 kHz y ganancia variable. En esta configuración se cuenta con dos canales de respuesta rápida que podrían ser usados para estudios de fluctuaciones en el plasma. La sensibilidad de los canales se puede regular ajustando la polarización de los fotomultiplicadores, lo que se logra variando la tensión de la fuente de control de los mismos. Los fotomultiplicadores se usan con una polarización típica del 65 % de la máxima recomendada, lo que corresponde a una ganancia en corriente de aproximadamente 10^5 V/A. Por medio del cambio de la polarización, se consigue una regulación del nivel de señal, con lo cual se puede evitar la saturación de la señal y ajustar la señal al rango óptimo para su digitalización, dado que en el TJ-II los niveles de radiación pueden variar, dependiendo de la concentración de impurezas y su distribución, hasta un factor 100. Las señales obtenidas son leídas directamente por el sistema de adquisición de datos del TJ-II [Veg99], con lo que una vez producida la descarga, las señales están disponibles inmediatamente para todos los grupos experimentales.

La sensibilidad relativa de la parte del sistema que mide la luz luminiscente, es decir, las fibras, los fotomultiplicadores con su electrónica de amplificación y el sistema de adquisición de datos de los 5 canales, fue calibrada con una lámpara electroluminiscente plana y circular de amplio espectro. Este tipo de lámpara proporciona una luz espacialmente uniforme en una zona lo suficientemente amplia para que incluyera a las cinco cabezas de las fibras ópticas. La intensidad de la luz de la lámpara puede ser regulada, permitiendo que la calibración relativa del sistema se realice en las mismas condiciones que la medida. La calibración relativa de los canales es imprescindible para obtener perfiles de radiación del

plasma, ya que aunque por construcción todos los canales son iguales, en la calibración se aprecian pequeñas diferencias.

4.2.3 Resultados

Para ilustrar el funcionamiento del detector multicanal, se presentarán varios casos que ponen de relieve su versatilidad. Primero se enseñará el comportamiento típico del detector ante una descarga tranquila, comparándolo con otros detectores de radiación global habitualmente usados en la monitorización de plasmas, como los bolómetros. Después se mostrará el comportamiento de estos detectores en situaciones donde el plasma cambia apreciablemente, así como análisis realizados en experimentos de inyección de partículas mediante ablación láser. Finalmente, se incluirá un pequeño estudio que relaciona la señal del detector con la potencia de radiación de microondas inyectada en el plasma para su calentamiento.

Descarga tranquila

En las figuras 4-5(a) y (b) se muestran las trazas de las señales del detector multicanal, así como las de los monitores del plasma para la descarga #3214. Esta es una descarga tranquila, en la que los monitores del plasma no muestran cambios bruscos una vez que se llega a una situación de equilibrio. En esta descarga, el calentamiento del plasma se produjo inyectando microondas con una potencia total de 400 kW, donde 100 kW corresponden al primer girotrón y 300 kW al segundo. Las oscilaciones que se aprecian en la señal del detector multicanal están causadas en parte por fluctuaciones del plasma y en parte por la estadística de la detección de fotones del fotomultiplicador.

También se muestran, en la figura 4-5(b), las trazas de los principales monitores del TJ-II para la misma descarga. En la figura 4-6(a), se presenta un perfil de radiación obtenido con el detector multicanal en 1220 ms. Se debe tener en cuenta que estos perfiles corresponden a medidas de radiación realizadas en una cuerda de observación (figura 4-2). Para obtener los valores locales de emisión de radiación, se debe realizar una inversión de los valores medidos, que corresponden a integrales de línea de los valores locales. Para calcular esta inversión, se requiere un número mayor de canales que los cinco actualmente disponibles, pero el sistema seguiría siendo esencialmente el mismo. En la figura 4-6(b) se muestra el perfil de temperatura electrónica obtenido por los canales de ECE.

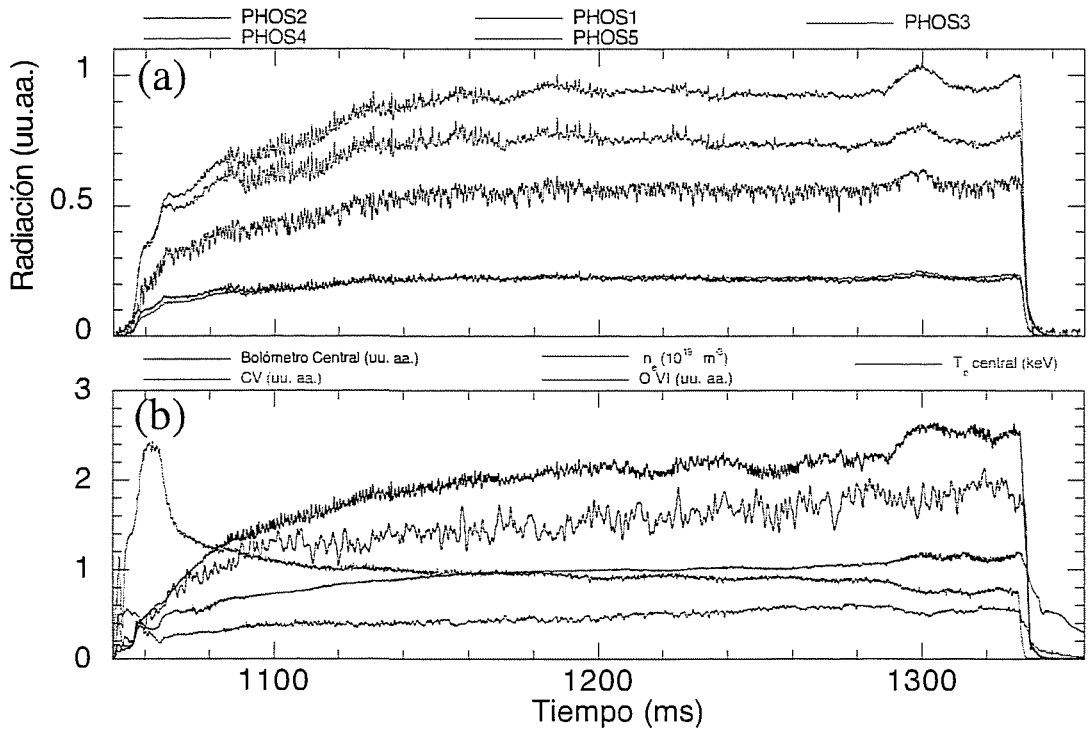

Figura 4-5. Trazas de las señales de la descarga #3214 del TJ-II. (a) Señales PHOS1 a PHOS5 de los canales del detector multicanal. (b) Monitores del plasma durante la descarga

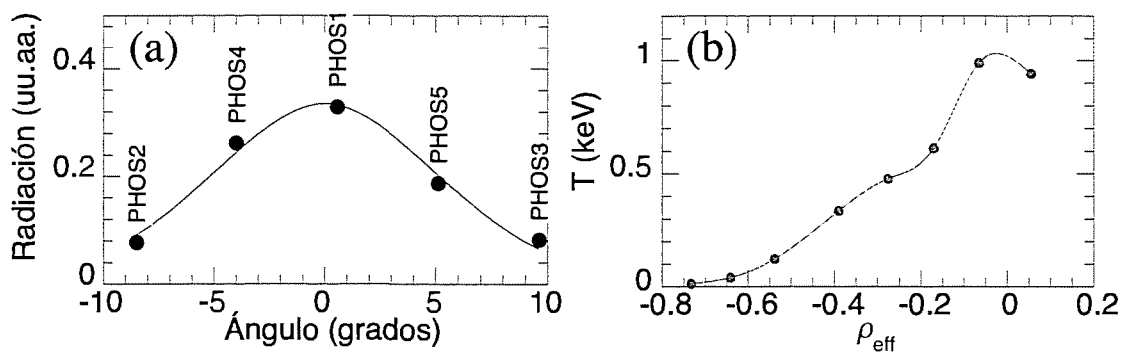

Figura 4-6. (a) Perfil de radiación obtenidos con el detector multicanal en la descarga #3214 a 1220 ms. El ajuste del perfil de radiación se realizó con un perfil parabólico centrado en el ángulo de observación 0 que corresponde a la posición del eje magnético. (b) Perfil de temperatura electrónica obtenido por los canales de ECE, también para el mismo instante.

En la descarga analizada se observa que los detectores basados en pantallas luminiscentes se comportan de forma similar a los monitores estándar de radiación. Además, el comportamiento de los distintos canales de los detectores luminiscentes no varía, salvo un factor, con la cuerda de observación del plasma.

Descargas con enfriamientos súbitos

En las figuras 4-7(a) y (b), se muestran las evoluciónes temporales de las trazas de las señales procedentes del detector multicanal y de monitores del plasma para la descarga #3221

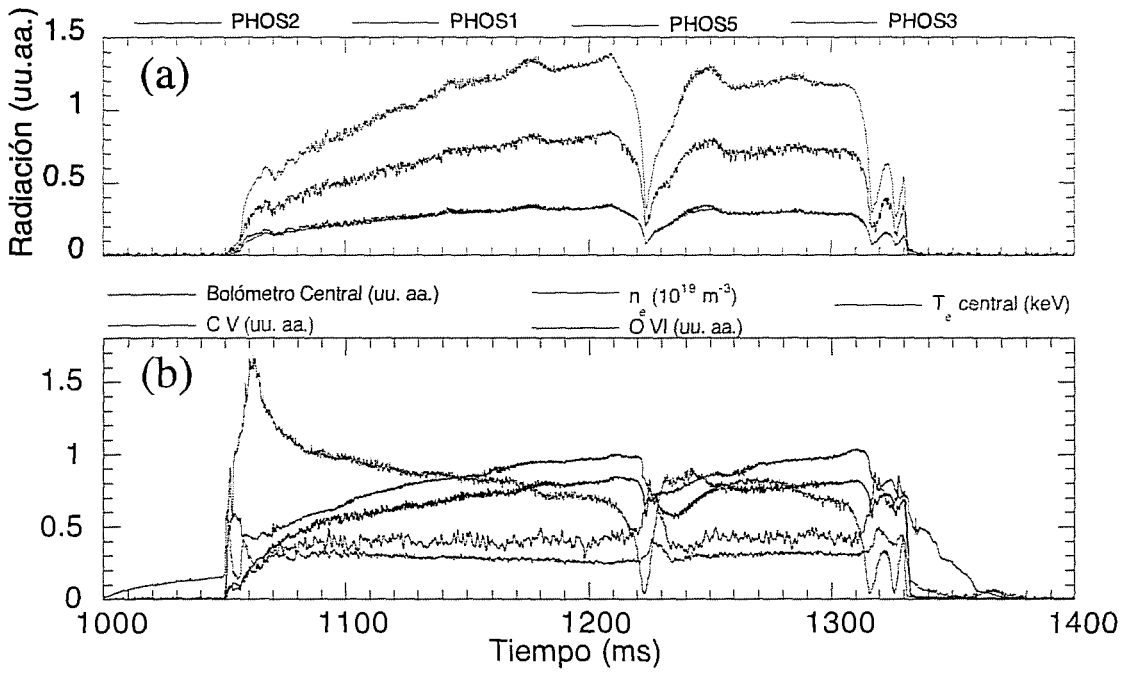

Figura 4-7. (a) Señales de del detector multicanal en la descarga #3221. (b) Monitores del plasma durante la descarga #3221.

del TJ-II, con el plasma calentado por microondas con una potencia de 400 kW (100 kW el primer girotrón y 300 kW el segundo), en la que se produce una sensible reducción de los niveles en las señales del detector multicanal y en la temperatura electrónica correspondiente al canal ECE central en el instante 1223 ms.

Este efecto se produce porque en instantes anteriores se ha incrementado la densidad electrónica del plasma hasta niveles en los que los electrones dejan de absorber las radiaciones de microondas, por lo que el plasma se enfría. Debido a la disminución de la temperatura y densidad, también se reduce la radiación emitida por el plasma. Posteriormente, el plasma se recupera porque vuelve a absorber la radiación, al ser menor la densidad electrónica del plasma.

En las figuras 4-8(a) y (b) se muestran las respuestas de los mismos monitores en el intervalo en el que disminuye la temperatura electrónica central del plasma bruscamente. Las señales del detector multicanal disminuyen de forma más acentuada que la señal del bolómetro proveniente de la cuerda central, porque el bolómetro es sensible a la radiación global del plasma, mientras que el detector multicanal es más sensible a la radiación producida por zonas del plasma más calientes.

Conviene también reseñar que mientras la señal del bolómetro que observa la cuerda central cae, las señales de O VI y C V (radiación de líneas espectrales específicas de

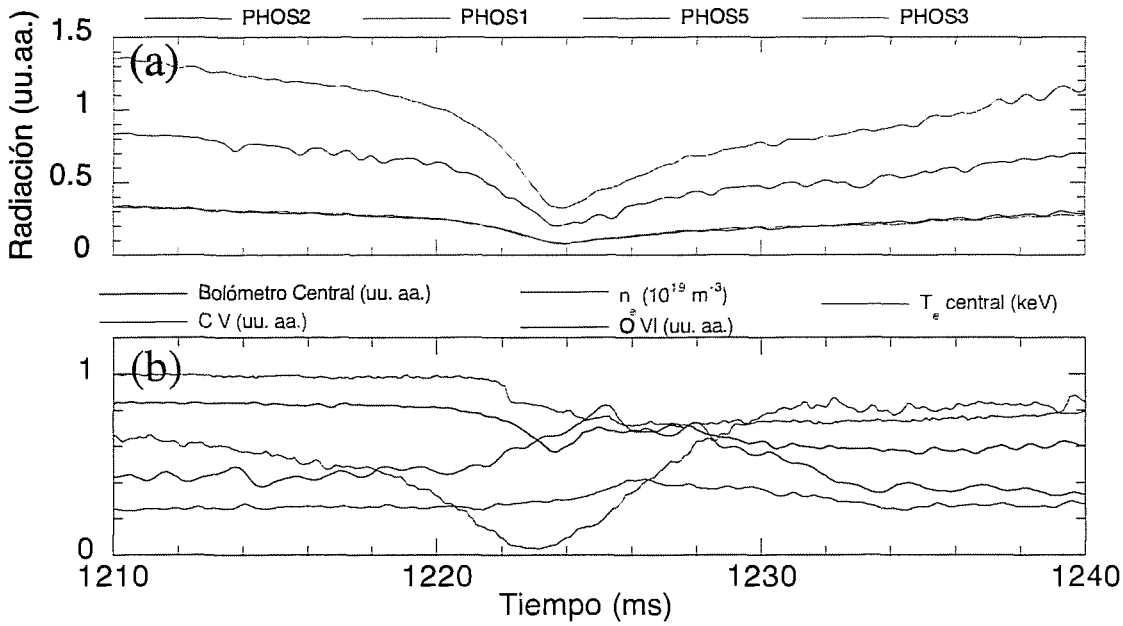

Figura 4-8. (a) Señales del detector multicanal en la descarga #3221 en el enfriamiento del plasma. (b) Monitores del plasma durante la descarga #3221.

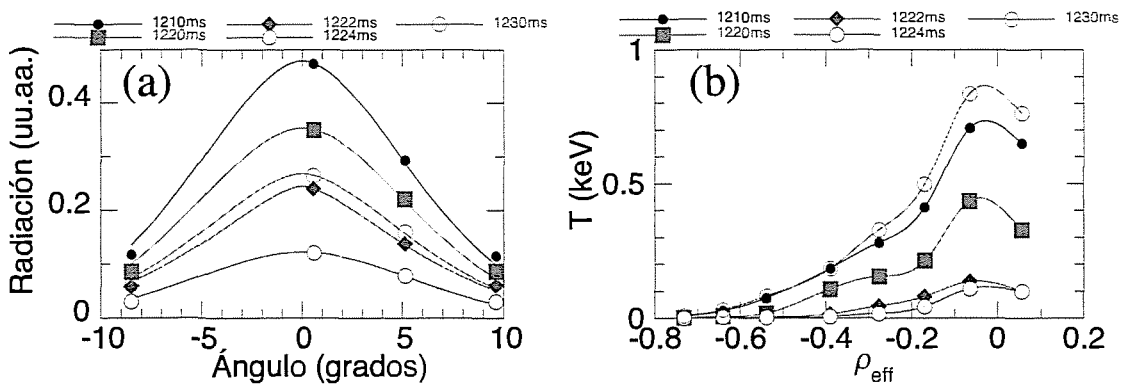

Figura 4-9. (a) Perfiles de radiación obtenidos con el detector multicanal en la descarga #3221 durante el enfriamiento del plasma. (b) Perfiles de temperatura electrónica obtenidos por los canales de ECE.

impurezas de oxígeno y carbono) tienen una ligera subida después del enfriamiento del plasma, debido a la recombinación de las impurezas que se produce al descender la temperatura. Concretamente, en el caso de la línea 103.2 nm del O VI, hay una recombinación de O VII a O VI. Observando la evolución de los perfiles de radiación y temperatura, figuras 4-9(a) y (b), se nota que la disminución de la señal es uniforme en todos los canales, lo que indica que la emisión de radiación disminuye uniformemente en el plasma.

Otro caso se ilustra en las figuras 4-10 y 4-11, donde se muestran las trazas de monitores del plasma en la descarga #3445, donde la potencia de inyección de microondas de

un girotrón está modulada. La potencia inyectada por el primer girotrón era 300 kW y 100 kW por el segundo, estando la potencia del segundo girotrón modulada al 100 % por una onda cuadrada de 5 kHz.

Cuando el plasma se enfría en 1187 ms, las señales del detector multicanal disminuyen su señal como en el enfriamiento de la descarga #3221. Sin embargo, se observa que en el enfriamiento, la forma de los perfiles de radiación cambia, figura 4-12(a), indicando que el

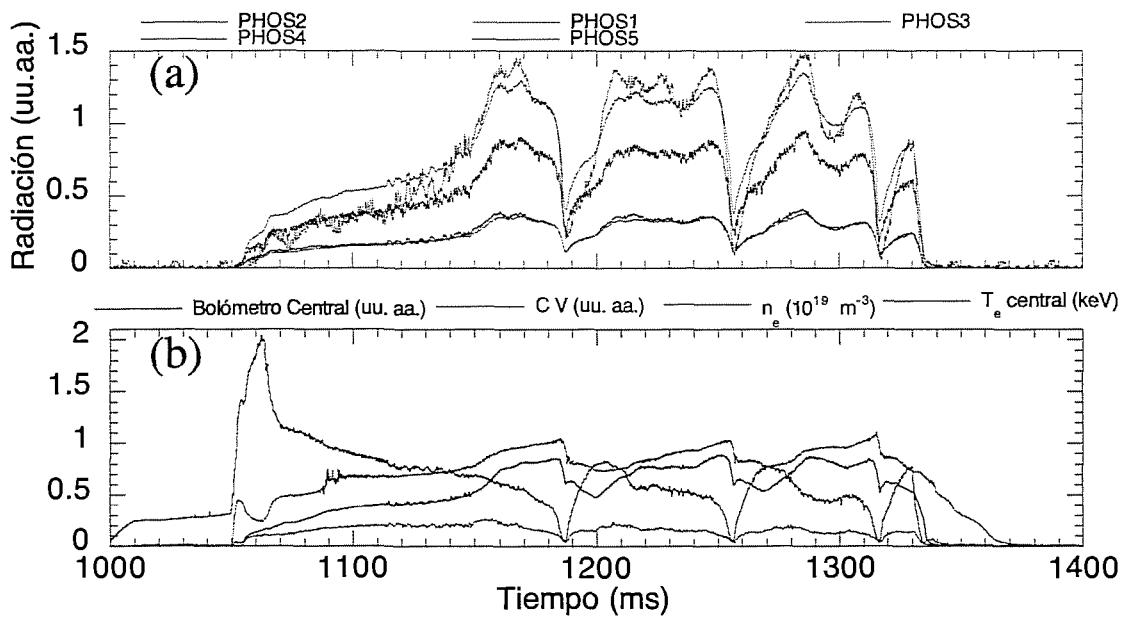

Figura 4-10. (a) Señales del detector multicanal para la descarga #3345. (b) Señales de diferentes monitores en la descarga #3345, donde un girotrón está modulando su potencia de 100 kW a 5 kHz.

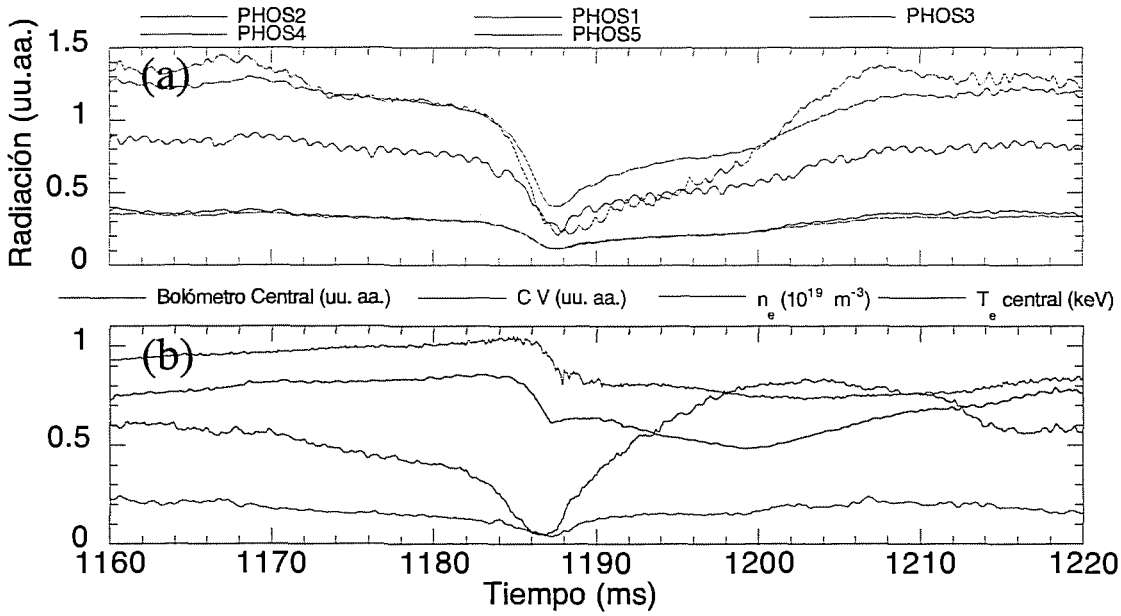

Figura 4-11. Señales de diferentes monitores en el momento del enfriamiento del plasma en la descarga #3345.

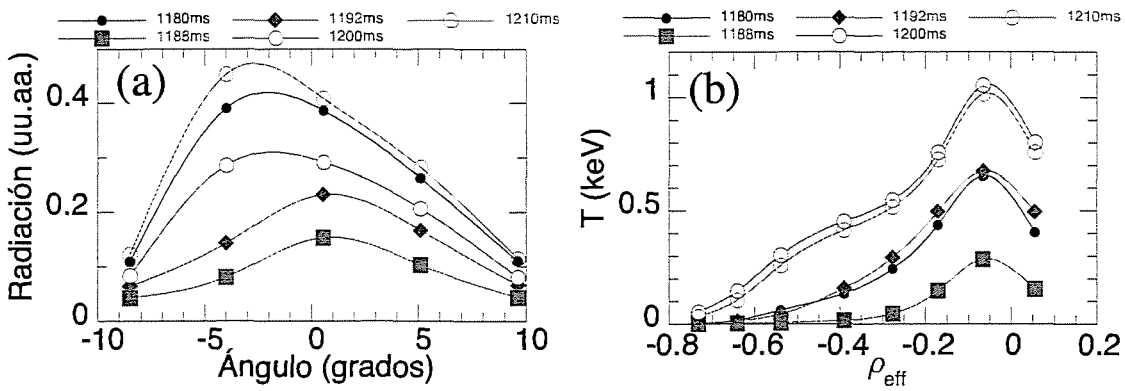

Figura 4-12. (a) Perfiles de radiación obtenidos con el detector multicanal en la descarga #3345 durante un enfriamiento del plasma. (b) Perfiles de temperatura electrónica obtenidos por los canales de ECE.

plasma no se enfría uniformemente, como se puede apreciar en la figura 4-12(b).

Inyección de impurezas

Otro campo donde se puede emplear este detector es en el estudio del confinamiento de partículas en el plasma tras una inyección de impurezas por ablación por láser [Zur02, Zur03]. Esta técnica se ha realizado en varios stellarators [Kan87, Hor92, Bur97]. En ella, se considera que el incremento de la radiación tras la inyección, y su evolución temporal, es debida a la presencia de las impurezas inyectadas.

En la figura 4-13(a) se muestra el comportamiento del canal central del detector multicanal (PHOS1), tras una inyección de hierro mediante la técnica de ablación láser, junto a otras señales de radiación, el bolómetro y detectores de rayos X de baja energía (con fotones de más de 0.8 keV), de la zona central del plasma.

Las señales perturbadas, después de sustraerlas el fondo, fueron ajustadas a una función exponencial estirada [Koh47]:

$$I = I_0 \, e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^{\beta}} \qquad (4\text{-}1)$$

donde t_0 es el tiempo que se toma como referencia de la relajación de la señal, τ el tiempo de relajamiento de la exponencial estirada y β es un parámetro de la dispersión de τ. Este tipo de funciones con $\beta \neq 1$ sirve para ajustar relajaciones donde participan procesos con diversos tiempos de relajación.

Ajustando los parámetros de la ec. (4-1) con las señales experimentales de radiación del plasma, se estima τ, relacionado con el tiempo de confinamiento de las partículas inyectadas, y β.

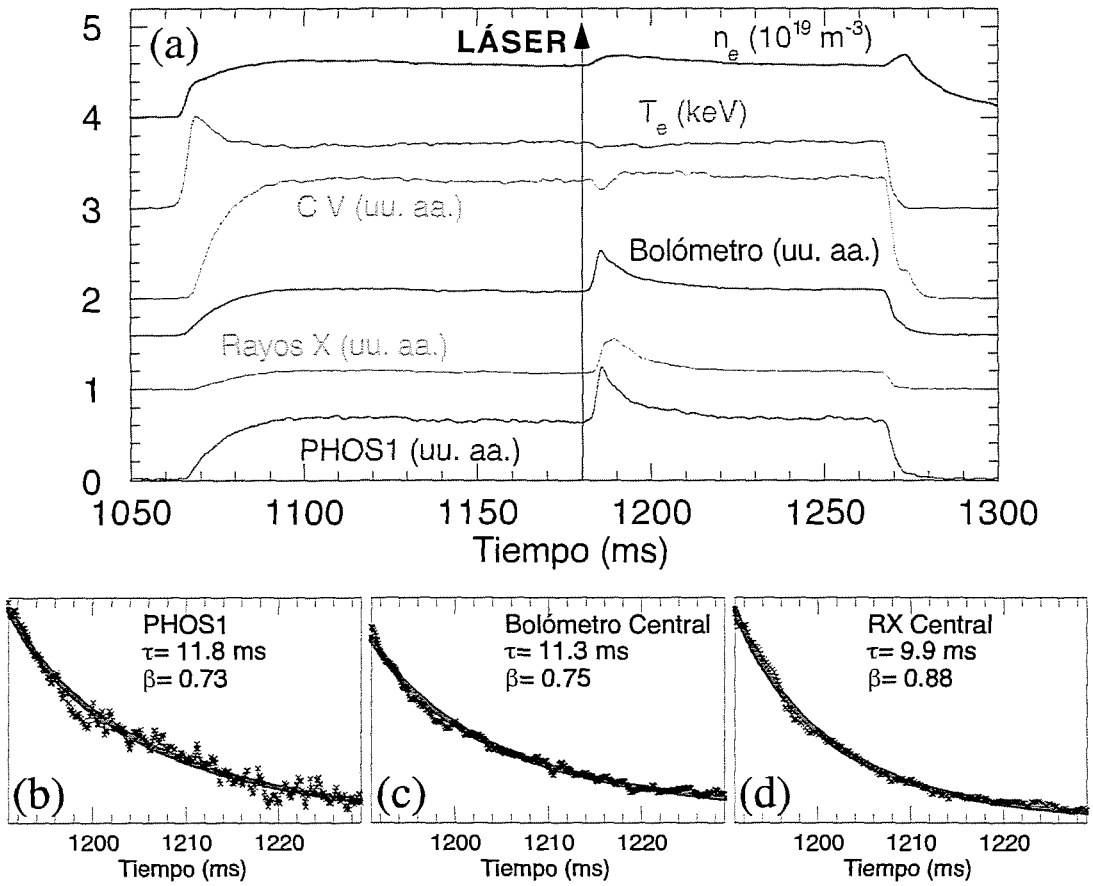

Figura 4-13. (a) Monitores del plasma durante la descarga #8363 del TJ-II. Para una mejor visualización las trazas han sido desplazadas en el eje de ordenadas (b) Ajuste de la traza de la señal del canal central del detector multicanal. (c) Ajuste de la traza de la señal de la cuerda central del bolómetro. (d) Ajuste de la traza de la señal del detector de rayos X de baja energía correspondiente a la cuerda central.

En la figura 4-13 se muestra el análisis realizado en la descarga #8363, siendo inyectado el hierro en 1180 ms. Como se observa en la figura 4-13(a), después del disparo del láser, las trazas de los monitores que miden bandas espectrales anchas aumentan significativamente, hasta que pasado un tiempo vuelven a la situación de partida. En las figuras 4-13(b), (c) y (d) se muestran los ajustes realizados con la exponencial estirada, con los parámetros τ y β calculados para los canales que miran las cuerdas centrales del detector multicanal, el bolómetro y los detectores de rayos X. Como β es distinto de 1, indica que la relajación de la radiación no sigue un comportamiento exponencial puro. Este tipo de análisis con exponencial estirada es la primera vez que se aplica a plasmas de fusión y tiene como objeto determinar los diferentes procesos que incurren en la relajación de un estado excitado del plasma. Se están ampliando actualmente los análisis por medio del uso de códigos de transporte de impurezas, que proporcionan una caracterización más real del plasma, pero que

caen fuera del objeto de este informe [Zur03].

Barrido de potencia

Para estudiar las relaciones entre el nivel de señal de los canales del detector multicanal con cambios en el estado del plasma, se seleccionó un experimento llevado a cabo en el stellarator TJ-II donde se modificaba la potencia de inyección de microondas de forma sistemática, dejando fija la configuración magnética, para dos gases base distintos: hidrógeno y helio. En la figura 4-14(a), se muestran los resultados de este experimento para el canal central (PHOS1). Para varias descargas con la misma potencia total (suma de la potencia de

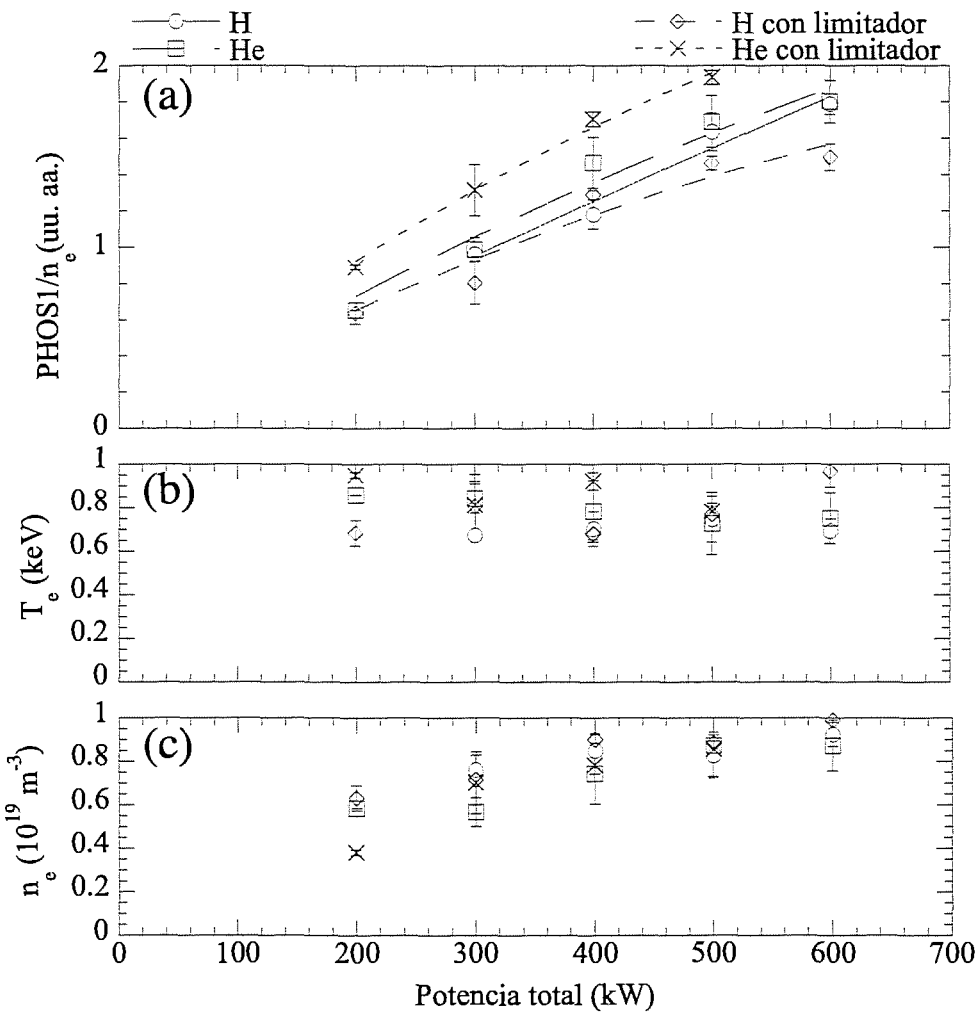

Figura 4-14. (a) Señal del canal central del detector luminiscente multicanal (PHOS1) dividida por la densidad electrónica media de la cuerda central en el barrido de potencia. Se diferencian los puntos por el tipo de gas base usado en las medidas y por el empleo del limitador (b) Medidas de la temperatura por el canal central de ECE en el barrido de potencia (c) Medidas de la densidad electrónica media para la cuerda central con el interferómetro en el barrido de potencia.

los dos girotrones), se calculó la media de la señal PHOS1 dividida por la densidad electrónica de la descarga. La barra de error de la figura es la desviación estándar de las medidas. En un plasma real, con una presencia de impurezas no despreciable, se puede dar una buena aproximación de la radiación total para balances de potencia con la emisión de las líneas resonantes de las impurezas [Isl], que en el caso de los plasmas con la temperatura electrónica del TJ-II, estas líneas se encuentran en el VUV. Las relaciones usadas para calcular la potencia radiada [Ver78, Gri97, Hut02], siempre incluyen la densidad electrónica como factor. Por eso, se divide a la señal PHOS1, que es un monitor de la radiación en el VUV, por la densidad electrónica. Además, la potencia radiada por las líneas resonantes de las impurezas depende de sus concentraciones, de la temperatura del plasma y de propiedades que vienen dadas por la naturaleza de las impurezas, como su número atómico o su sección eficaz [Hut02].

Con el objeto de efectuar un estudio fenomenológico de los datos obtenidos en el experimento, se realizó un ajuste de las medidas del canal central del detector multicanal divididas por la densidad electrónica, diferenciando las descargas por el tipo de gas y de si se usó o no el limitador. El ajuste usado para cada grupo de medidas fue un polinomio de segundo grado de la forma:

$$S_{PHOS} = a\ P_{TOT} + b\ (P_{TOT})^2 \qquad (4\text{-}2)$$

donde S_{PHOS} es la señal del canal central del detector luminiscente, P_{TOT} es la potencia nominal total inyectada en el plasma y a y b son parámetros ajustables.

Como se observa, los puntos se ajustan bien con una recta, pero también se nota cierta saturación para las potencias más elevadas, tal como se muestra en la tabla 4-1. La saturación se cuantifica por $(P_{TOT})_{MAX} \times b/a$, donde $(P_{TOT})_{MAX}$ es la potencia total más alta utilizada en el experimento, que en este caso es de 600 kW: cuanto menor sea $(P_{TOT})_{MAX} \times b/a$, mayor saturación. Se puede concluir que el nivel de radiación, en el rango de ultravioleta de vacío

Gas	*Limitador*	*a*	*b*	$(P_{TOT})_{MAX} \times b/a$
Hidrógeno	no	3.3×10^{-3}	-4.4×10^{-7}	-0.08
Helio	no	3.9×10^{-3}	-1.3×10^{-6}	-0.20
Hidrógeno	sí	3.6×10^{-3}	-1.7×10^{-6}	-0.28
Helio	sí	5.1×10^{-3}	-2.3×10^{-6}	-0.27

Tabla 4-1. Resultados del análisis del barrido de potencia.

seleccionado, es ligeramente mayor en helio que en hidrógeno, y que aumenta casi linealmente con la potencia inyectada.

4.3 Sistema compacto de barrido óptico

4.3.1 Fundamentos

Este detector consta de una pantalla luminiscente que mira al plasma. La luz luminiscente producida por la pantalla, tras reflejarse en un espejo oscilante y un espejo fijo, se focaliza, por medio de una lente, en un manojo de fibras ópticas. El espejo oscilante sirve para seleccionar la posición de la pantalla de la que procede la luz luminiscente que es recogida por el manojo de fibras, y cada posición de la pantalla recibe la luz procedente de regiones diferentes del plasma.

El objetivo de este detector es medir los perfiles de emisión del plasma en todo el espectro de radiación al que sea sensible la pantalla luminiscente de que conste, con la ventaja de poder presentar la evolución espacial y temporal de los perfiles de radiación global en tiempo real.

4.3.2 Descripción

El esquema del detector se muestra en la figura 4-15. El detector consta de:

- Una ventana donde está depositada la pantalla luminiscente en el lado del plasma y que sirve además para cerrar el detector a vacío. Como antes de la pantalla está colocado el estenope, cada zona de la pantalla recibe la radiación procedente de diferentes regiones del plasma.
- Un espejo oscilante que sirve para colectar la luz de diferentes partes de la pantalla luminiscente en función del tiempo. El espejo oscilante es del modelo SC-20, que fue adquirido a Electro-Optical Products (Fresh Meadows, EE.UU), tiene un ángulo de barrido de 40° y un tamaño de 20 × 20 mm. El movimiento del espejo sigue una onda sinusoidal de 140 Hz generada por un controlador de ganancia automática [Ele96].
- Un espejo fijo que refleja la luz hasta una fibra óptica.

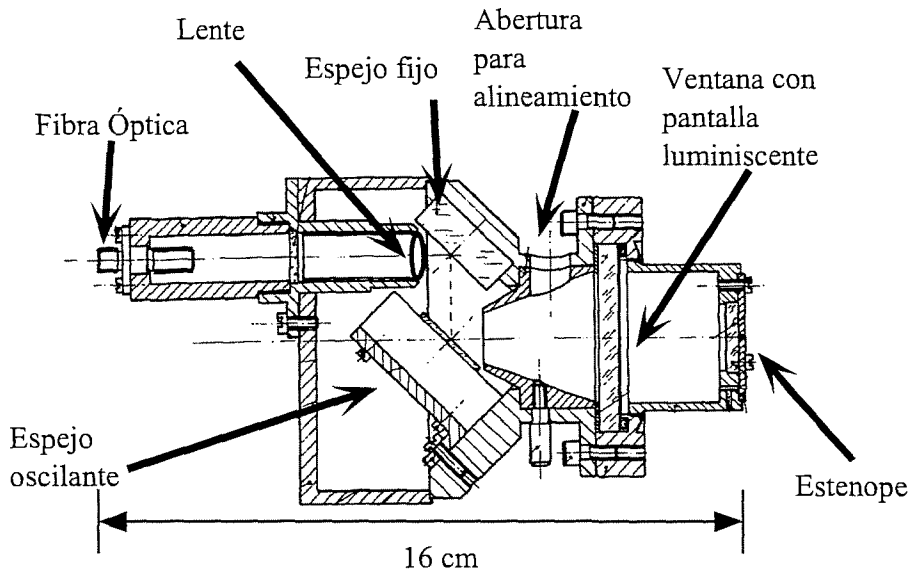

Figura 4-15. Esquema del detector compacto de barrido óptico.

- Una lente de aumento 1:1, con una longitud focal de 35 mm, que focaliza la luz procedente de la pantalla luminiscente, tras haber pasado por los dos espejos, en el terminal del manojo de fibras ópticas.
- Un manojo de fibras ópticas de sección rectangular (1 × 10 mm) que conduce la luz a un fotomultiplicador para que sea medida. Con el uso del manojo de fibras ópticas se consigue una eficiencia muy alta de la transmisión de la luz.
- Antes de que llegue la luz luminiscente al fotomultiplicador, ésta debe atravesar un filtro, centrado en la banda de emisión del material luminiscente, que elimina la luz parásita.
- El fotomultiplicador empleado es de arseniuro de galio del tipo R943-02 de Hamamatsu Photonics (Iwata, Japón). La corriente del fotomultiplicador es amplificada usando un amplificador de corriente del tipo SR570 de Stanford Research Systems (Sunnyvale, EE.UU.), que se conectó al sistema de adquisición de datos del TJ-II [Veg99].
- Además, el detector cuenta con una abertura para realizar el alineamiento: se ilumina la salida de la fibra óptica y se centra la pantalla de forma que se forme el segmento lineal luminoso en el centro de la pantalla luminiscente, que puede verse abriendo el orificio lateral de la carcasa del detector.

La geometría de observación de este detector se muestra en la figura 4-16. Puede verse que, para ángulos positivos, el detector mira a posiciones donde no hay plasma, lo que

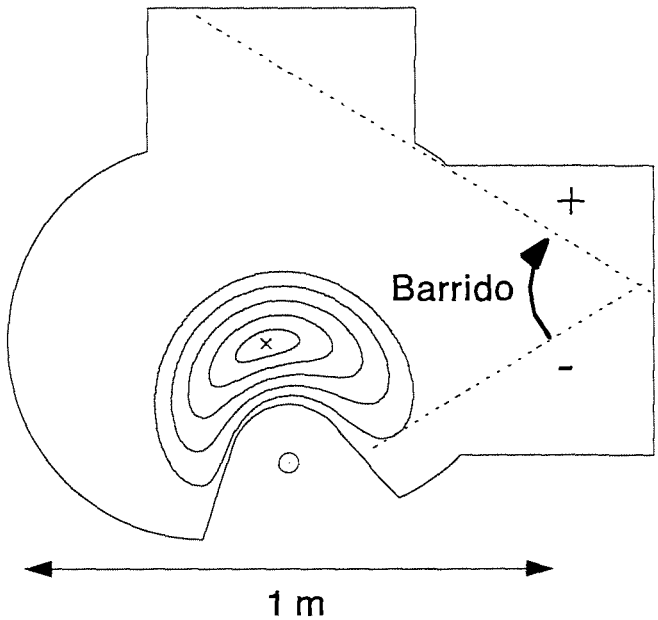

Figura 4-16. Corte poloidal de la visión del detector de barrido del plasma del TJ-II.

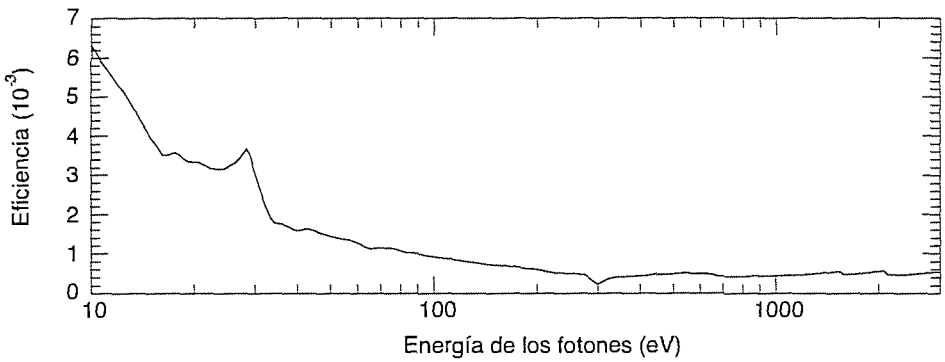

Figura 4-17. Eficiencia de la pantalla luminiscente empleada en el detector de barrido.

permite estimar el nivel de fondo debido a las reflexiones internas dentro de la vasija de vacío el TJ-II. Sin embargo, para ángulos negativos justo llega a alcanzar la observación del límite del plasma. Los signos de los ángulos del barrido están indicados en la figura. Además, el ángulo cero se ajusta a la cuerda de visión que atraviesa el centro del plasma.

La pantalla luminiscente utilizada en este detector es de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce con un espesor de 8 mg/cm^2, cuya curva de eficiencia, según el modelo para pantallas granulares en modo directo, ec. (2-12), se muestra en la figura 4-17. Al no disponer de filtro de radiación, la mayor eficiencia de este detector se consigue para la radiación de menos de 100 eV.

4.3.3 Análisis de los perfiles

Para probar el detector, se eligió una descarga en la que el plasma se enfriaba (figura 4-18), para comprobar el cambio de perfil en el enfriamiento del plasma. En la figura se pueden observar algunas trazas que monitorizan la descarga y la señal del detector, donde claramente se observan los perfiles del barrido. Además, como el barrido es realizado por un espejo oscilante con movimiento sinusoidal, cada perfil consecutivo será la imagen especular del anterior (salvando la variación temporal del perfil).

Debido al uso de un espejo oscilante con velocidad de giro no uniforme y a que las medidas obtenidas con la pantalla luminiscente son medidas a lo largo de la línea de observación, para poder obtener unos valores locales del perfil de emisión, hay que tratar adecuadamente los datos.

Primero, para convertir la señal, que es medida en función del tiempo, en un perfil

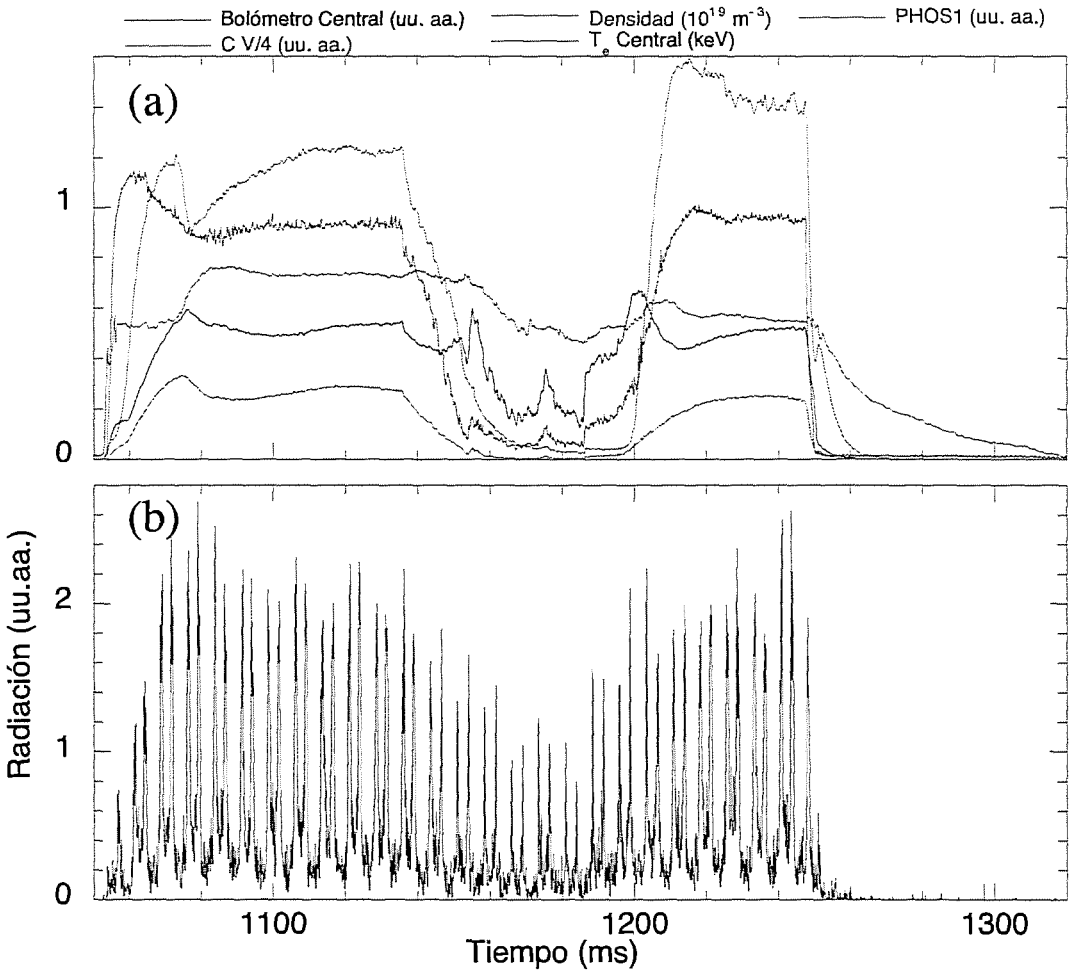

Figura 4-18. (a) Monitores del plasma en la descarga #5012. (b) Señal del detector de barrido.

espacial, en función del ángulo de observación, se divide la señal en periodos temporales que son determinados por medio de la autocorrelación de la señal: típicamente el tiempo obtenido es de 7.5 ms, en vez del nominal de 7.1 ms. Una vez determinado el centro del primer perfil, los siguientes perfiles estarán desplazados temporalmente nT, donde n es un número entero y T es el periodo calculado. Para tener en cuenta el movimiento sinusoidal del espejo oscilante, se invierten las coordenadas de los perfiles con n impar, y finalmente se aplica la función arcocoseno a las coordenadas, obteniéndose entonces los datos en función del ángulo de la cuerda de visión.

Para convertir las medidas en función del ángulo de observación en valores locales, se divide la configuración magnética del stellarator TJ-II en superficies con radio efectivo s_j, y se

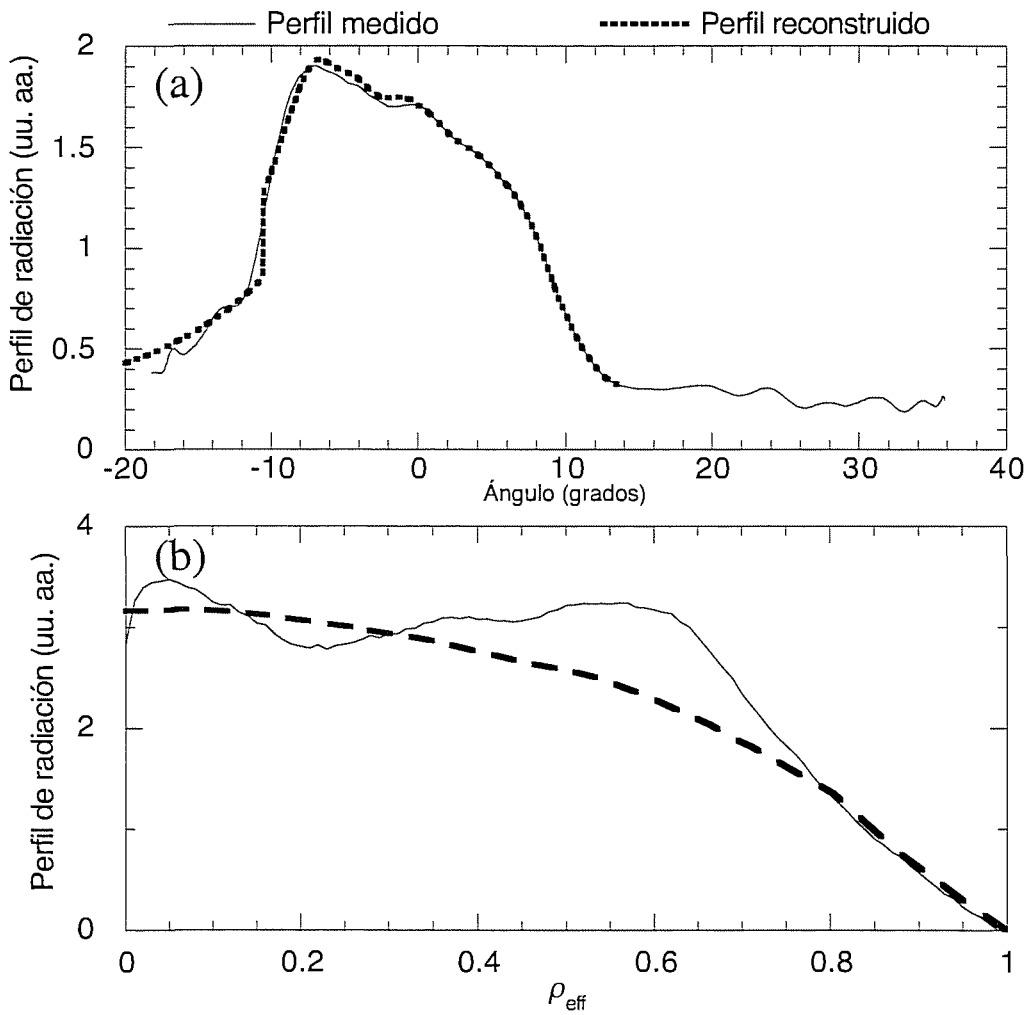

Figura 4-19. Perfiles obtenidos con el detector luminiscente de barrido con 8 perfiles (desde 1113.3 a 1139.5 ms) en la descarga #5012: (a) En coordenadas angulares, donde el ángulo cero corresponde al eje magnético (b) En radio efectivo (línea continua) junto con el perfil de radiación del bolómetro en 1130 ms (línea rayada) que ha sido escalado al perfil anterior.

calcula la matriz de pesos W para múltiples cuerdas de visión del detector que atraviesan el plasma. El elemento w_{ij} de la matriz W indica la longitud total de la cuerda i que discurre por entre las superficies s_j y s_{j+1}. Entonces, se establece el sistema lineal $WE=I$, donde W es la matriz de pesos definida anteriormente, E es el vector con los valores locales de emisión para el volumen entre las superficies magnéticas s_j y s_{j+1}, e I es el vector con los valores de la intensidad de la radiación recogidos por la cuerda i. Para resolver el sistema lineal, se utiliza la rutina QRSOL [Vni95], perteneciente a la librería IMSL del producto PV-WAVE de Visual Numerics (San Ramón, EE.UU.). QRSOL resuelve el sistema lineal por mínimos cuadrados usando un método con columna pivotante que incluye factorización QR.

Para resolver el sistema, con el objeto de proceder al cálculo de la emisión local, se

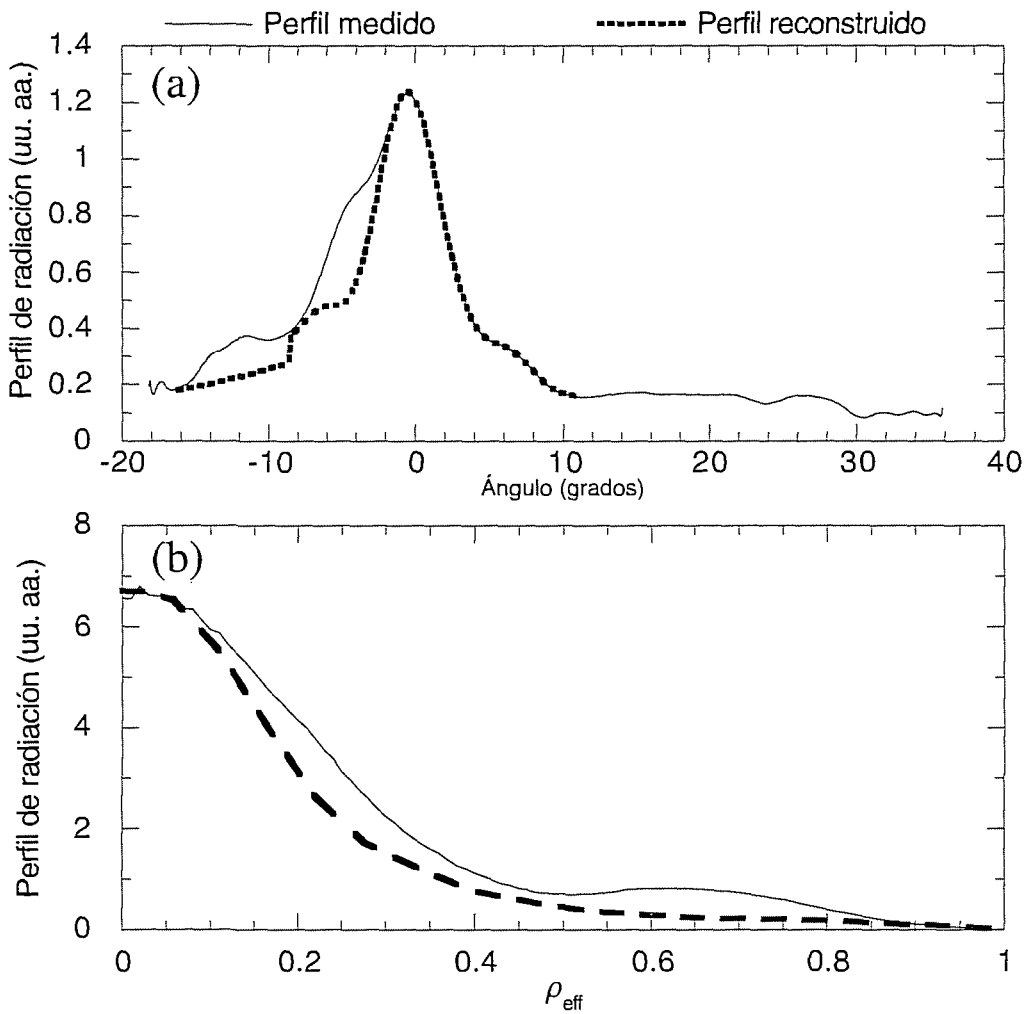

Figura 4-20. Perfiles obtenidos con el detector luminiscente de barrido con 12 perfiles (desde 1143.2 a 1184.4 ms) en la descarga #5012: (a) En coordenadas angulares, donde el ángulo cero corresponde al eje magnético (b) En radio efectivo (línea continua) junto con el perfil de radiación del medido por bolometría en 1160 ms (línea rayada) que ha sido escalado al perfil anterior.

utilizó la parte del perfil medida para ángulos positivos, donde se observaba el plasma desde el centro hasta el borde. Además, mediante un proceso iterativo asistido se puede variar la elección del centro y el borde del plasma de forma que reconstruyendo, a partir de los valores locales calculados (E), la intensidad de las cuerdas de visión ($I=W\,E$) concuerde con el perfil medido tanto para ángulos positivos como negativos, tal como se observa en las figuras 4-19(a) y 4-20(a).

El proceso numérico para resolver el sistema $W\,E=I$, puede ser inestable si el perfil medido no es suave. Para suavizar el perfil, medido en función del ángulo de la cuerda de visión, se emplea tanto un promediado entre los valores correspondientes a ángulos de la cuerda contiguos, como entre diferentes perfiles donde la situación del plasma no ha cambiado.

En las figuras 4-19(b) y 4-20(b) se muestran los perfiles calculados para dos situaciones diferentes del plasma en una misma descarga. En el primer perfil, en la figura 4-19(a), el plasma está en una situación normal. Al calcular los valores locales de emisión en función de coordenadas de radio efectivo, se observa que el perfil de radiación en la zona

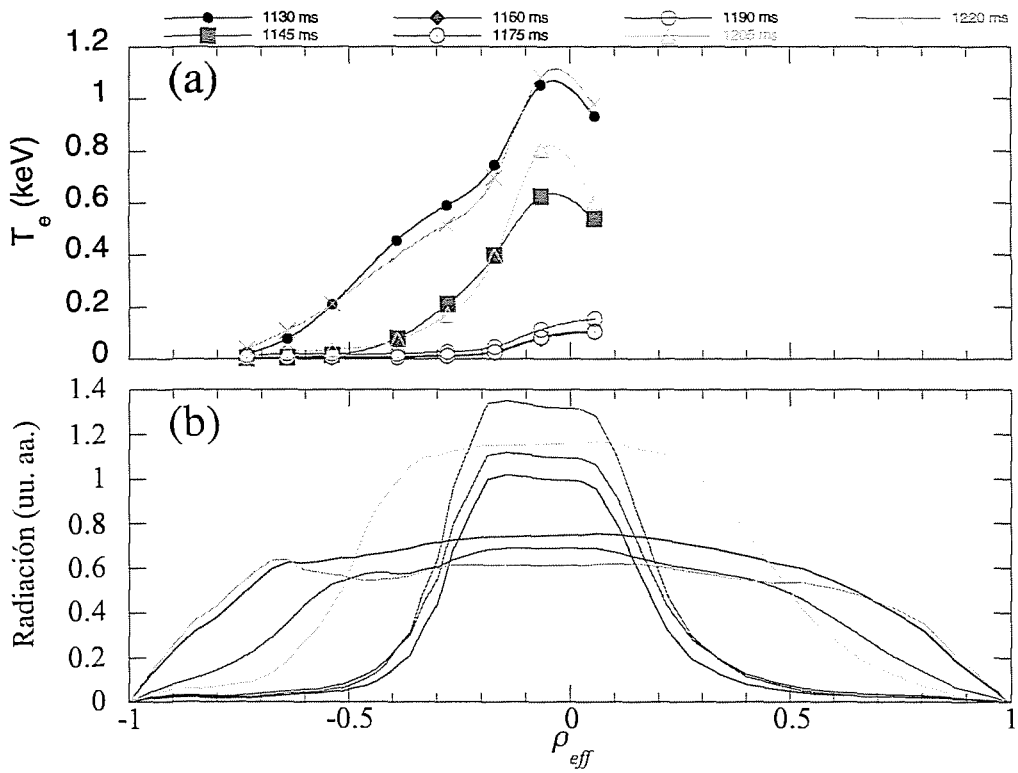

Figura 4-21. (a) Perfiles de temperatura electrónica obtenidos con los canales de ECE en la descarga #5012 (b) Perfiles de radiación obtenidos con los bolómetros para la misma descarga.

central ($\rho_{eff} \rightarrow 0$) es bastante plano.

En el segundo perfil, figuras 4-20(a) y (b), la forma angular del perfil de radiación es menor, tanto en su intensidad como en su extensión. Sin embargo, cuando se calculan los valores de emisividad locales, se nota que la emisión se ha concentrado en la zona central, donde además es más intensa. Hay que tener en cuenta que el volumen de la zona central del plasma es más pequeño ($\sim\rho_{eff}^2$), con lo que contribuye menos que el resto de las zonas a la emisión total.

Comparando estos perfiles con los perfiles locales de radiación total, medidos con los bolómetros, y los de temperatura electrónica, medidos por ECE, figuras 4-21(a) y (b), se observa que los perfiles de radiación de los bolómetros siguen el mismo patrón, que el detector de barrido en el enfriamiento del plasma, con un estrechamiento de los perfiles con aumento de la intensidad central, mientras que la temperatura ECE muestra una disminución en todo el perfil.

4.4 Cámara lineal de 1024 canales para los rangos espectrales del VUV y rayos X

4.4.1 Fundamentos

En el capítulo anterior, al estudiar el rendimiento de las pantallas luminiscentes, se manifestó que la eficiencia de las pantallas en modo inverso es mayor que en modo directo. Asimismo, en modo inverso la eficiencia de la pantalla aumenta con el espesor, aunque también empeora su resolución espacial [Cav96]. Además, al disponer la pantalla en modo inverso, se facilita el apantallamiento del detector, característica importante cuando se desean medir rayos X. Consecuentemente, se consideró construir una cámara lineal para los rangos espectrales del VUV y rayos X que contara con una pantalla luminiscente gruesa trabajando en modo inverso. El diseño que se desarrolló es único y original en la literatura científica, así como el uso de detectores de formato espectroscópico, con tamaño de píxel de 25 μm × 2.5 mm y alta sensibilidad para detectar la luminiscencia de la pantalla. El prototipo de cámara desarrollado ha tenido por objeto explorar las dificultades que surgirían al instalarlo en un dispositivo de fusión como el stellarator TJ-II, pero no representa una versión

completamente optimizada, en particular en cuanto a la resolución espacial que se podría conseguir.

Eligiendo el espesor de pantalla luminiscente adecuado, la cámara podrá ser operada para medir en la amplia banda espectral de emisión característica de los plasmas con temperatura electrónica desde 10 eV en el borde hasta 2 keV en el centro, como el stellarator TJ-II.

El primer objetivo científico que se dio a la cámara fue ampliar la búsqueda de estructuras topológicas en plasmas de alta temperatura, que ya había sido llevada a cabo en los rangos del visible y del ultravioleta por seguimiento de líneas de emisión individuales [Bac01b], a las regiones del VUV y rayos X. Las estructuras son pequeñas alteraciones, localizadas y sistemáticas, de los perfiles del plasma, causadas posiblemente por islas magnéticas de alto orden. La detección de las estructuras exige que las fluctuaciones aleatorias de la emisión del plasma sean eliminadas.

Comparando esta cámara con el detector compacto de barrido se puede notar que:

- La cámara cuenta con una pantalla luminiscente cuya luz luminiscente es producida en modo inverso, por lo que con un suficiente espesor de la pantalla se consigue una sensibilidad de la cámara a un rango muy amplio de radiación, desde el VUV a los rayos X.
- En el diseño de la cámara se incluyó una rueda de filtros, que sirve para escoger el rango espectral de la radiación que se quiere medir.
- La cámara carece de componentes electromecánicos que puedan ser afectados por los campos electromagnéticos de un dispositivo de fusión y por el desgaste mecánico de los mismos.

El objetivo de este detector es obtener perfiles de VUV y rayos X del plasma. A estos perfiles se les podrán aplicar técnicas de análisis de perfiles para determinar la posición de islas, y compararlas con la configuración magnética teórica. No obstante, el estudio detallado de esas técnicas, que se están desarrollando actualmente [Bac02], va más allá del propósito de este informe.

Sin embargo, las posibilidades de este detector no acaban en el estudio de estructuras, ya que cámaras sensibles al VUV y rayos X han sido empleadas en otros estudios de física de plasma como se mencionó en la sección 4.1. Por ejemplo, se ha usado una cámara recubierta de material luminiscente como elemento sensible a la radiación para medir los rayos X

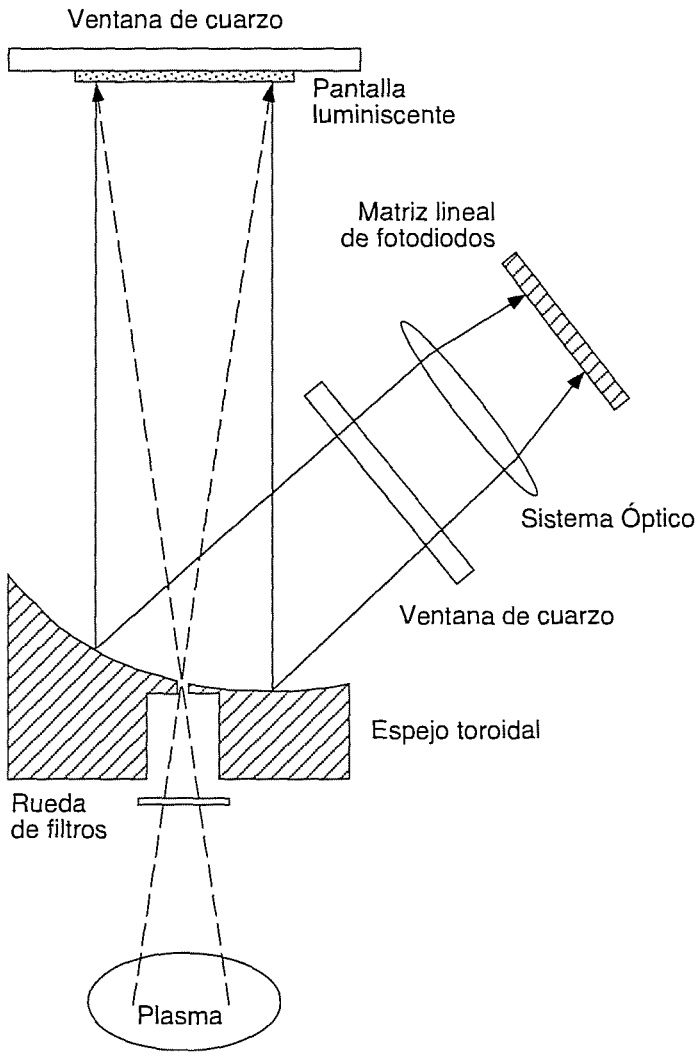

Figura 4-22. Esquema de la cámara lineal para los rangos del VUV y rayos X.

provenientes del plasma [Fai01].

4.4.2 Descripción

El esquema de la cámara se muestra en la figura 4-22:

- El plasma tiene un radio medio de ~20 cm y está situado a unos ~70 cm de la ventana disponible para la observación (figura 4-23).
- La radiación del plasma es seleccionada por medio de filtros colocados en una rueda con cinco posiciones. Se utilizaron filtros de 1200 Å de carbono, 1500 Å de aluminio, 1500 Å de boro para seleccionar bandas del ultravioleta, suministrados por Luxel (Friday Harbor, EE.UU.), y un filtro de 70 μm de berilio para escoger la banda de los

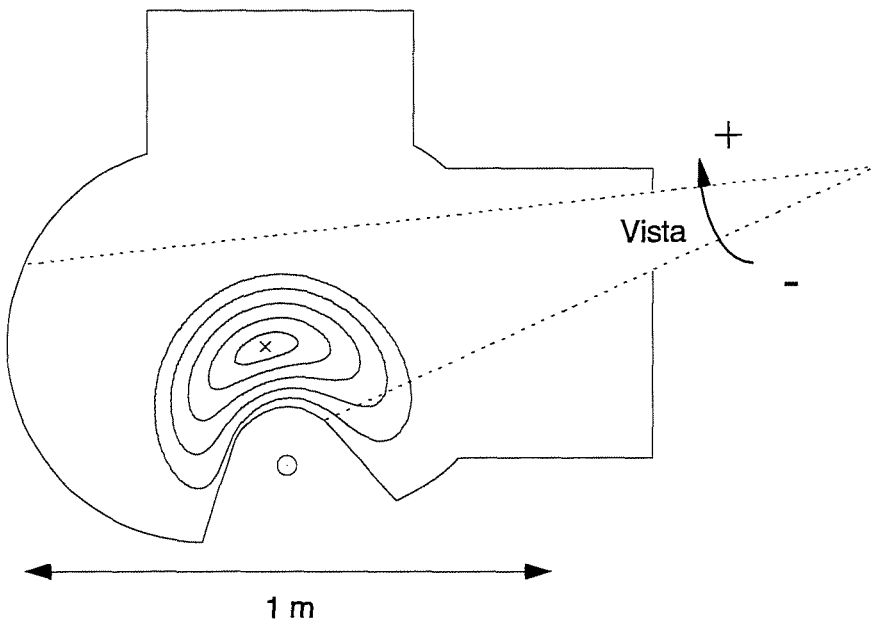

Figura 4-23. Corte poloidal de la visión de la cámara lineal del plasma del TJ-II.

rayos X, suministrado por Brush Wellman (Cleveland, EE.UU.). Una posición de la rueda de filtros se dejó libre, para permitir que pasara toda la radiación.

- La radiación filtrada pasa por un orificio rectangular (1.5 × 5 mm) ubicado en el centro de un espejo tórico metálico, que delimita la parte del plasma que es observada por la pantalla. Es el estenope de la cámara.
- Tras atravesar el estenope, la radiación incide en la pantalla luminiscente, que convierte la radiación del plasma en luz luminiscente. La pantalla que se utilizó fue producida por medio de la sedimentación de $Y_3Al_5O_{12}$:Ce en polvo sobre un soporte de cuarzo, con 30 mm de diámetro y 172 mg/cm^2 de espesor. La pantalla luminiscente está situada a ~82 mm del espejo tórico, y globalmente, la cámara tiene una longitud focal de ~82 mm.
- La luz luminiscente en modo inverso producida en la pantalla, se refleja en el espejo tórico, cuyo eje óptico está inclinado 22.5° con respecto a la normal de la pantalla luminiscente. El espejo fue fabricado a medida por Kugler (Salem, Alemania), con unas dimensiones de 27.188 mm de alto y 45 mm de diámetro. Los radios meridional y sagital del espejo son 96.208 y 85.831 mm, respectivamente. El espejo fue realizado de una aleación de aluminio, magnesio y silicio (ISO 6082) y con un recubrimiento de silflex-vis producido por Unaxis Balzers (Balzers, Liechtenstein). Su reflectancia es

superior al 98 % entre 420 a 700 nm y su rugosidad mejor que 10 nm. Los materiales empleados cumplen los requerimientos del TJ-II, es decir, baja permeabilidad para que no perturben la configuración magnética, estabilidad a temperaturas altas y resistencia a fuentes de microondas. Se eligió un espejo tórico para maximizar la señal medida: la cantidad de luz luminiscente colectada por el espejo tórico es mayor que la colectada por un espejo plano, aunque también se penaliza con ello la resolución espacial.

- La luz luminiscente reflejada atraviesa una ventana de cuarzo que está instalada en una brida estándar conflat CF-40.
- La luz luminiscente, es focalizada por una lente biconvexa de 40 mm de diámetro, 50 mm de focal y 1:1 de aumento en el sensor de luz.
- La imagen de la luz luminiscente es medida por medio de una matriz lineal intensificada de fotodiodos, del tipo OMA III de EG&G Princeton Applied Rearch (Princeton, EE.UU.), que consta de 1024 pixels. Cada píxel tiene una dimensión de 25 μm × 2.5 mm. Las dimensiones de la cámara fueron elegidas para que la matriz de fotodiodos recogiera la luz proveniente del área activa de la pantalla luminiscente, aquella que recibe radiación del plasma. Cada fotodiodo está orientado de forma que el lado mayor (2.5 mm) está viendo la zona toroidal del plasma, mientras que el lado menor (25 μm) está observando la zona poloidal. El tiempo mínimo de lectura de la matriz completa de fotodiodos es de ~17 ms, aunque en las medidas realizadas se usaron tiempos de lectura de datos entre 20 y 50 ms con el fin de tener una adecuada relación señal/ruido. El resultado obtenido en cada lectura es la integración de todos los fotones que llegan al detector entre los instantes de lectura. Como una descarga del TJ-II dura ~300 ms, se pueden medir entre 6 y 15 perfiles de radiación. La matriz lineal de fotodiodos tiene una sensibilidad muy alta (~1 cuenta/fotoelectrón) a la luz visible que emite la pantalla luminiscente (~530 nm), y tal como se comprobó, es bastante inmune a las interferencias electromagnéticas y al fondo de rayos X de alta energía que se produce en muchas descargas del TJ-II. Esta última característica le hace superior a un detector CCD, que es muy sensible a los fotones de alta energía.

La estructura metálica de la cámara se fabricó a partir de un bloque macizo de una aleación especial de aluminio con el objeto de evitar soldaduras y que se cumplieran los requisitos para que la cámara operara en ultraalto vacío y con altos campos electromagnéticos sin producir interferencias. En su interior se acomodaron la rueda de filtros y la ventana de

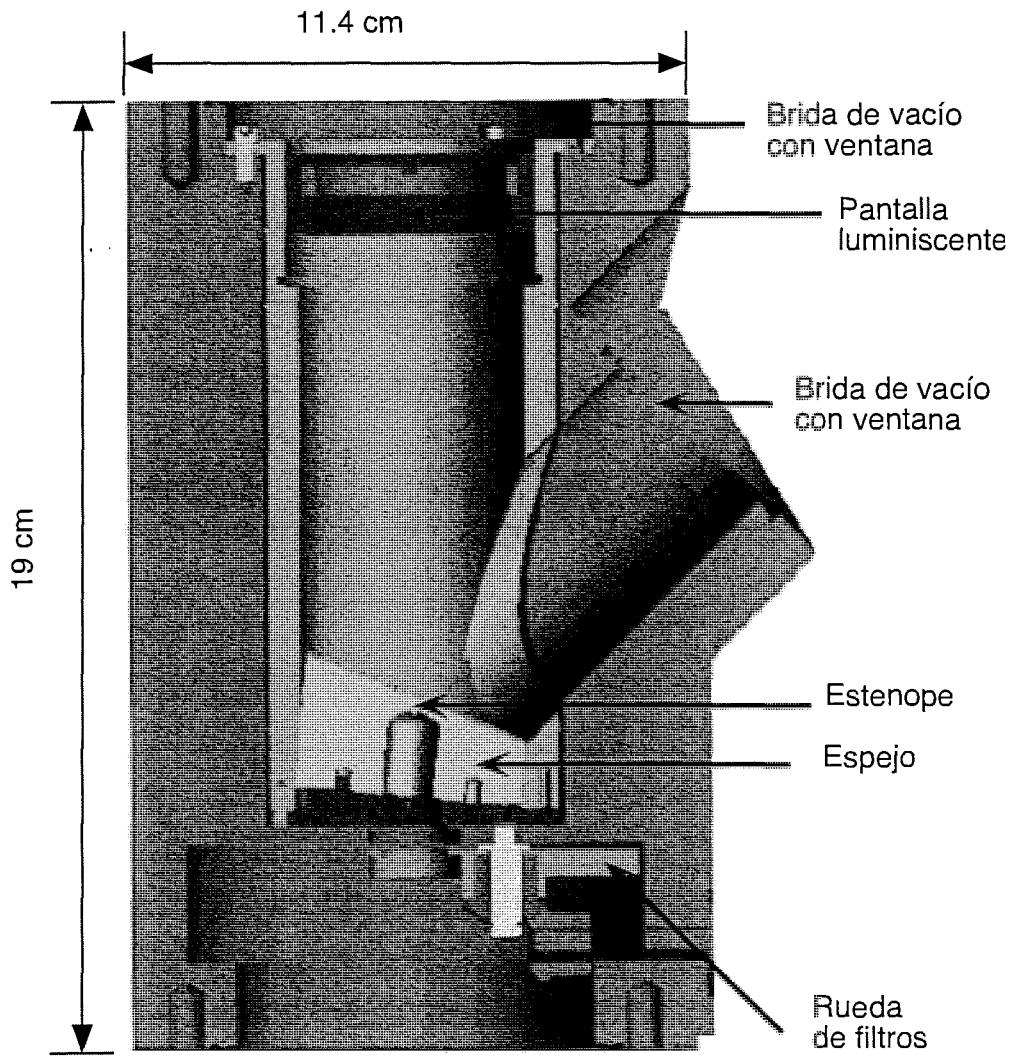

Figura 4-24. Estructura mecánica principal de la cámara lineal con sus elementos.

cuarzo con la pantalla luminiscente (figura 4-24).

La ventana de cuarzo con la pantalla luminiscente se puede extraer por la brida superior que posee la cámara, con lo que se pueden efectuar cambios sin necesidad de desmontar el conjunto de la cámara del TJ-II. Además, para evitar reflexiones de la luz luminiscente dentro de la cámara, la superficie interna de la pieza fue recubierta con aquadag, suministrado por Acheson Colloids (Port Huron, EE.UU.), con lo que adquirió un color negro, opaco a la luz. Esta pieza se conectó a la vasija de vacío del stellarator TJ-II por medio de una brida de vacío del tipo NW63CF. Una llave permite aislar el vacío de la cámara del detector con el vacío de dentro de la vasija del TJ-II.

4.4.3 Alineamiento y calibración

Antes de la instalación de la cámara en el dispositivo de fusión TJ-II, se procedió a su ajuste y optimización en el laboratorio a presión atmosférica. Para ello, se colocó en la posición de la pantalla luminiscente una lámpara electroluminiscente de intensidad regulable, plana de 50 mm de diámetro y emisión uniforme. Solidaria con la lámpara, se dispuso una red lineal de cuatro bandas negras por centímetro y se ubicó la matriz lineal de fotodiodos para conseguir un aumento de 1:1. En la figura 4-25 se muestran las medidas obtenidas con la matriz lineal intensificada de fotodiodos. Para interpretar cuantitativamente el resultado, se realizó un ajuste del perfil con una función gaussiana modulada por una función coseno:

$$f(x) = A\left[1+\cos\left(2\pi\frac{x-l_0}{L}\right)\right]e^{-\left(\frac{x-m}{d}\right)^2} \qquad (4\text{-}3)$$

donde A, l_0, L, m y d son parámetros de ajuste: A es la intensidad correspondiente al centro de la gaussiana que está en la posición m, con una anchura d. La gaussiana está modulada por una función coseno con una frecuencia espacial $2\pi/L$, con un desfase con respecto al centro de la gaussiana de $-2\pi/l_0$.

Se determinó que L=105.38 pixels. Como cada pixel tiene un tamaño de 25 μm, L corresponde entonces a una longitud de 2.63 mm. Teniendo en cuenta que la frecuencia espacial de las bandas en la lámina usada como objeto es de 2.5 mm, se obtiene que la cámara forma una imagen con una ampliación de 1.05. Además se observa que la respuesta de la

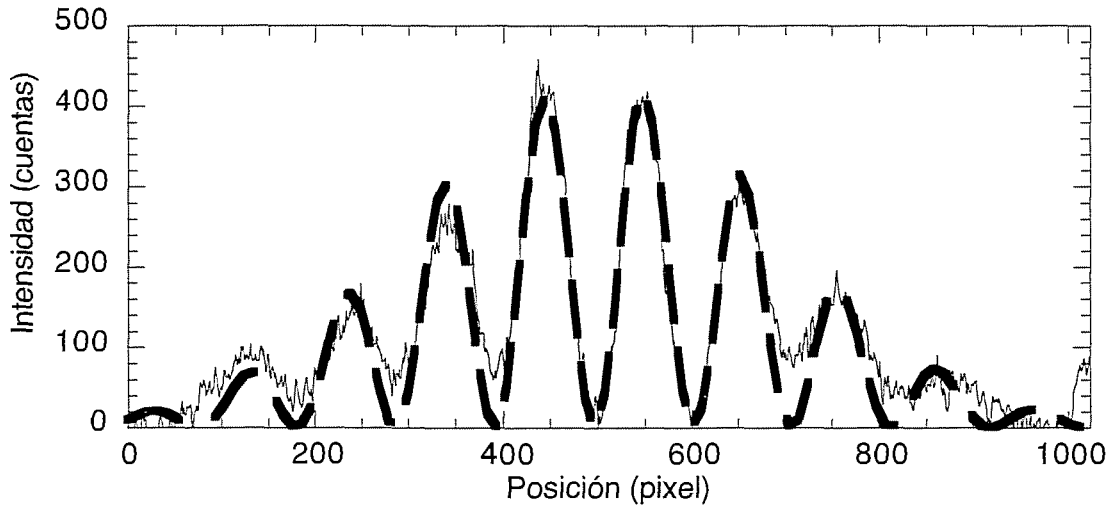

Figura 4-25. Comprobación de la resolución de la cámara lineal usando la óptica básica. En línea gruesa rayada, el ajuste del perfil medido con la función definida por la ecuación 4-3. En los bordes se puede observar que el detector puede dar medidas erróneas.

cámara no es uniforme, siendo máxima la intensidad sobre el pixel m=499 pixels, con una función gaussiana de anchura d=273 pixels.

4.4.4 Medidas y análisis en los rangos del VUV y rayos X con el fin de estudiar las estructuras del plasma

Se mostrarán a continuación los perfiles obtenidos por la cámara luminiscente, cuando se utilizan diferentes tipos de filtros para seleccionar rangos espectrales. La principal aplicación que fue asignada a la cámara fue la de obtener los perfiles de radiación del plasma en los rangos espectrales del ultravioleta de vacío y rayos X con el fin de estudiar las estructuras del plasma.

Perfiles del plasma con radiación de ultravioleta de vacío

Para obtener perfiles de radiación ultravioleta se usó un filtro comercial de carbono con un espesor de 1200 Å, cuya curva de transmisión [Lux02] se muestra en la figura 4-26(a).

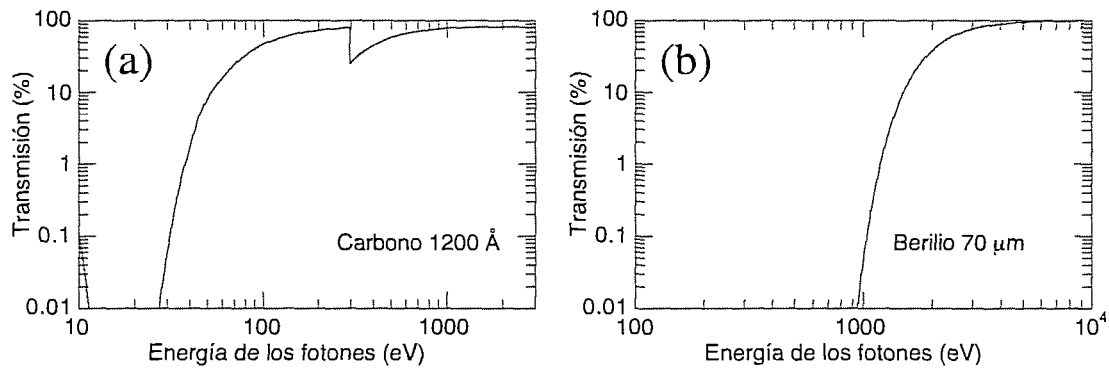

Figura 4-26. Curvas de transmisión del (a) filtro de carbono de 1200 Å de espesor y del (b) filtro de berilio de 70 μm de espesor.

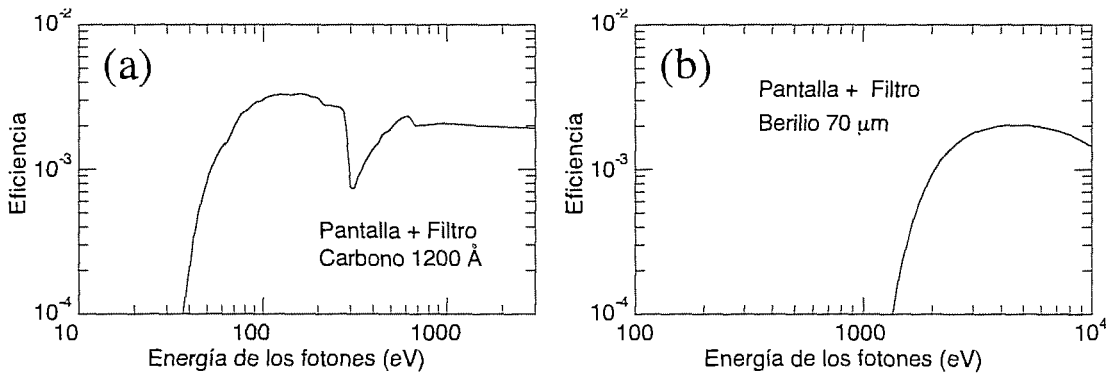

Figura 4-27. Curvas de eficiencia de la pantalla luminiscente del detector con el (a) filtro de carbono de 1200 Å de espesor y el (b) filtro de berilio de 70 μm de espesor.

Este filtro elimina la radiación de menos de 50 eV, y su máxima transmisión en visible es menor que 5 %. Se eligió este filtro porque las líneas resonantes de los iones en estados altamente ionizados de las impurezas ligeras presentes en el plasma del TJ-II (iones de carbono, nitrógeno y oxígeno con uno o dos electrones) emiten fundamentalmente fotones de energía mayor que 250 eV [Lin68]. La respuesta conjunta del filtro con la pantalla luminiscente se muestra en la figura 4-27(a).

En la figura 4-28 se muestran los perfiles medidos en una descarga. En el detector se integraba la señal durante 30 ms. En las pruebas realizadas con radiación VUV se observó un nivel de señal muy alto, aún usando un tiempo corto de integración. Así que para evitar la

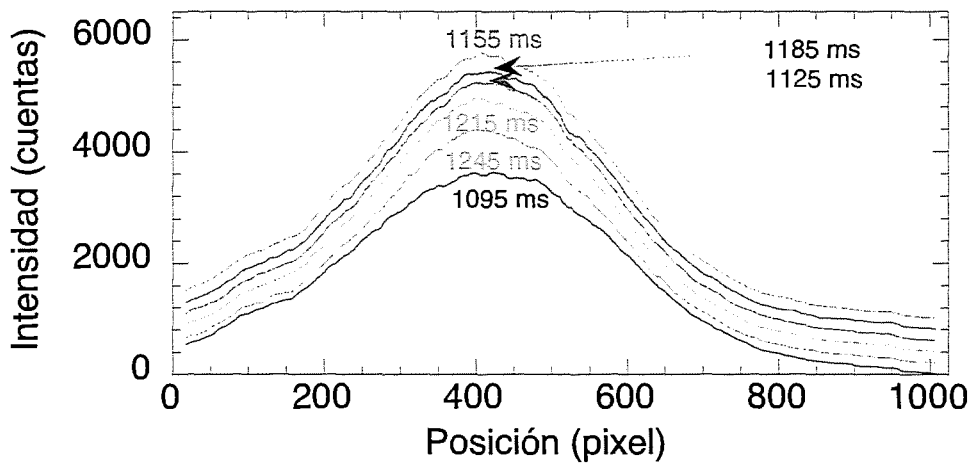

Figura 4-28. Perfiles sin procesar de VUV con el filtro de 1200 Å de carbono medidos con la cámara lineal en la descarga #5714. Para mayor claridad, los perfiles han sido desplazados en el eje de ordenadas del gráfico.

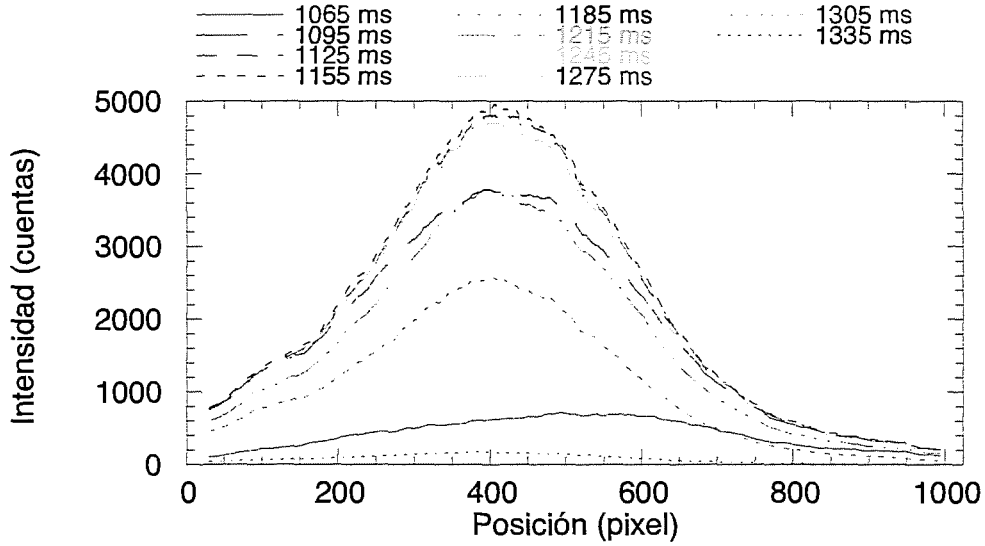

Figura 4-29. Perfiles de ultravioleta de vacío medidos con la cámara lineal con el filtro de 1200 Å de carbono a los que se ha sustraído el fondo en la descarga #5714.

saturación del detector (~ 1.6×10^4 cuentas/pixel), se colocó un filtro neutro antes del sistema óptico que dividía la señal por diez.

Para mostrar más adecuadamente la evolución temporal de los perfiles de radiación, se sustrajo a cada perfil el medido por la cámara (figura 4-29). Se observa en la figura que el perfil medido a 1065 ms está centrado en una posición con número de píxel mayor, es decir el plasma tiende a estar más alejado de la bobina central, que el resto de los perfiles medidos durante la descarga. Esto mismo se ha comprobado con los detectores de radiación global (bolómetros), como se muestra en la figura 4-30, donde se observa que la relación entre un canal del borde más alejado del conductor central y un canal central es mayor en los primeros

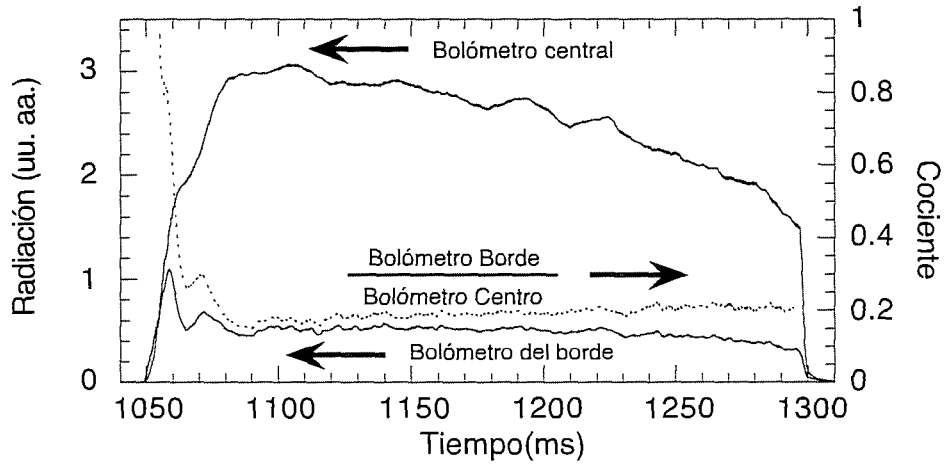

Figura 4-30. Evolución temporal de la señal de bolometría para un canal central y un canal del borde más alejado de la bobina central en la descarga #5714. Además, se muestra su cociente.

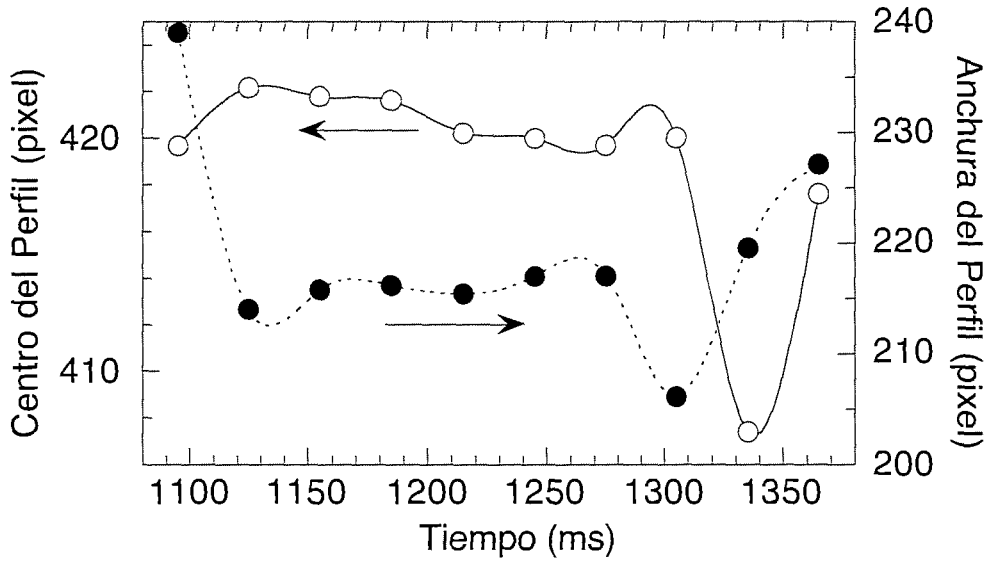

Figura 4-31. Evolución del centro de los perfiles de ultravioleta de vacío obtenidos con la cámara lineal y su anchura para la descarga #5714.

momentos de la descarga.

A los perfiles de ultravioleta se les hizo un ajuste con una gaussiana, para determinar tanto el centro del perfil como su anchura. En la figura 4-31 se muestran los resultados de los ajustes realizados a los perfiles, donde la posición del centro de los perfiles se desplaza a lo largo de la descarga. Análisis más complejos pueden dar información sobre desplazamientos y cambios de tamaño del plasma.

En los perfiles de radiación, figura 4-28, aunque fueron suavizados, se aprecian aplanamientos y valles, teniendo además en cuenta que fueron medidos integrando 30 ms, con lo que se promedian muchas de las fluctuaciones presentes en el plasma. Como se mostrará posteriormente, estos efectos son más marcados en perfiles obtenidos con radiación con fotones de mayor energía.

Perfiles del plasma con radiación de rayos X

Para obtener perfiles con radiación de rayos X se usó un filtro de berilio de 70 μm de espesor. En la figura 4-26(b) se muestra la curva transmisión de este tipo de filtro, que absorbe los fotones de menos de 2 keV, y en la figura 4-27(b) se muestra la eficiencia calculada conjuntamente de la pantalla luminiscente con el filtro. Así, la cámara es sensible a la radiación continua del plasma con fotones de energía unas pocas veces mayor que la temperatura central del plasma en el TJ-II (~1-2 keV). Por lo tanto, la cámara debe detectar

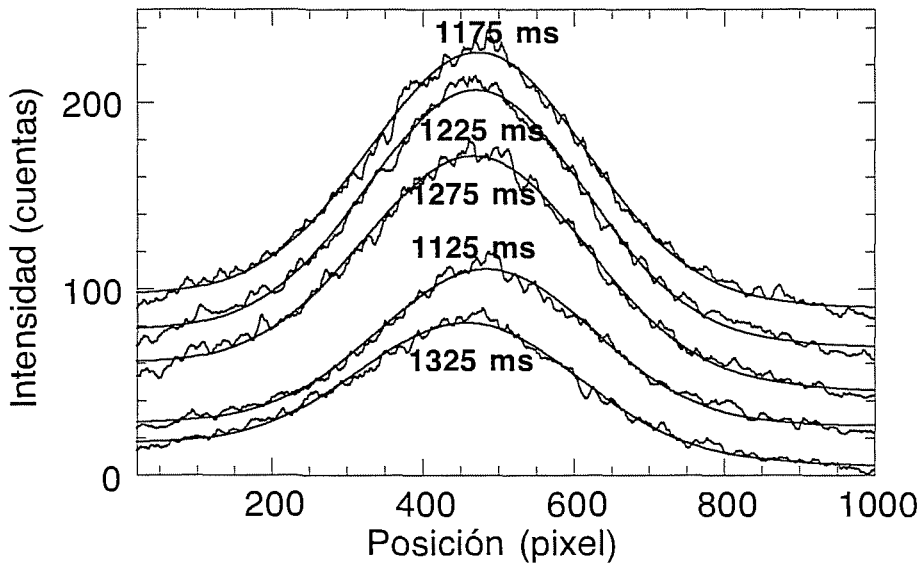

Figura 4-32. Perfiles de rayos X obtenidos para la descarga #5530, así como sus ajustes a funciones gaussianas obtenidas para el cálculo del centro y la anchura de los perfiles. Los perfiles han sido desplazados en el eje de ordenadas.

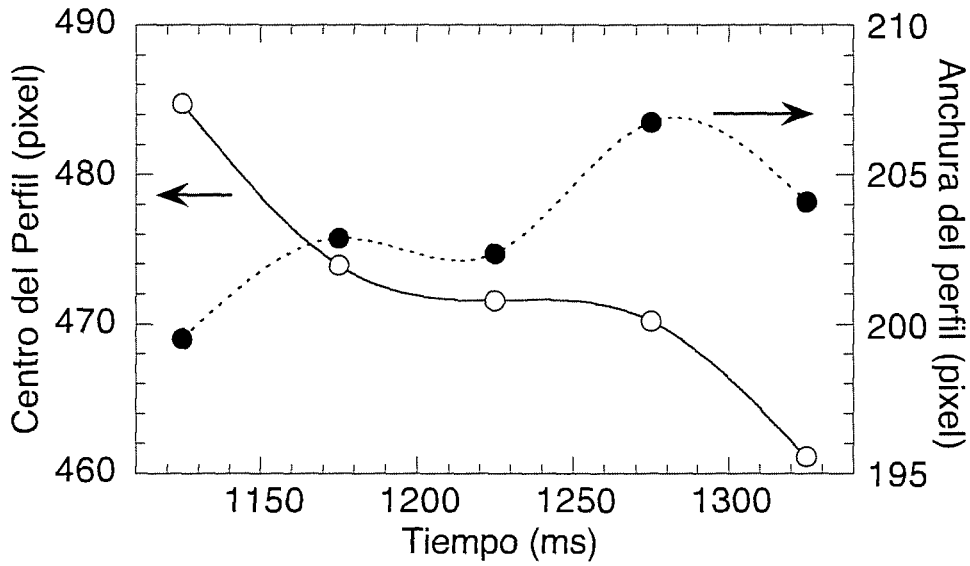

Figura 4-33. Evolución de la anchura y del centro de los perfiles de rayos X para la descarga #5530.

las modificaciones de los perfiles de temperatura electrónica, como las que han sido observadas por el diagnóstico de esparcimiento Thomson [Her00]. Además, al estar seleccionando sólo los fotones con energías más altas, serán las regiones del plasma con temperaturas y densidades más elevadas las que más contribuyan, facilitando el análisis de los perfiles, que son obtenidos por integración a lo largo de la cuerda de visión.

Como la señal medida en este rango espectral es menor, se elevó el tiempo de integración de la señal a 50 ms. En la figura 4-32 se muestran los perfiles obtenidos con la cámara en una descarga del TJ-II. Comparados con los perfiles obtenidos en el VUV, se observa que son mucho menos intensos, ya que se ha eliminado la banda espectral donde emiten principalmente las impurezas más relevantes del plasma.

Utilizando el mismo procedimiento que el empleado en los perfiles obtenidos en el ultravioleta de vacío, se calcula el centro y la anchura de los perfiles, cuya variación temporal se muestra en la figura 4-33. Así, se muestra que con esta cámara se pueden medir pequeños desplazamientos en los perfiles de radiación, que pueden ser utilizados en estudios de equilibrios del plasma.

Estudio de estructuras en el plasma

Para mostrar las capacidades de esta cámara, se realizó un análisis de los perfiles medidos con relación a las estructuras de plasmas calientes en stellarators. No se tiene el propósito de profundizar en el debate sobre la existencia y naturaleza de las estructuras en los

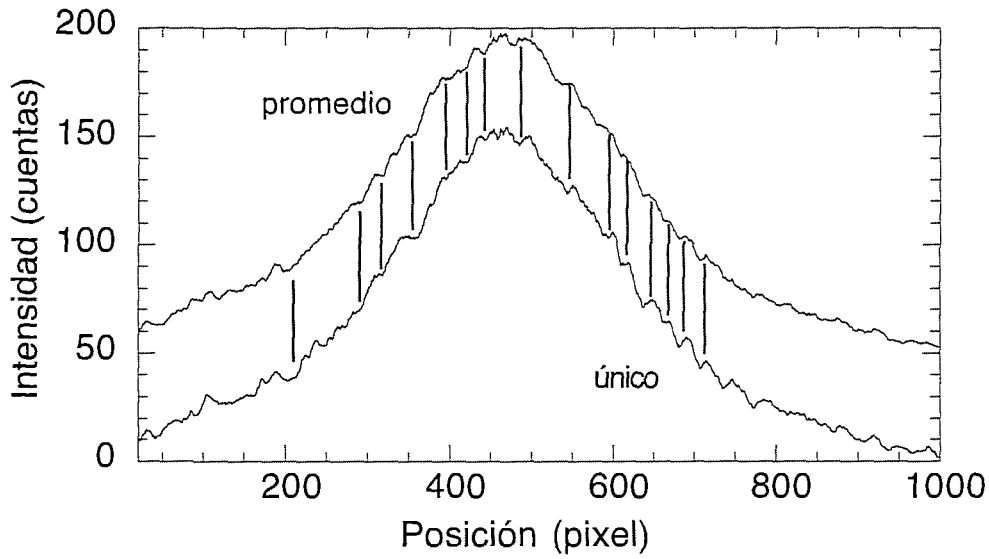

Figura 4-34. Comparación de las estructuras encontradas en un perfil de la descarga #5530 con el perfil calculado con el promedio de los perfiles durante la situación estacionaria de la descarga.

plasmas [Bac01b, Her00, Mil01], sino de ilustrar cómo este tipo de cámara, sobre todo en una versión con resolución mejorada, puede aportar datos sobre la posible existencia de estructuras topológicas en plasmas calientes confinados magnéticamente.

Las características singulares que aporta la cámara, con respecto a otros diagnósticos habitualmente usados en el plasma, en relación al estudio de estructuras en el plasma son:

- Un tiempo suficientemente alto de integración temporal para cada perfil de radiación (> 30 ms) con lo que se eliminan, al promediarse, los efectos asociados a las fluctuaciones del plasma.
- Se pueden medir varios perfiles durante la duración de una descarga, con lo que se dispone de perfiles medidos en las mismas condiciones, con el fin de estudiar la supervivencia de las estructuras.

En la figura 4-34 se compara un perfil medido en una descarga con el perfil promedio de los tres perfiles que se obtuvieron durante la descarga. A la hora de calcular el perfil promedio, se realizó una corrección en el centro de los perfiles, para evitar que los desplazamientos observados pudieran destruir las estructuras. En la figura se han resaltado los rasgos más prominentes presentes en los perfiles, que muestran su persistencia a lo largo de la descarga, eliminando la posibilidad de que estos rasgos sean generados por fenómenos de naturaleza aleatoria.

4.4.5 Futuras mejoras

Se ha detallado el sistema que se montó en el stellarator TJ-II, así como las primeras medidas obtenidas. Con el fin de mejorar la resolución espacial del detector, se están estudiando las siguientes modificaciones:

- Utilizar pantallas luminiscentes estructuradas y pantallas finas de centelleadores con estructura cristalina.
- Sustituir el espejo tórico por un espejo plano y la lente de enfoque por un sistema óptico que comprenda varias lentes, aunque se pierde luminosidad.

Conclusiones

C.1 Visión general

En este informe se han descrito los estudios y tareas que se han llevado a cabo para desarrollar una nueva línea de detectores basados en pantallas luminiscentes en el dispositivo de fusión TJ-II. Para alcanzar los objetivos propuestos, hubo que encontrar métodos adecuados para formar pantallas luminiscentes, estudiar sus propiedades, perfeccionar los modelos para el cálculo de sus eficiencias, buscar diseños adecuados para detectores basados en ellas y probar los detectores en el stellarator TJ-II, además de efectuar estudios preliminares de la física del plasma del TJ-II con las medidas obtenidas.

C.2 Objetivos alcanzados

Los objetivos conseguidos con este trabajo se agrupan en tres apartados:

Desarrollos en pantallas luminiscentes

Con el fin de obtener las pantallas luminiscentes más apropiadas en distintas aplicaciones para medir radiación:

- Se ha encontrado un método adecuado para elaborar pantallas de materiales luminiscentes que poseyeran suficiente consistencia y reproducibilidad por medio de la sedimentación de materiales luminiscentes en polvo sobre soportes de cuarzo

susceptibles de ser usados como ventanas de vacío.

- Se ha desarrollado un modelo numérico, que ha sido implementado en un programa de cálculo, para determinar la eficiencia de pantallas luminiscentes finas, donde el tamaño de grano tiene una influencia no despreciable.
- Se han caracterizado experimentalmente diferentes pantallas luminiscentes, usando diversas fuentes de radiación en un rango que se extiende desde el ultravioleta a los rayos X.

Nuevos detectores

Se han diseñado y probado nuevos detectores basados en pantallas luminiscentes para cometidos específicos dentro de los instrumentos de medida del TJ-II:

- Un detector multicanal compacto que observa la radiación procedente de cinco cuerdas diferentes dentro del plasma.
- Un detector de barrido que por medio de un espejo oscilante consigue observar, de manera repetitiva y en tiempo real, el perfil de radiación del plasma completo en menos de 4 ms.
- Un detector de imagen lineal, que usando la luz luminiscente de una pantalla en modo inverso, obtiene perfiles de radiación del plasma del rango espectral seleccionado por un filtro (VUV y rayos X).

Aplicaciones en el TJ-II

Finalmente, los detectores han sido probados en el stellarator TJ-II y se han empleado en:

- Estudiar comportamientos cuantitativos de la radiación en diferentes regímenes del plasma en el dispositivo TJ-II.
- Medidas del confinamiento de partículas llevadas a cabo con la técnica de ablación por láser.
- Medidas de perfiles globales de radiación instantáneos.
- Medidas de perfiles de radiación en rangos espectrales bien definidos y con tiempos de integración de decenas de milisegundos, consiguiendo perfiles con resolución espacial y sin presencia de efectos ligados a fluctuaciones del plasma.

C.3 Líneas de investigaciones abiertas

Además, este trabajo también ha servido como raíz para otros estudios que el grupo de espectroscopia del TJ-II pretende realizar en colaboración con otros grupos de investigación:

Nuevos tipos de pantallas luminiscentes

Nuevos métodos de fabricación de pantallas luminiscentes pueden conducir a conseguir pantallas con propiedades beneficiosas para nuevos tipos de detectores. Por ello, se está investigando en pantallas luminiscentes fabricadas con la técnica de sol-gel (conjuntamente con el Instituto de Ciencia de Materiales del CSIC, Madrid). Asimismo, se trabaja en el desarrollo de pantallas luminiscentes estructuradas para mejorar la resolución espacial, y concretamente para ser empleadas en la cámara lineal.

Estudios de la resistencia de pantallas luminiscentes a radiación

Con el fin de diseñar nuevos detectores que puedan ser usados en futuros dispositivos de fusión como ITER, donde los niveles de radiación (neutrones y rayos γ) que deben soportar los detectores dentro de la vasija de vacío son mucho mayores que los existentes en los dispositivos actuales, es necesario conocer los posibles efectos que puede causar una exposición continuada de las pantallas luminiscentes a altos niveles de radiación. Dentro de esta línea de investigación, es destacable el buen comportamiento de las pantallas cerámicas de materiales luminiscentes que se están estudiando conjuntamente con la Electron and Optical Physics Division del National Institute of Standards and Technology (Gaithersburg, EE.UU.) y el Grupo de Materiales para Fusión del CIEMAT (Madrid).

Mejora de los detectores

Optimizando el sistema óptico de la cámara lineal se puede mejorar la resolución espacial del detector, lo que lo convertiría en un sistema único para el estudio de estructuras topológicas en los perfiles de radiación de plasmas de alta temperatura confinados por campos magnéticos.

Detectores de iones

Debido al buen resultado obtenidos con materiales cerámicos para la detección de radiación, se puede explorar el desarrollo de detectores basados en pantallas luminiscentes para la detección de iones en dispositivos de fusión, así como la caracterización de las pantallas requeridas (conjuntamente con el Centro Nacional de Aceleradores de Sevilla).

Calibración absoluta de la eficiencia de los detectores

Este trabajo se centró en la caracterización de pantallas luminiscentes para aplicaciones como detectores en dispositivos fusión. Una vez que se ha comprobado la versatilidad de estos detectores y su utilidad para ciertos estudios de física, con su calibración absoluta se podrían emplear en el estudio de otros problemas de física de plasma, aunque este aspecto no sería el más significativo, ya que está bien cubierto por detectores más convencionales.

Bibliografía

[Ale90] C. Alejaldre *et al.*, "TJ-II project: A flexible heliac stellarator", Fusion Technol. **17**, 131 (1990).

[Ale99] C. Alejaldre *et al.*, "First plasmas in the TJ-II flexible heliac", Plasma Phys. Control. Fusion **41**, A539 (1999).

[Ale01] C. Alejaldre *et al.*, "Review of confinement and transport studies in the TJ-II flexible heliac", Nuclear Fusion **41**, 1449 (2001).

[Alk96] A.G. Alekseev *et al.*, "Diamond detector based SXR array for ITER", En: "Diagnostics for experimental thermonuclear fusion reactors" (editado por P. Stott, G. Garini y E. Sindoni), Plenum Press, Nueva York (1996).

[Asc98] E. Ascasíbar *et al.*, "Magnetic surface mapping experiments in TJ-II heliac", J. Plasma Fusion Res. Series **1**, 183 (1998).

[Aym02] R. Aymar *et al.*, "The ITER design", Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 519 (2002).

[Bac01a] A. Baciero *et al.*, "A multi-channel spectroscopic system for measuring impurity ion temperatures and poloidal rotation velocities in TJ-II", Rev. Sci. Instrum. **72**, 971 (2001).

[Bac01b] A. Baciero *et al.*, "A study of topological structures in TJ-II radiation profiles using an automated pattern recognition procedure and their correlation with plasma confinement", Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1039 (2001).

[Bac02] A. Baciero *et al.*, "An Investigation of the Role of Topological Structures on Confinement in the TJ-II Stellarator", En: "Proceedings of the 29th European Physical Society Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion", Montreux, Suiza (2002).

[Bar99] C.J. Barth *et al.*, "High-resolution multiposition thomson scattering for the TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum. **70**, 763 (1999).

[Bel93] A.R. Bell, "Laser-produced plasmas", En: "Plasma Physics: an Introductory Course" (editado por R.O. Dendy), Cambridge University Press, Cambridge, Reino Unido (1993).

[Ben91] E.L. Benitez *et al.*, "A surface recombination model applied to large features in inorganic phosphor efficiency measurements in the soft-x-ray region", J. Appl. Phys. **70**, 3256 (1991).

[Ber91] J.K. Berkowitz y J.A. Olsen, "Investigation of luminescent materials under ultraviolet excitation-energies from 5 to 25 ev", J. Lumin. **50**, 111 (1991).

[Bir50] J.B. Birks, "Scintillation efficiency of anthracene crystals", Proc. Phys. Soc. (Lond.) **A63**, 1294 (1950).

[Bir51a] J.B. Birks y F.A. Black, "Deterioration of anthracene under alpha-particle irradiation", Proc. Phys. Soc. (Lond.) **A64**, 511 (1951).

[Bir51b] J.B. Birks, "Scintillations from organic crystals: Specific fluorescence and relative response to different radiations", Proc. Phys. Soc. (Lond.) **A64**, 874 (1951).

[Bla67a] G. Blasse y A. Bril, "A new phosphor for flying-spot cathode-ray tubes for color television: Yellow-emitting $Y_3Al_5O_{12}$: Ce^{3+}", Appl. Phys. Lett. **15**, 53 (1967).

[Bla67b] G. Blasse y A. Bril, "Investigation of some Ce^{3+}-activated phosphors", J. Chem. Phys. **47**, 5139 (1967).

[Bla70] G. Blasse y A. Bril, "Characteristic luminescence", Philips Techn. Rev. **31**, 303 (1970).

[Bla94] G. Blasse y B.C. Grabmaier, "Luminescent materials", Springer-Verlag, Berlín (1994).

[Bra01] B. Brañas *et al.*, "Atomic beam diagnostics for characterization of edge plasma in TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum. **72**, 602 (2001).

[Bra02] C.M. Braams y P.E. Stott, "Nuclear Fusion: Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research", IOP Publishing, Bristol, Reino Unido (2002).

[Bri71] A. Bril *et al.*, "Fast phosphors for color-television", Philips Techn. Rev. **32**, 125 (1971).

[Bru68] C. Bruner, "Absolute quantum efficiency of sodium salicylate for excitation by extreme ultraviolet", J. Opt. Soc. Am. **59**, 204 (1968).

[Bur97] R. Burhenn *et al.*, "Investigation of impurity tracer transport in high density plasmas at the stellarator Wendelstein 7-AS", En: "Proceedings of the 24th European Physical Society Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion", Berchtesgaden, Alemania (1997).

[Cai66] R.B. Cairns y J.A.R. Samson, "Metal photocathodes as secondary standards for absolute intensity measurements in vacuum ultraviolet", J. Opt. Soc. Am. **50**, 111 (1966).

[Cai93] R.A. Cairns, "Radio-frequency plasma heating", En: "Plasma Physics: an Introductory Course" (editado por R.O. Dendy), Cambridge University Press, Cambridge, Reino Unido (1993).

[Cav96] D. Cavouras *et al.*, "An evaluation of the $Y_2O_3:Eu^{3+}$ scintillator for application in medical x-ray detectors and image receptors", Med. Phys. **23**, 1965 (1996).

[Cha60] S. Chandrasekhar, "Radiative Transfer", Dover, Nueva York (1960).

[Cha84] J.H. Chappel y S.S. Murray, "Relative efficiencies and physical characteristics for a selected group of x-ray phosphors", Nucl. Instrum. Met. Phys. Res. **221**, 159 (1984).

[Cos03] A.E. Costley, "ITER Diagnostics: Status of Design and Required Future Developments", presentation para el Equipo Internacional de ITER, Naka, Japón (2003).

[Day81] R.H. Day *et al.*, "Metal photocathodes as secondary standards for absolute intensity measurements in vacuum ultraviolet", J. Appl. Phys. **52**, 6965 (1981).

[Ele96] Electro-Optical Products, Hoja técnica: "Resonant Optical Scanner SC-20", Fresh Meadows, EE.UU. (1996).

[Est01] T. Estrada *et al.*, "Density profile measurements by am reflectometry in TJ-II", Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1535 (2001).

[Fai01] B.H. Failor *et al.*, "Charge-coupled device systems for recording two-dimensional multi-mega-ampere Z-pinch data", Rev. Sci. Instrum. **72**, 2023 (2001).

[Gen95] K.W. Gentle, "Diagnostics for magnetically confined high-temperature plasmas", Rev. Mod. Phys. **67**, 809 (1995).

[Gia85] G.E. Giakoumakis y C.D. Nomicos, "Absolute efficiency of Y_2O_2S:Tb screens under fluoroscopy conditions", J. Appl. Phys. **58**, 2742 (1985).

[Gia91] G.E. Giakoumakis *et al.*, "A theoretical model for the x-ray luminescence of granular phosphor screens", J. Appl. Phys. **69**, 6607 (1991).

[Goe99] S. von Goeler *et al.*, "High speed tangential soft x-ray camera for the study of magnetohydrodynamics instabilities", Rev. Sci. Instrum. **70**, 599 (1999).

[Gri97] H.S. Griem, "Principles of plasma spectroscopy", Cambridge University Press, Cambridge, Reino Unido (1997).

[Ham47] H.C. Hamaker, "Radiation and heat conduction in light-scattering material", Philips Res. Rep. **2**, 55 (1947).

[Ham96] Hamamatsu Photonics K.K., Hoja técnica: "Photosensor Module H5783 Series", Iwata, Japón (1996).

[Har85] J.H. Harris *et al.*, "A flexible heliac configuration", Nucl. Fusion **25**, 623 (1985).

[Has90] T. Hase *et al.*, "Phosphor materials for cathode-ray tubes", En: "Advanced in electronics and electron physics" (editado por P.W. Hawkes) **79**, Academic, Nueva York (1990).

[Hen88] T.C. Hender *et al.*, "Studies of a flexible heliac configuration", Fusion Technol. **13**, 521 (1988)

[Hen93] B.L. Henke *et al.*, "X-ray interactions: Photoabsorption, scattering, transmission and reflection at e=50-30,000 ev, z=1-92", At. Data Nucl. Data Tables **54**, 181 (1993).

[Her00] J. Herranz *et al.*, "Profile structures of TJ-II stellarator plasmas", Phys. Rev. Lett. **85**, 4715 (2000).

[Her03] J. Herranz *et al.*, "The spectrometer of the high-resolution multiposition Thomson scattering diagnostic for TJ-II", Fusion Eng. Des. **65**, 525 (2003).

[Hol94] W.A. Hollerman *et al.*, "Spectroscopic analysis of proton-induced fluorescence from yttrium orthosilicate", Nucl. Instr. and Meth. **A353**, 20 (1994).

[Hor92] L.D. Horton *et al.*, "Impurity transport in the Advanced Toroidal Facility", Nucl. Fusion **32**, 481 (1992).

[Hub96] J.H. Hubbell y S.M. Seltzer, "Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients", NISTIR **5632**, Web Versión 1.02, National Institute of Standars and Technology, Gaithersburg, EE.UU. (1996).

[Hur68] J.P. Hurrell *et al.*, "Optical phonons of yttrium aluminum garnet", Phys. Rev. **173**, 851 (1968).

[Hut02] I.H. Hutchinson, "Principles of plasma diagnostics", Cambridge University Press, Cambridge, Reino Unido (2002).

[Ilm70] E.R. Ilmas y T.I. Savikhina, "Investigation of luminescence excitation processes in some oxygen-dominated compounds by 3 to 21 eV photons", J. Lumin. **1-2**, 702 (1970).

[Isl] R. Isler, Comunicación personal.

[Joh90] C.D. Johnson, "The development and use of alumina ceramic flourescent screens", CERN, PS/90-42(AR) (1990).

[Jüs01] T. Jüstel *et al.*, "VUV spectroscopy of luminescent materials for plasma display panels and Xe discharge lamps", J. Lumin. **93**, 179 (2001).

[Kan87] H. Kaneko *et al.*, "Transport analysis of injected impurities in currentless Heliotron E-plasmas", Nucl. Fusion **27**, 1075 (1987).

[Kei01] M. Keilhacker *et al.*, "The scientific success of JET", Nucl. Fusion **41**, 1925 (2001).

[Kla47] H.A. Klasens, "The light emission from fluorescent screens irradiated by x-rays", Philips Res. Rep. **2**, 68 (1947).

[Koh47] R. Kohlrausch, "Nachtrag uber die elastische nachwirkung beim cocon- und glasfaden, und die hygroskopische eigenschaft des ersteren", Ann. Phys. (Leipzig) **72**, 393 (1847).

[Kub31] P. Kubelka y F. Munk, "Ein beitrag zur optik der farbanstriche", Z. Tech. Phys. **12**, 593 (1931).

[Kub73] S. Kuboniwa *et al.*, "Effects of comminution on luminescence of phosphors", J. Electrochem. Soc. **120**, 1734 (1973).

[Kum99] R. Kumazawa *et al.*, "Liquid stub tuner for ion cyclotron heating", Rev. Sci. Instrum. **70**, 2665 (1999).

[Law57] J.D. Lawson, "Some criteria for a power producing thermonuclear reactor", Proc. Phys. Soc. B **70**, 6 (1957).

[Lev68] H.W. Leverenz, "An introduction to luminescence of solids", Dover, Nueva York (1968).

[Lin68] R. Lincke, "Vacuum ultraviolet spectroscopy", En: "Plasma diagnostics" (editado por W. Lochte-Holtgreven), North-Holland Publishing, Amsterdam (1968).

[Lud71] G.W. Ludwig, "X-ray efficiency of powder phosphors", J. Electrochem. Soc. **118**, 1152 (1971).

[Lun01] E. de la Luna, "Multichannel electron cyclotron emission radiometry in TJ-II stellarator", Rev. Sci. Instrum. **72**, 379 (2001).

[Lux02] Luxel Corporation, Hoja técnica: "Standard filter materials and performance", Friday Harbor, Washington, EE.UU. (2002).

[Lyo90] J.F. Lyon *et al.*, "Stellarators", Nucl. Fusion **30**, 1695 (1990).

[Mar98] R. Martin *et al.*, "Complex for ECRH and ECCD experiments on TJ-II", En: "Proceedings of the 20th Symposium on Fusion Technology", Marsella, Francia (1998).

[Mat98] M. Mattioli *et al.*, "Laser blow-off injected impurity transport in l mode tore supra plasmas", Nucl. Fusion **38**, 1629 (1998).

[McC99] K.J. McCarthy *et al.*, "A toroidal focusing mirror based vacuum ultraviolet diagnostic for TJ-II", Rev. Sci. Instrum. **70**, 312 (1999).

[McC01] K.J. McCarthy *et al.*, "An Impurity Emission Survey in the near UV and Visible Spectral Ranges of Electron Cyclotron Heated (ECH) Plasmas in the TJ-II Stellarator", Informes Técnicos Ciemat **965** (2001).

[McC03] K.J. McCarthy *et al.*, "Results of an experiment relating apparent doppler ion temperatures with non-thermal velocities in hot-fusion plasmas", Europhys. Lett. **63**, 49 (2003).

[Med99] F. Medina *et al.*, "X-ray diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac", Rev. Sci. Instrum. **70**, 642 (1999).

[Mil01] B.P. van Milligen *et al.*, "k spectra of Thomson scattering temperature profiles at the TJ-II stellarator", Nucl. Fusion **41**, 447 (2001).

[Miy80] K. Miyamoto, "Plasma Physics for Nuclear Fusion", MIT Press, Cambridge, EE.UU. (1980).

[Mon80] N. Monardes, "Historia medicinal de las cosas que se traen de nuestras Indias Occidentales", Casa de Fernando Díaz, Sevilla (1580).

[Mur99] K. Murakami, "Phosphors for lamps", En: "Phosphor Handbook" (editado por S. Shionoya y W.M. Yen), CRC, Boca Raton, EE.UU. (1999).

[Nag95] The Numerical Algorithms Group, "NAG Fortran Library Manual. Mark 17", Oxford, Reino Unido (1995).

[Nak99] S. Nakajima y M. Tamatani, "History of phosphor technology and industry", En: "Phosphor Handbook" (editado por S. Shionoya, W.M. Yen), CRC, Boca Raton, EE.UU. (1999).

[Nil99] D.G. Nilson *et al.*, "A tangentially viewing vacuum ultraviolet tv system for the DIII-D divertor", Rev. Sci. Instrum. **70**, 738 (1999).

[Och99] M.A. Ochando *et al.*, "Bolometry systems for the TJ-II flexible heliac", Rev. Sci. Instrum. **70**, 384 (1999).

[Osr99] Osram Sylvania, Comunicación personal, Towanda, Pensilvania, EE.UU (1999).

[Pea93] R.S. Pease, "Survey of fusion plasma physics", En: "Plasma Physics: an Introductory Course" (editado por R.O. Dendy), Cambridge University Press, Cambridge, Reino Unido (1993).

[Pho] Phosphor Technology, Hoja técnica: "Type QMK58. Yttrium Aluminate: Cerium", Nazeing, Reino Unido.

[Pop81] T.J.A. Popma *et al.*, "Excitation of luminescent materials by synchrotron radiation", J. Lumin. **24-25**, 289 (1981).

[Ric97] J. E. Rice *et al.*, "X ray observations of up-down impurity density asymmetries in Alcator C-Mod plasmas", Nucl. Fusion **37**, 241 (1997).

[Rob80] D.J. Robbins, "On predicting the maximum efficiency of phosphor systems excited by ionizing-radiation", J. Electrochem. Soc. **127**, 2694 (1980).

[San98] J. Sánchez *et al.*, "Diagnostic systems for the TJ-II flexible heliac", J. Plasma Fusion Res. Series **1**, 338 (1998).

[She94] J. Sheffield, "The physics of magnetic fusion-reactors", Rev. Mod. Phys. **66**, 1015 (1994).

[Shi99] S. Shionoya, "Introduction to the handbook", En: "Phosphor Handbook" (editado por S. Shionoya y W.M. Yen), CRC, Boca Raton, EE.UU. (1999).

[Spi58] L. Spitzer, "The stellarator concept", Physics of Fluids **1**, 253 (1958).

[Sto72] E. Storm, "Calculated bremsstrahlung spectra from thick tungsten targets", Phys. Rev. **A5**, 2328 (1972).

[Stu99] D. Stutman *et al.*, "Ultrasoft x-ray imaging system for the National Spherical Torus Experiment", Rev. Sci. Instrum. **70**, 572 (1999).

[Stu01] D. Stutman *et al.*, "Ultrasoft x-ray telescopes for fluctuation imaging in fusion plasmas", Rev. Sci. Instrum. **72**, 732 (2001).

[Suz97] Y. Suzuki *et al.*, "UV Emission from the second lowest 5*d* state in Ce^{3+}:YAG", En: "Proceedings of the 13th International Conference on Defects in Insulating Materials" (editado por G.E. Matthews y R.T. Williams), Winston Salem, EE.UU. (1996).

[Tab03] F.L. Tabarés *et al.*, "Impact of wall conditioning and gas fuelling on the enhanced confinement modes in TJ-II", J. Nucl. Mater. **313-316**, 839 (2003).

[Tam61] I.Y. Tamm y Andrei Sakharov, "Theory of a magnetic thermonuclear reactor", En: "Plasma physics and the problems of controlled thermonuclear reactions" (editado por M.A. Leontovich) **1**, Pergamon, Oxford, Reino Unido (1961).

[Tom89] T. Tomiki *et al.*, "Optical-spectra of $Y_3Al_5O_{12}$(YAG) single-crystals in the vacuum ultraviolet region", J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1801 (1989).

[Tom91] T. Tomiki *et al.*, "Ce^{3+} centers in $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) single-crystals", J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 2437 (1991).

[Tom92] T. Tomiki *et al.*, "Ce^{3+} centers in $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) single-crystals. II.", J. Phys. Soc. Jpn. **61**, 2382 (1992).

[Veg99] J. Vega *et al.*, "The TJ-II data acquisition system: An overview", Fusion Eng. Des. **43**, 309 (1999).

[Ver78] H. Vernickel y J. Bohdansky, "General formula for impurity radiation loss of fusion plasmas in corona equilibrium", Nucl. Fusion **18**, 1467 (1978).

[Vni95] Visual Numerics, "PV-WAVE: IMSL Mathematics Reference", Houston, EE.UU. (1995).

[Wan03] M. Wanner *et al.*, "Status of Wendelstein 7-X construction", Nucl. Fusion **43**, 416 (2003).

[Yos83] S. Yoshikawa, "Design of a helical-axis stellarator", Nucl. Fusion 23, 667 (1983).

[Zur97] B. Zurro *et al.*, "Design of luminescent detectors for the TJ-II device", Rev. Sci. Instrum. **68**, 680 (1997).

[Zur02] B. Zurro *et al.*, "Study of impurity transport injected by laser ablation in the TJ-II", En: "Proceedings of the 29th European Physical Society Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion", Montreux, Suiza (2002).

[Zur03] B. Zurro *et al.*, "Transport analysis of impurities injected by laser ablation in the TJ-II stellarator", En: "Proceedings of the 30th European Physical Society Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion", San Petersburgo, Rusia (2003).