

J. E. N. 408

Sp ISSN 0081-3397

**METODOS EXPERIMENTALES PARA EL
ESTUDIO DE LA ESTABILIDAD DEL
PLASMA CONFINADO EN UN TOKAMAK.**

por

Pérez-Navarro, A.

JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR

MADRID, 1978

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES

A14

TOKAMAK DEVICES
PLASMA INSTABILITY
X-RAY DETECTION
MAGNETIC FIELDS

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

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

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

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

Este trabajo se ha recibido para su impresión en Diciembre de 1977.

INDICE

1. INTRODUCCION.

2. MODOS EXTERNOS DE INESTABILIDAD.

- 2.1. Medida del campo magnético poloidal.
- 2.2. Parámetros característicos de la inestabilidad.
- 2.3. Bobinas con densidad de espiras variable.
- 2.4. Diseño de bobinas de Mirnov.

3. MODOS INTERNOS DE INESTABILIDAD.

- 3.1. Medida de inestabilidades en el interior del plasma.
- 3.2. Diseño de una cadena de detección de rayos X para medida de modos internos.

4. SISTEMA DE ADQUISICIÓN Y TRATAMIENTO DE SEÑALES.

5. BIBLIOGRAFIA.

APENDICE

MEDIDA DE LA TEMPERATURA ELECTRONICA MEDIANTE RAZONES DE INTENSIDAD CON DISTINTOS FILTROS.

1. INTRODUCCION.

La estabilidad del plasma confinado en un dispositivo toroidal tipo tokamak constituye un problema central, junto al de calentamiento con diversas técnicas, en la investigación teórica y experimental que se realiza en la actualidad en todos los laboratorios de Fusión, dotados con esta clase de sistemas de confinamiento magnético de plasmas.

Zonas de operación de notable interés para obtener dispositivos de fusión controlada presentan un comportamiento inestable de la columna de plasma. Conocer dichas inestabilidades en profundidad, (mecanismos de formación y desarrollo) permitirá evitarlas en los futuros reactores de fusión, basados en un dispositivo tokamak, bien mediante sistemas de control de las mismas o bien, cuando su control no sea posible, mediante diseños que impidan la operación en dichas zonas de inestabilidad no controlable.

En el aspecto teórico se están abordando estudios magnetohidrodinámicos y cinéticos del plasma mediante técnicas analíticas y de simulación. Experimentalmente, se intenta medir con la mayor precisión posible las características de dichas inestabilidades, incluyendo aquellas de las que el plasma se recupera y las que tienen carácter disruptivo, produciendo un dramático final de la descarga al llevar gran parte del plasma a las paredes de la cámara y liberar gran cantidad de impurezas que enfrían totalmente el resto de plasma existente. Estas experiencias se abordan tanto en tokamak grandes, (TFR, ORMA T4), como en pequeños (LT3).

Midiendo el campo poloidal creado por la corriente del plasma en puntos exteriores al mismo pueden determinarse las características de las perturbaciones de dicha corriente (ritmo de crecimiento, velocidad de propagación, carácter helicoidal, acoplo con otras perturbaciones, etc). Existen, además, modos internos de inestabilidad que no se reflejan en perturbaciones del campo magnético poloidal debido al apantallamiento del propio plasma existente entre la zona interna en que se produce la perturbación y el detector situado en el exterior. Se plantea así el problema, aún no resuelto, de medir el campo poloidal en el interior del plasma. No obstante, es posible un

sondaje interior del plasma mediante el estudio de otros parámetros del mismo, fundamentalmente la temperatura electrónica (T_e).

En el presente trabajo se analizan dispositivos para el estudio de modos externos e internos de oscilación del plasma en un tokamak. En el Capítulo 2 se estudian los modos externos y su medida mediante pequeñas bobinas, dispuestas poloidalmente, en distintas posiciones a lo largo del toro. El cálculo detallado de dichas bobinas se aborda en el caso de un pequeño tokamak.

El Capítulo 3 aborda la medida de modos internos de inestabilidad mediante detectores de los rayos X emitidos por el plasma, midiendo a lo largo de una cuerda en secciones transversales del toro. Los abruptos perfiles radiales de densidad y, fundamentalmente, temperatura electrónica dan un carácter local a este tipo de medidas. Se calculan, asimismo, las características de un dispositivo experimental para estas medidas.

Al haberse referido el estudio de inestabilidades internas a las fluctuaciones de T_e , resulta especialmente interesante disponer de un monitor de ésta a lo largo de toda la descarga. En un Apéndice se presenta el diseño de tal monitor, basado en la medida de razones de intensidad en detectores de rayos X con distintos filtros para fotones de baja energía.

Finalmente, el Capítulo 4 presenta un sistema de adquisición y tratamiento de datos para los dispositivos introducidos en los capítulos precedentes.

El presente trabajo fué realizado durante la estancia del autor en la División Termonuclear del O.R.N.L., debiendo agradecer la hospitalidad e información suministrada por J. L. Dunlap y V.K. Parè.

2. MODOS EXTERNOS DE INESTABILIDAD.

2.1. Medida del campo magnético poloidal.

En un tokamak las componentes principales del campo magnético son la toroidal, B_ψ , creada por las bobinas exteriores del dispositivo y la poloidal, B_θ , debida fundamentalmente a la propia corriente existente en el plasma. Cualquier tipo de inestabilidad macroscópica del plasma se reflejará en fluctuaciones de esta componente poloidal, por lo que serán necesarios dispositivos experimentales para determinar B_θ con una adecuada resolución temporal, a fin de seguir la evolución de la inestabilidad. Esto es posible mediante bobinas, lo suficientemente pequeñas como para tener una cierta resolución espacial y evitar las contribuciones de otras componentes del campo magnético, orientadas en sentido poloidal y colocadas en posiciones adecuadas a lo largo de la periferia del plasma.

La f.e.m., inducida en dichas bobinas ("Mirnov loops") será proporcional a la variación de flujo magnético a través de las mismas y, por tanto, una medida de las fluctuaciones de B_θ . Alimentando con dicha señal un integrador la señal obtenida a la salida será una medida de la componente poloidal:

$$V_o = \frac{AN}{CR} B_\theta \quad (1)$$

donde N es el número total de espiras en el solenoide, A el área de cada una de ellas, C y R la capacidad y resistencia del integrador utilizado. La expresión (1) es válida siempre que B_θ no tenga componentes con frecuencia superior a la de corte del circuito, definida por:

$$\omega_c = \frac{R}{L} \quad (2)$$

siendo L la autoinducción de la bobina, por lo que en su diseño ha de tenderse a minimizar el valor de L. Esto obliga a una solución de compromiso en los valores de A y N, que interesa sean pequeños a fin de reducir L y grandes para disponer de una sensibilidad elevada. En caso de necesitar aumentar la ganancia por en-

cima del valor permitido por L, puede utilizarse un amplificador con realimentación negativa de alta ganancia, G, en lugar del integrador pasivo habitualmente utilizado. En este caso la constante de tiempo del circuito se incrementa en un factor (G+1).

Para los valores habituales de las fluctuaciones de B_θ en descargas de tokamak, y los parámetros precisos en las bobinas, se obtienen f.e.m. en el rango de milivoltios por lo que puede utilizarse directamente la señal de la bobina para el análisis de la inestabilidad sin necesidad de amplificador o integrador alguno.

2.2. Parámetros característicos de la inestabilidad.

Definido el factor de seguridad q por:

$$q(r) = \frac{r}{R_0} \frac{B_\psi}{B_\theta} \quad (3)$$

siendo R_0 , el radio mayor del toro, y r la coordenada radial referida al eje menor; perturbaciones de la forma

$$e^{\gamma t} e^{i(\omega t + m\theta + n\psi)} \quad (4)$$

se acoplarán en aquellas superficies magnéticas en que el factor de seguridad tome el valor racional

$$q(r_S) = m/n \quad (5)$$

dando lugar a un crecimiento de la inestabilidad en esta superficie de radio r_S .

El estudio de estas perturbaciones del campo poloidal exigirá la medida de :

\underline{m} , número poloidal, que se obtiene de la medida de la propagación de fase en las señales obtenidas con bobinas situadas a diferentes ángulos poloidales (θ_i), para un ángulo toroidal fijo (φ_0).

\underline{n} , número toroidal, determinado en forma análoga al anterior, pero considerando las señales de bobinas situadas a distintos ángulos toroidales (φ_i) para uno poloidal fijo (θ_0).

$\underline{\omega}$, frecuencia característica de la perturbación, deducible del análisis en frecuencia de la señal de cada bobina.

$\underline{\gamma}$, ritmo de crecimiento, se determina midiendo la variación temporal de la amplitud de las señales obtenidas.

por lo que deberá determinarse para las señales procedentes de las bobinas, el autoespectro para conocer las frecuencias características y sus amplitudes y el espectro cruzado, a fin de determinar la propagación de la fase.

En las medidas de este tipo efectuadas en distintos tokamak los valores obtenidos para m varían considerablemente de unas zonas a otras de parámetros, así en el ORMAK [1], a lo largo de una descarga m puede variar desde 4 hasta 1. En el tokamak ruso T-4, [2], se llegan a obtener valores de m superiores a 10. Todo esto hace necesario disponer del número más elevado posible de bobinas en sentido poloidal. En cuanto al número toroidal n , todas las medidas publicadas presentan $n = 1$, salvo las correspondientes al pequeño tokamak australiano LT-3 [3], donde en el estudio de las inestabilidades disruptivas aparecen modos con $n = 2$ pocos microsegundos antes de la disrupción. Por lo tanto, las exigencias en cuanto a número de bobinas a lo largo del toro son mucho menores que en la sección transversal.

Los resultados obtenidos para la frecuencia de las fluctuaciones dan un valor:

$$f/m \leq 5 \text{ KH}_z$$

que disminuye conforme crece la amplitud de las mismas. Será necesario que las bobinas tengan una frecuencia de corte superior a 20 KH_z . En cuanto a los ritmos de crecimiento, γ , suelen estar en un orden de magnitud de 10^3 a 10^4 s^{-1} , salvo que aparezcan inestabilidades disruptivas en que se incrementan va rios órdenes de magnitud sobre estos valores.

2.3. Bobinas con densidad de espiras variable.

En la medida de inestabilidades pueden utilizarse también bobinas que rodeen totalmente el plasma, a lo largo de una sección transversal, con una densidad variable de espiras a lo largo de las mismas. De esta forma pueden obtenerse las componentes poloidales de la perturbación de B_θ directamente de la señal de la bobina, sin necesidad de ningún análisis en frecuencia posterior de la misma. En efecto, supongamos una espira con una densidad de arrollamiento:

$$N(\theta) = N_0 \cos(f \cdot \theta) \quad [f = 0, 1, 2, 3] \quad (6)$$

donde una densidad negativa $-N$ simplemente equivale a un número de espiras N con sentido de arrollamiento opuesto al inicial.

Suponiendo que el campo poloidal sufre una perturbación:

$$\tilde{B}_\theta = \sum_m a_m \cos(m \cdot \theta) \quad (7)$$

la señal obtenida en la bobina será:

$$S = \int_0^{2\pi} A N_0 \omega \cos(f \theta) \left(\sum_m a_m \cos(m \theta) \right) d\theta \quad (8)$$

donde A es el área de cada espira y ω la frecuencia de la perturbación.

$$S = AN_0\omega \sum_m \int_0^{2\pi} \frac{a_m}{2} [\cos(m+f)\theta + \cos(m-f)\theta] d\theta \quad (9)$$

el único término de contribución no nula a la integral será el correspondiente a $m = f$, con lo que:

$$S = A N_0 \omega \pi a_f \quad (10)$$

la señal obtenida dará la componente a_f de la perturbación.

Eligiendo otras leyes para la variación de la densidad pueden obtenerse diversas combinaciones lineales de las componentes presentes en la perturbación. En la figura 1 se presentan algunas de dichas posibilidades. Un sistema semejante al que aparece en el gráfico d de dicha figura ha sido utilizado en el ALCATOR [4] para la determinación de los cuatro primeros armónicos de B_θ . Se basaban dichas bobinas en la sucesión de sectores de densidad constante con otros de densidad nula.

No obstante, debido a las dificultades de diseño y a la facilidad con que pueden introducirse errores en su construcción, este tipo de bobinas no ha tenido gran aceptación. Otra posible causa es que al utilizarle sólo se obtiene una información parcial, perdiendo la correspondiente a cualquier otro modo presente. La tendencia general es utilizar pequeñas bobinas de Mirnov, con densidad constante, y efectuar el análisis en frecuencia mediante un tratamiento "off line". En el siguiente apartado se presenta el diseño de dichas bobinas y en el capítulo 4 se introduce el sistema de adquisición y tratamiento de las señales obtenidas con las mismas.

2.4. Diseño de bobinas de Mirnov.

Se presenta a continuación el diseño de bobinas de Mirnov, particularizándole para el caso de un pequeño tokamak cuyos parámetros sean:

Radio mayor (R_0)	30 cm	
" menor (a)	10 cm	
Intensidad (I_p)	≤ 50 kA	(11)
Distancia de la bobina al centro (r_b)	20 cm	

El valor de las fluctuaciones del campo poloidal creado por el plasma fija la sensibilidad necesaria en la bobina y, por tanto, el área total que ésta debe tener.

En el caso que se considera, el campo poloidal valdrá

$$B_\theta = 0,2 \frac{I_p}{r_b} = 500 \text{ gauss}$$

y considerando el valor habitual en inestabilidades medidas en tokamak, fluctuaciones del orden del 1^o/oo con una frecuencia de 10 kHz resulta:

$$\frac{dB_\theta}{dt} \simeq 2\pi \cdot 10^4 \frac{5 \times 10^2}{10^3} \simeq 3 \times 10^4 \text{ gauss/s}$$

Se ha comprobado experimentalmente que al aumentar la amplitud de las fluctuaciones su frecuencia disminuye, por lo que el valor obtenido puede considerarse como el orden de magnitud de las fluctuaciones a lo largo de toda la descarga.

Si la sensibilidad del circuito de medida a que se conecta la bobina es del orden del mV, el área total ha de tener una magnitud próxima a 10 cm² para las fluctuaciones que estamos considerando. Tenemos así una relación entre dos de los parámetros a determinar (diámetro y número de espiras). Se obtienen relaciones adicionales al imponer condiciones a la resolución espacial y en frecuencia de las medidas efectuadas con dichas bobinas.

La longitud de la bobina fija la contribución de la componente radial del campo magnético. De la figura 2 se deduce que dicha contribución viene dada por

$$B_r \text{ sen } \alpha = B_r \text{ sen } \frac{l/2}{r_b} \quad (12)$$

interesa pues disminuir ℓ lo más posible a fin de eliminar esta contribución radial a las medidas de campo poloidal.

El diámetro de la espira, d , está ligado al carácter local de la medida de \tilde{B}_θ . Considerando la dependencia con r^{-1} del campo poloidal, la variación en la sección de la bobina de B_θ , referida al valor en su eje, vendrá dada por:

$$\frac{\Delta B}{B_0} = \frac{1}{1 + 2r_b/d} \quad (13)$$

por lo que interesa, obviamente, minimizar el diámetro de las espiras.

La frecuencia máxima detectable con este tipo de bobinas está determinada por la autoinducción, L , de las mismas. En efecto, la frecuencia de corte será

$$f_c = \frac{R}{2\pi L} \quad (14)$$

siendo R la resistencia característica del circuito. El valor de L viene dado por:

$$L = F N^2 d \quad \mu\text{H} \quad (15)$$

siendo N el número de espiras, d su diámetro en cm y F un factor de forma que, para valores de d/ℓ del orden de la unidad, puede aproximarse mediante:

$$F(d/\ell) = \frac{6,35 \times 10^{-2} (d/\ell)}{1 + 0,45 (d/\ell)} \quad (16)$$

con un error inferior al 1 %.

Introduciendo el área total, A_t , definida por:

$$A_t = N\pi \frac{d^2}{4}$$

resulta:

$$L = 0,103 \frac{A_t^2}{d^2 (\ell + 0,45 d)} \mu\text{H} \quad (17)$$

donde A_t se expresa en cm^2 y las dimensiones de la espira en cm.

En contraposición a la resolución espacial, la detección de frecuencias elevadas exige dimensiones lo más grande posibles en las bobinas. Es preciso establecer un compromiso entre ambos requerimientos. Para el caso considerado, la figura 4 da la variación de los parámetros del diseño de la bobina cuando se fija el diámetro del conductor utilizado para la construcción - en 10^{-2} cm.

El punto óptimo parece situarse próximo a un diámetro de bobina de 5 mm, con una longitud de igual valor, para el que los errores espaciales son del 1 % y la frecuencia de corte supera los 200 kHz. En la figura 3 se presenta un esquema de una bobina de Mirnov diseñada para estos valores.

En el valor de f_c no se ha considerado la existencia de ningún material entre las bobinas y el plasma. De existir, introducirá un corte para frecuencias superiores a

$$f_c' = \frac{n}{\pi r_p S \mu_0} \quad (18)$$

siendo r_p y S el radio y el espesor de la pared respectivamente.

3. MODOS INTERNOS DE INESTABILIDAD.

3.1. Medida de inestabilidades en el interior del plasma.

Debido al apantallamiento producido por el propio plasma, perturbaciones localizadas en el interior de la columna no podrán ser analizadas con las bobinas de Mirnov introducidas en el capítulo anterior, salvo que se produzcan en zonas muy próximas a la periferia.

Se plantea así uno de los problemas aún no resueltos en el campo del diagnóstico de tokamak: determinar la componente poloidal del campo magnético en el interior del plasma. Problema importante ya que dicha medida permitirá determinar el perfil de corriente en la descarga. El hecho de ser plasmas de alta temperatura y que las impurezas hayan de ser evitadas cuidadosamente, impide la introducción de ningún tipo de sonda en el plasma. Algunos métodos propuestos para la medida de B_θ en el interior del plasma son:

- medida de la impedancia del plasma mediante componentes alternas superpuestas a la corriente de descarga [5].
- análisis de armónicos generados a frecuencias características [6].
- determinación de cambios de polaridad en una onda electromagnética propagándose en el plasma [7].

La última de estas técnicas parece ser la más prometedora. Se basa en la medida del cambio de polaridad de la radiación emitida por un láser en el infrarrojo, o por una fuente de microondas con $\lambda \sim 1$ mm, a lo largo de distintas cuerdas del plasma.

Ninguna de estas técnicas ha resultado, hasta el momento, operativa por lo que no se puede intentar la medida de inestabilidades en el interior del plasma mediante el estudio de fluctuaciones del campo poloidal. El único método experimental

para estudiar las inestabilidades es midiendo sus efectos sobre parámetros del plasma (n_e , T_e , T_i , etc.) para los que se dispongan de técnicas de medida bien conocidas. Particularmente idóneo resulta el análisis de rayos X blandos emitidos por el plasma, debido a que:

1) La intensidad de radiación emitida depende de n_e y T_e , magnitudes muy afectadas por las inestabilidades.

2) Los perfiles abruptos de n_e y T_e en un tokamak dan carácter local a este tipo de medidas cuando se efectúan a lo largo de una cuerda, por lo que la medida puede asignarse al punto más interno de la misma [8].

3) Utilizando detectores de semiconductores, la superposición de fotones detectados a un ritmo de 10^8 produce intensidades de 10^{-9} A que pueden amplificarse con resolución temporal inferior a 10^{-3} s. Se dispone, por tanto, de un monitor de inestabilidades a lo largo de toda la descarga.

En la figura 5 se presenta la disposición habitual de los detectores para estas experiencias y la forma de las señales obtenidas. En los primeros experimentos de este tipo, realizados en 1974 en el tokamak ST [9], ya se detectaron relajaciones de la señal de rayos X y, superpuestas a estos dientes de sierra, oscilaciones. Estas corresponden a un modo $m = n = 1$ y aquellas a $m = n = 0$, interpretándose las primeras como oscilaciones helicoidales del plasma y las segundas como relajaciones internas de T_e [10], debidas a que el factor de seguridad cae, en el interior del plasma, por debajo del límite de estabilidad $q = 1$. El cambio de sentido en los dientes de sierra a partir de un determinado radio permite fijar la posición de la superficie de disrupción, $q(r_s) = 1$.

Combinando estas medidas con las obtenidas con bobinas de Mirnov en la periferia, puede estudiarse el acoplo de modos externos e internos de inestabilidad [2]. Asimismo, analizando la forma del impulso a distintos radios y considerándole como propagación de un impulso de calor, generado en la superficie de disrupción, puede medirse el coeficiente de difusión de calor para los electrones [11].

3.2. Diseño de una cadena de detección de rayos X para medida de modos internos.

Se presenta en este apartado el diseño de una cadena de detección de rayos X, particularizado al pequeño tokamak con siderado en 2.4, al diseñar las bobinas de Mirnov, y cuyos pará metros están dados por (11). El sondaje interno de plasmas toka mak cobra mayor importancia conforme se consideran dispositivos con plasmas de radio creciente. Asimismo, la importancia de la me dida de rayos X emitidos por el plasma se incrementa al aumentar la temperatura electrónica del mismo. No obstante, se aborda - aquí el diseño de esta cadena de detección para un tokamak de características modestas en ambos aspectos, a y T_e , por dos razones:

- a) determinación de acoplos entre perturbaciones exter nas y las existentes en el centro del plasma.
- b) poner a punto dispositivos de diagnóstico que pue dan utilizarse en futuros tokamak. La ampliación de esta cadena a un dispositivo de mayor tamaño só lo exigirá un reajuste de su ganancia, al ser pre cisa una menor sensibilidad para T_e mayores.

La detección de los rayos X emitidos por el plasma - puede efectuarse con diodos semiconductores, Si(Li), polariza dos inversamente. Dichos detectores son especialmente idóneos por su elevada relación de conversión de energía fotónica en - carga eléctrica, 1 par electrón - hueco por cada 3,16 eV; y por su sensibilidad a la zona de bajas energías de rayos X, ya que cubren un margen que llega hasta 20keV, con un límite inferior fijado por el espesor del material de encapsulamiento y zonas muertas del detector. En la figura 6 se presenta el espectro de rayos X - emitidos por un plasma con $T_e = 0.5$ keV. Puede comprobarse que toda la radiación emitida cae dentro de la zona sensible del - detector. En la figura se presenta también el efecto de filtra je, para los fotones de baja energía, debido a la presencia de una lámina de berilio de 0.025 mm de espesor entre el plasma y el detector. Dicho efecto puede aproximarse por un corte to tal para fotones con energía inferior a 1 keV y una amortigua ción constante (0,42) para energías superiores.

Al estar interesados en fluctuaciones de temperatura, se utilizará una cadena que trabaje como monitor de intensidad;

esto es, amplifique la corriente obtenida por superposición de los impulsos generados en el detector por los fotones incidentes. De esta forma se pierde toda información referente a la distribución energética de los mismos, y sólo se dispone de resolución temporal del flujo total incidente, ligado a la temperatura y densidad del plasma, mediante:

$$P = 5,42 \times 10^{-31} n_e^2 Z_{ef} T_e^{\frac{1}{2}} \text{ vatios/cm}^3 \quad (19)$$

donde $[n_e] = \text{cm}^{-3}$ y $[T_e] = \text{keV}$.

La radiación que atraviesa el filtro de berilio puede aproximarse por:

$$P_f = 2,3 \times 10^{-31} n_e^2 Z_{ef} T_e^{\frac{1}{2}} e^{-E_c/T_e} \text{ vatios/cm}^3 \quad (20)$$

siendo E_c la energía de corte, en keV, introducida por el filtro de berilio.

Al fijar las características geométricas del dispositivo deberá obtenerse la fracción más elevada posible de la radiación emitida mediante optimización del ángulo sólido del detector, en solución de compromiso con la resolución espacial de la medida, dada por:

$$\Delta = a_c \left(1 + \frac{r_b}{h}\right) + a_d \frac{r_b}{h} \quad (21)$$

de acuerdo con el esquema a) de la figura 7; siendo a_c la anchura del colimador; a_d , la del detector; r_b , la distancia del colimador al centro del plasma y h , la distancia entre el detector y el colimador.

En la figura 7 b) se ha representado la variación del ángulo sólido y de la resolución en función de los dos parámetros de diseño: a_c y h . La condición óptima se obtiene, para un determinado ángulo sólido, mediante la curva de la familia $\Delta = \text{cte}$, que es tangente a la correspondiente al ángulo sólido considerado. Dicha condición viene dada por

$$\frac{a_c}{a_d} = \frac{1}{1 + 2 \frac{h}{r_b}} \quad (22)$$

y está representada en la figura 7 c).

Considerado un tokamak con las características fijadas en (11) en el que se confine un plasma con los parámetros siguientes:

$$\left. \begin{aligned} n_e(0) &= 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \\ T_e(0) &= 0,5 \text{ keV} \\ Z_{\text{eff}} &\approx 1 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

y un detector de dimensiones 2 x 20 mm (*), se obtendrán intensidades del orden de 10 μ A para el siguiente conjunto de valores de los parámetros geométricos:

$$\left. \begin{aligned} a_c &= 0,16 \text{ cm} \\ b_c &= 3 \text{ cm} \\ h &= 5,6 \text{ cm} \\ r_b &= 20 \text{ cm} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

y se tendrá una resolución espacial

$$\Delta = 1,4 \text{ cm}$$

En el cálculo efectuado solo se ha considerado la radiación emitida por bremsstrahlung, dada por (19), debido al bajo contenido en impurezas del plasma. Si este contenido aumentase, hasta hacer importante la contribución por recombinación radiativa, los niveles de señal se incrementarían pero manteniendo la misma dependencia con T_e [12].

Intensidades del orden de 10^{-9} A pueden ser analizadas utilizando amplificadores de corriente basados en amplificadores operacionales rápidos, como el representado en la figura 8. (Valores adecuados serían $R_f = 1M\Omega$, $R_1 = 1k\Omega$, $R_2 = R_3 = 3k\Omega$).

(*) Quantrad Corporation.

4. SISTEMA DE ADQUISICION Y TRATAMIENTO DE SEÑALES.

La figura 9 presenta el diagrama de un sistema para la adquisición y tratamiento de señales en medidas de inestabilidades.

"On line" con la descarga tokamak se encuentran los detectores, bobinas o diodos de Si(Li), cuya señal es registrada en oscilógrafos y, eliminando la componente continua con un filtro de bajas frecuencias para evitar saturaciones, en una unidad de grabación analógica. Cuando se intenten medir inestabilidades disruptivas, en las que las escalas de tiempo son del orden del μ s, la frecuencia de corte de la citada unidad de grabación puede resultar insuficiente, por lo que habrá que utilizar digitalizadores de transitorios, que permiten frecuencias de decenas de MHz, trabajando en el modo "predisparo", utilizando como disparo la propia disrupción en el voltaje inducido a lo largo del toro.

Cuando el detector sea un diodo de Si(Li) deberá considerarse incluido, dentro del bloque correspondiente, la fuente de polarización inversa y el amplificador de corriente correspondientes.

Para el tokamak considerado, en (11) el número de detectores podría ser 23, distribuidos en la forma siguiente:

- 12 bobinas para determinación de m, equidistribuidas poloidalmente, $\Delta\theta = 30^\circ$.
- 6 bobinas para determinación de n, equidistribuidas toroidalmente $\Delta\varphi = 60^\circ$.
- 5 diodos de Si(Li), uno midiendo a lo largo de un diámetro y los restantes a lo largo de cuerdas separadas 3 cm del centro, para determinación de m; dos de estos detectores estarían en una ventana lateral y los otros dos en una superior o inferior del tokamak.

El número de disparos del tokamak precisos para recopilar todas las señales dependerá del número de canales en la -

unidad de grabación. Para el valor habitual de 7 canales, sería suficiente con 4 disparos.

Con los detectores considerados podrían detectarse modos con $m \leq 0$ y $n \leq 3$, intervalo en el que quedan prácticamente todos los modos hasta el momento en tokamaks.

"Off line" con la descarga tokamak se efectúa el tratamiento de datos. Para ello se reproducen las señales grabadas durante la descarga. La utilización de una velocidad inferior al reproducir permitirá aumentar la resolución en frecuencia del análisis. En la Tabla I se presentan los valores correspondientes a una grabación a 120 pulgadas/s y una reproducción a $1 \frac{7}{8}$.

Las señales pueden ser analizadas directamente dos a dos, mediante un transformador de Fourier, o digitalizadas y almacenadas en el disco de un ordenador para su posterior tratamiento.

En cualquier caso será necesario corregir los resultados de los efectos debidos a los distintos elementos de la cadena de detección. En el caso de la cinta analógica puede grabarse, previamente a los disparos del tokamak, ruido blanco en el intervalo de frecuencias de la medida para cada uno de los canales a utilizar. Procesando dichas señales de calibración en la misma forma que las de medida puede obtenerse la función relativa de transferencia de los distintos canales y corregir sus efectos en los espectros de las señales analizadas. La ventaja de este método reside en la independencia de la unidad de cinta utilizada, pudiendo emplear unidades distintas para la adquisición de señales y para su tratamiento.

La función de transferencia de los detectores de rayos X puede determinarse mediante su respuesta a un haz de rayos X emitidos por una fuente cuyo voltaje se modula con un generador de ruido.

Cuando el análisis se efectúe con un ordenador estas funciones de transferencia pueden almacenarse en la unidad de disco y corregir automáticamente sus efectos, mediante programas adecuados, al procesar las señales obtenidas en el tokamak.

TABLA I

PARAMETROS	TIEMPO REAL (GRABACION)	TIEMPO DE ANALISIS (REPRODUCCION)
Velocidad (pulgadas/s)	120	$1 \frac{7}{8}$
Frecuencia máxima (Hz)	64000	1000
Frecuencia de corte en filtros "anti- aliasing" (Hz)	50000	781
Periodo de muestreo (μ s)	15625	1000
Resolución en fre- cuencia (bloques de 256 datos) (Hz)	250	3,90
Duración de un bloque (ms)	4	256

5. BIBLIOGRAFIA.

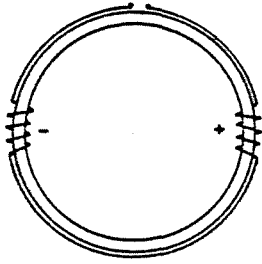
- (1) HARRIS, J.H. et al. "Internal Mode Structures in ORMAK"
Comunicación a APS-DDP, Nov. 1976.
- (2) BERLIZOV, A.B., et al. "The Development of Internal MHD-Oscillations in the Tokamak-4 Device".
ORNL-tr-4329, 1976.
- (3) ALBERT, D.B. y MORTON A.H. "Fast Growing Helical MHD Modes During the Disruptive Instability in LT - 3 Tokamak"
PG PP 76/9, Australian National University, 1976. y MORTON, A.H. Nuclear Fusion 16, 571, 1976.
- (4) DEKOCK, L.C.J.M., et al. "Measurements of Poloidal Magnetic Field Perturbations in ALCATOR".
RIJ-74-86, 1974.
- (5) DELLIS, A.N. y HOSEA, J.C.; "Radial Profile of Plasma Resistivity Determined from AC Impedance Measurements in the ST Tokamak".
MATT-969, 1973.
- (6) CANO, R. et al. "Poloidal Field Measurements in the ST Tokamak by Harmonic Generation at the Upper Hybrid Layer".
MATT-1007, 1973.
- (7) CRAIG, A.D.
Plasma Physics 18, 777, 1976.
- (8) PEREZ-NAVARRO, A. "Dispositivo Experimental para la Medida de la Distribución Energética de Rayos X en un Tokamak".
Report-JEN, a publicar.
- (9) VON GOELER, S. et al.
Phys. Rev. Lett. 33, 1201, 1974.
- (10) TFR GROUP. "Electron Temperature and Density Relaxations During Internal Disruptions in TFR Tokamak Plasmas".

EUR-CEA-FC-838, 1976.

(11) SOLER, M. Comunicación privada.

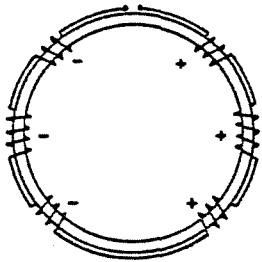
(12) VON GOELER, S. et al.
Nucl. Fus. 15, 301, 1975.

$$\vec{B}_\theta = \sum_{\substack{m \\ \neq 0}} a_m \cos(m\theta)$$



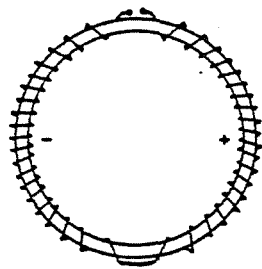
- a) Conjunto de bobinas de Mirnov con igual densidad de espiras y sentido de enrollamiento opuestos

$$V_0 \propto \sum_m a_m \quad m = 1, 3, 5 \dots$$



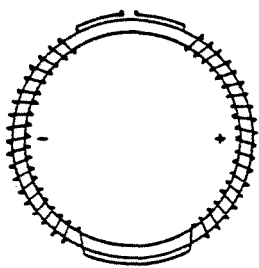
- b) Conjunto con densidad proporcional a ± 1 y $\pm \frac{1}{2}\sqrt{2}$ para $\theta = 0, 45^\circ, \dots$ respectivamente

$$V_0 \propto \sum_m a_m \quad m = 1, 7, 9 \dots$$



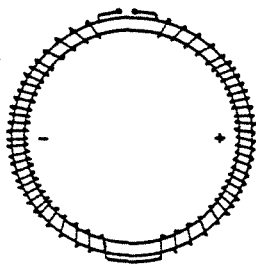
- c) Conjunto con densidad proporcional a $\cos \theta$

$$V_0 \propto a_1$$



- d) Conjunto con densidad constante en sectores de 120°

$$V_0 \propto a_1 - \frac{a_5}{5} + \frac{a_7}{7} - \frac{a_{11}}{11} + \dots$$



- e) Conjunto con densidad constante en sectores de 84° y densidad mitad en los adyacentes de 36°

$$V_0 \propto a_1 - 0.089 a_7 + 0.091 a_{11} \dots$$

Fig. 1. Bobinas con densidad de espiras variable para determinación de diversos armónicos en \vec{B}_θ .

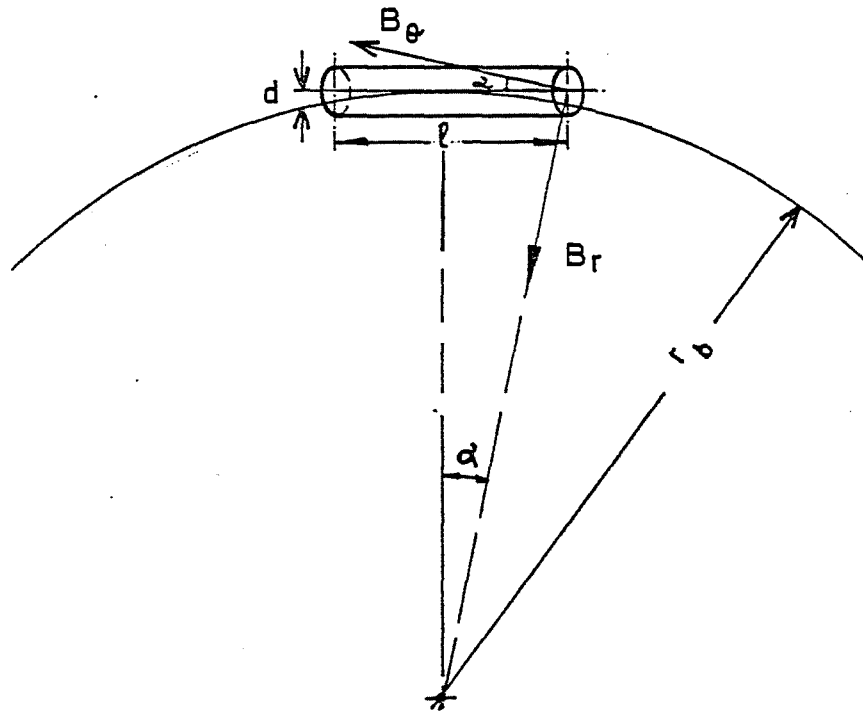
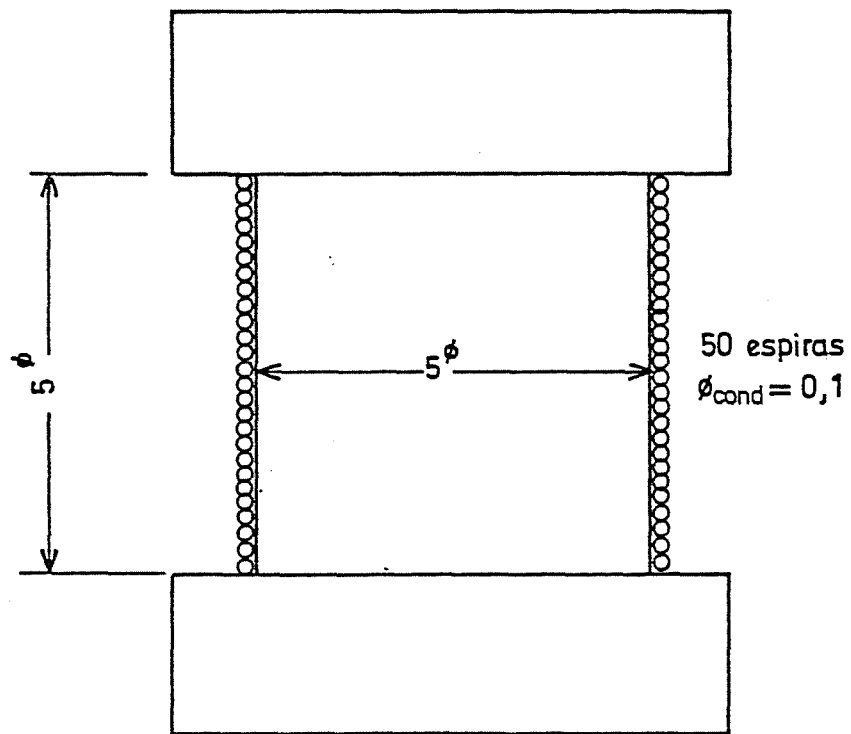


Fig. 2. Componentes magnéticas en una bobina de Mirnov.



Escala 10:1
 Distancias mm
 Material soporte :Nitruro de boro

Fig. 3. Esquema de una bobina de Mirnov

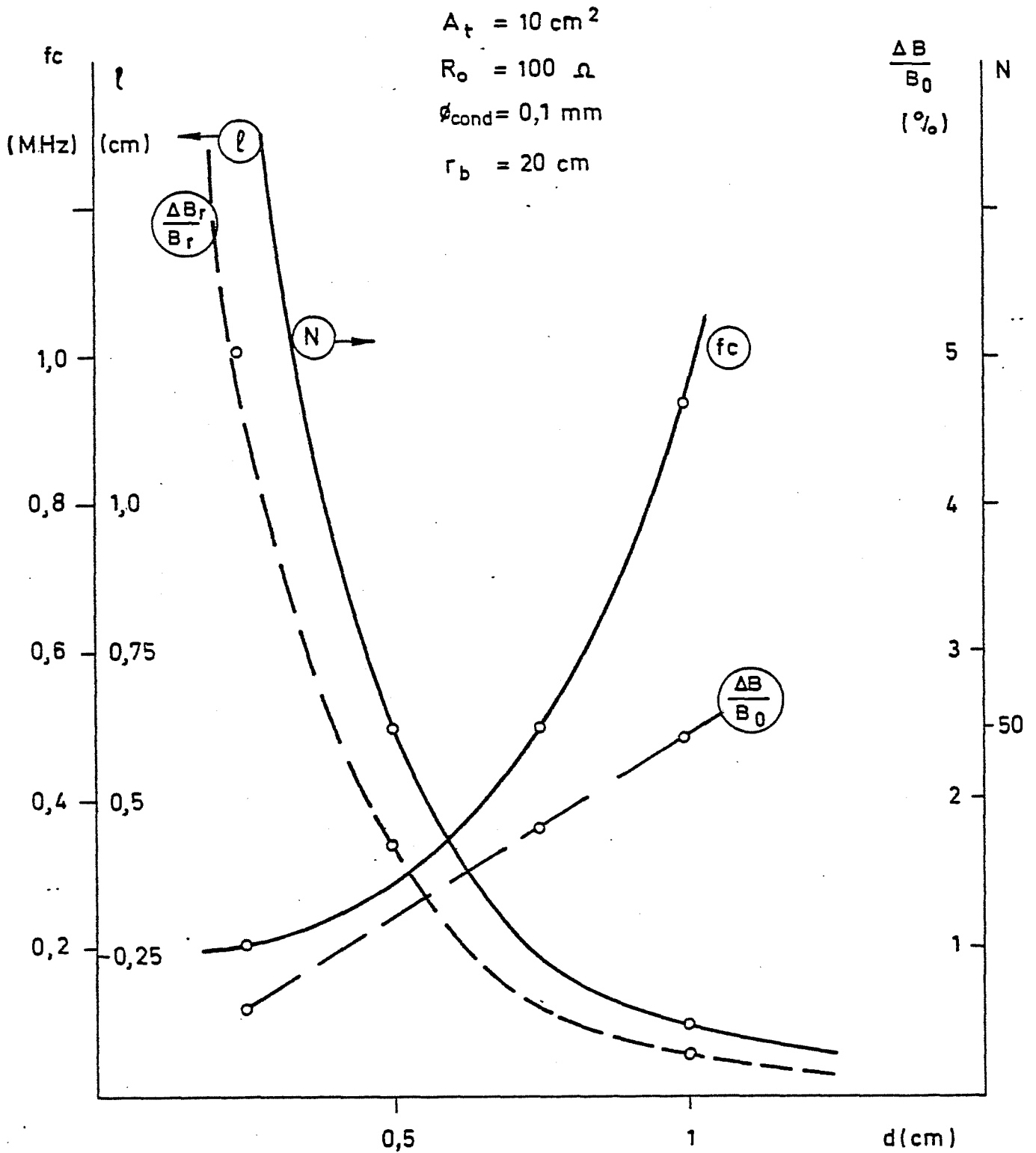


Fig. 4. Dependencia de las características de una bobina con su diámetro.

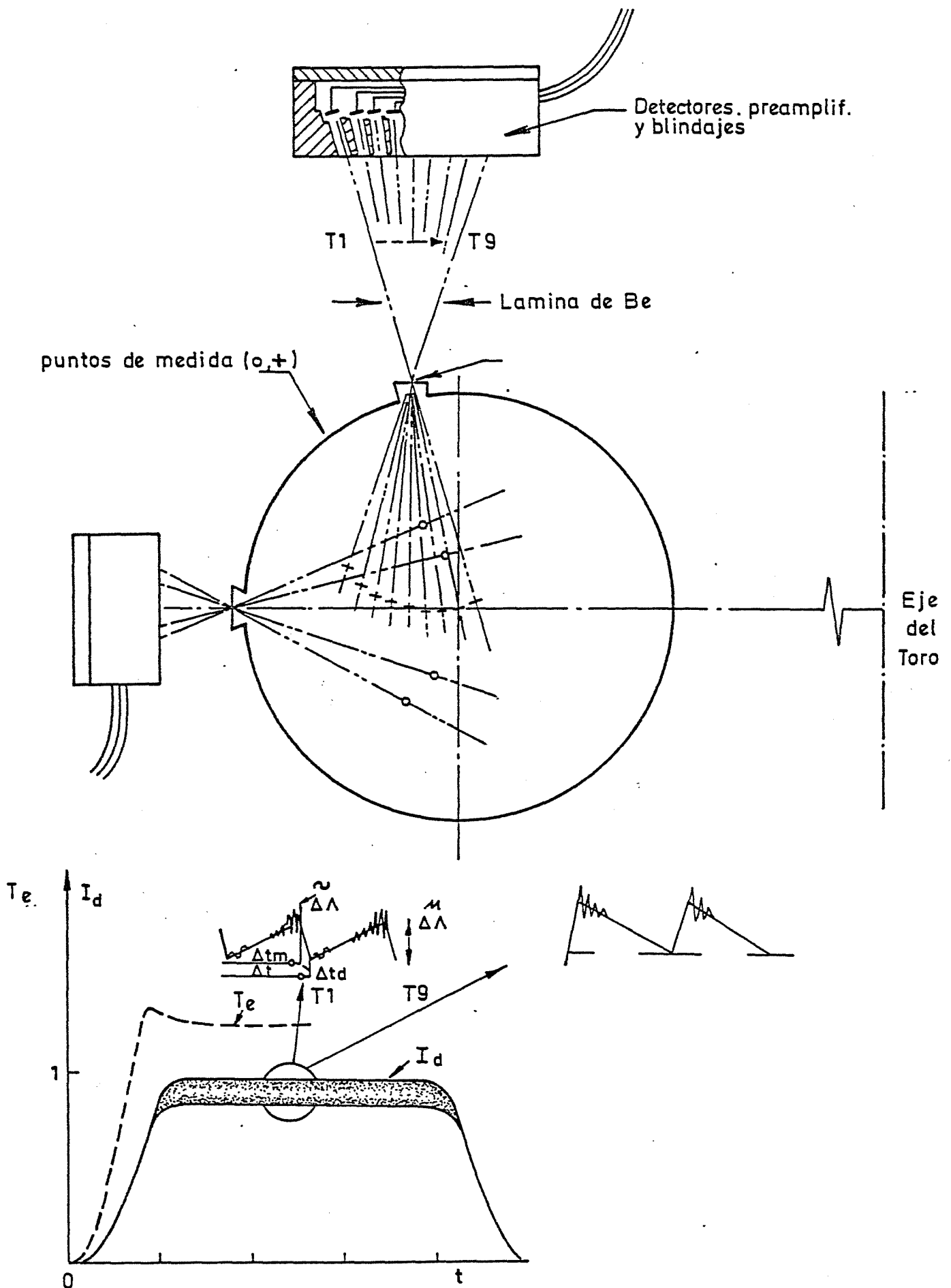


Fig. 5. Dispositivo experimental para medida de rayos X emitidos por distintas zonas del plasma.

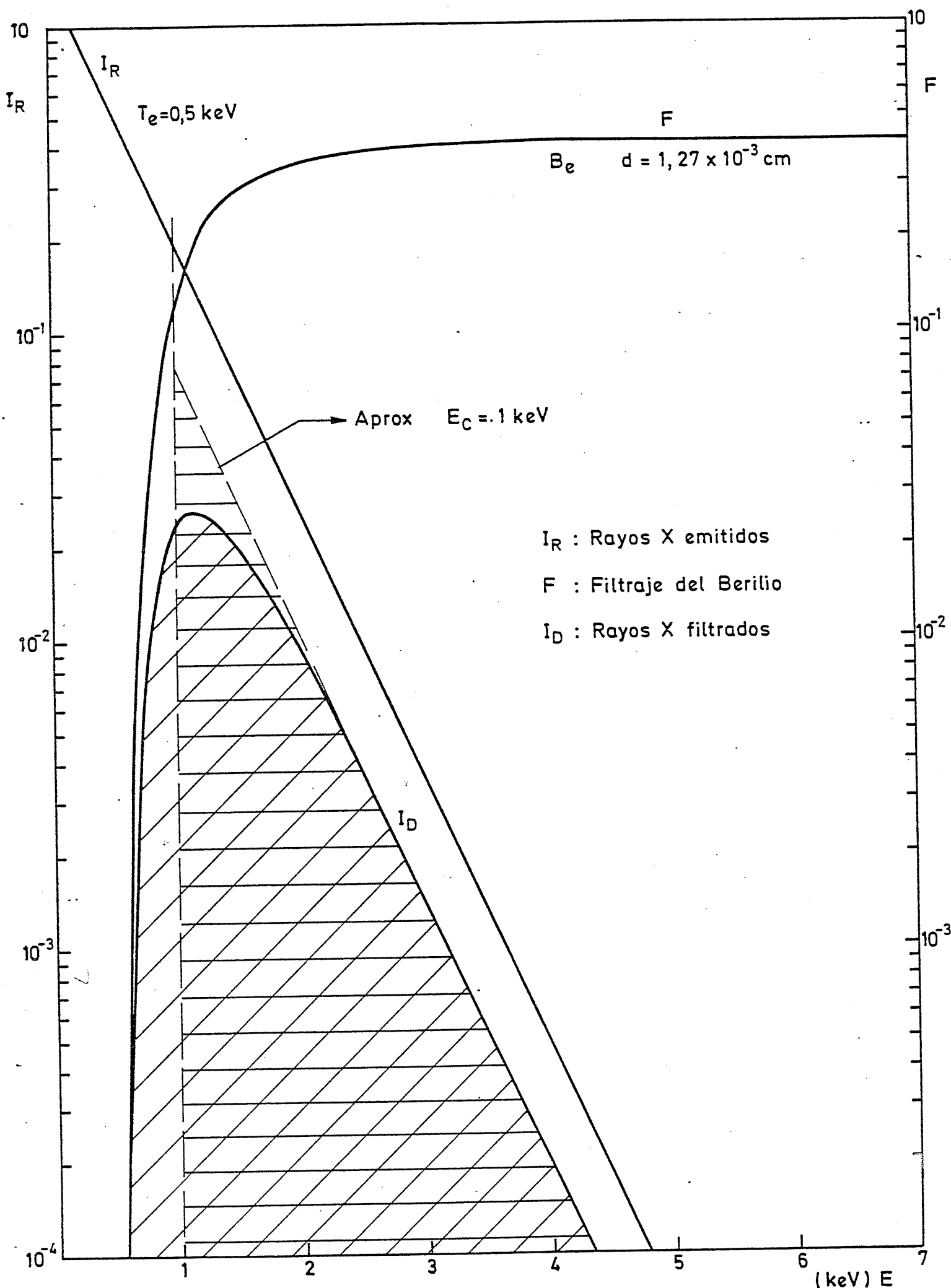


Fig. 6. Potencia radiada por un plasma con $T_e = 0,5 \text{ keV}$ y su filtraje con una lámina de berilio de $0,025 \text{ mm}$ de espesor.

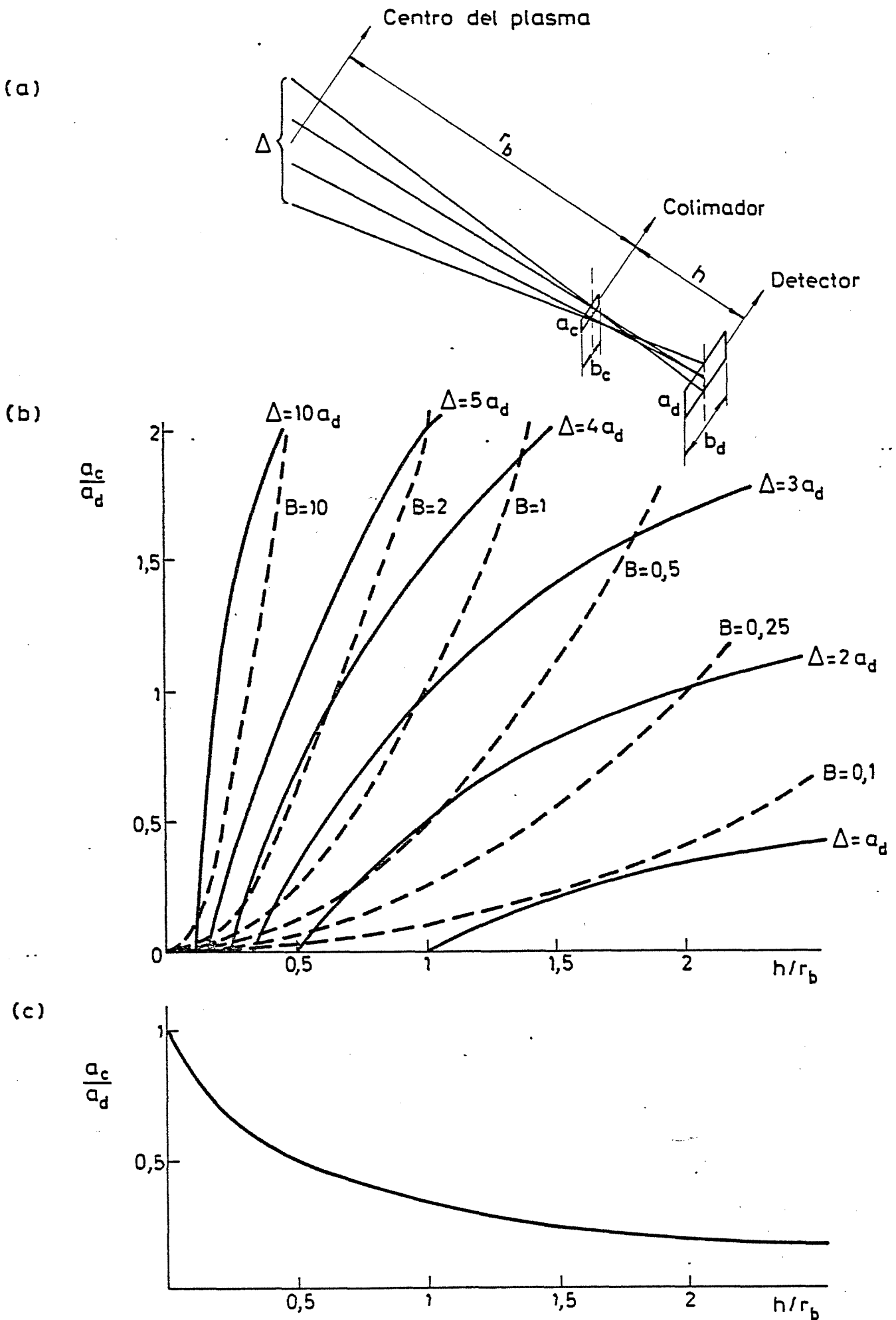


Fig. 7. Resolución espacial y sensibilidad de un detector de rayos X en función de las características geométricas del dispositivo.

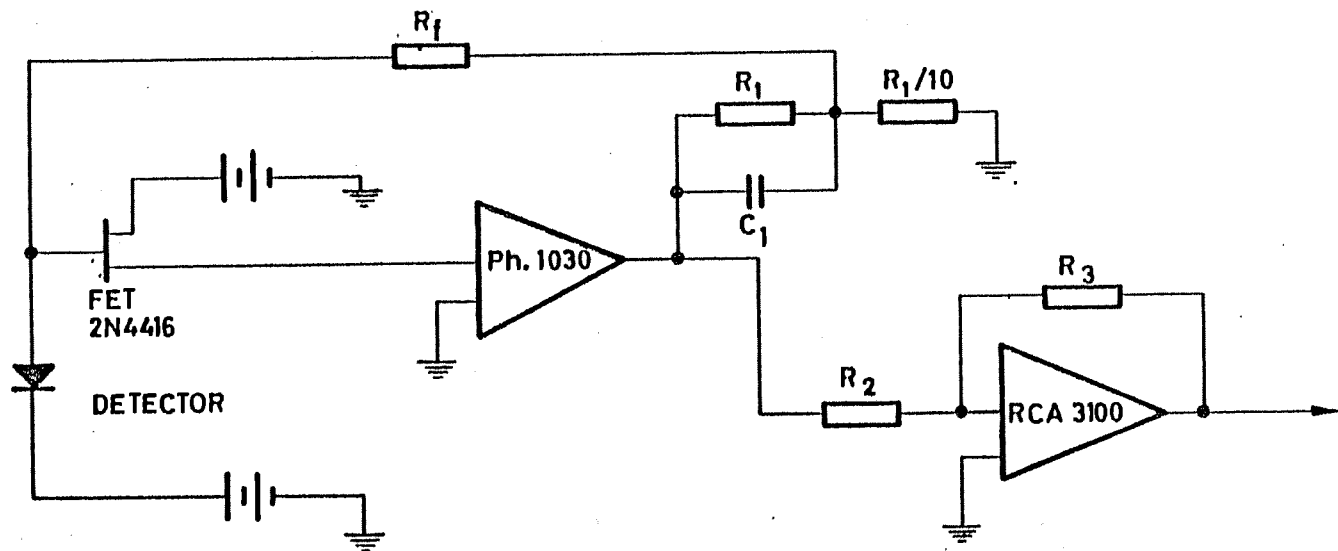


Fig. 8. Amplificador de corriente para detectores de rayos X.

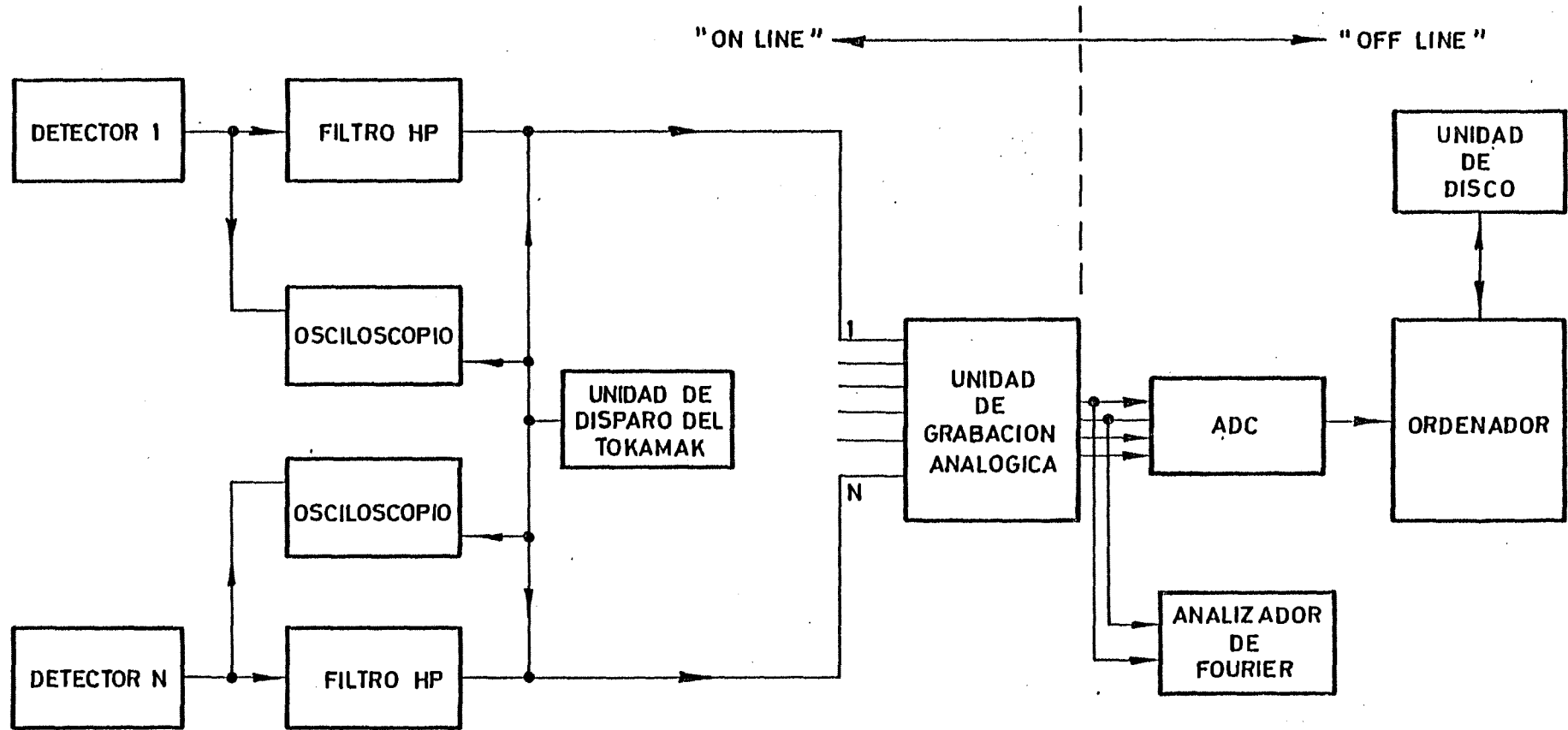


Fig. 9. Diagrama de bloques del sistema de adquisición y tratamiento de señales.

APENDICE.

Medida de la temperatura electrónica mediante razones de intensidad con distintos filtros.

La temperatura electrónica de una zona del tokamak puede determinarse a partir de la relación de intensidades en dos detectores de rayos X, que midan a lo largo de cuerdas para las que dicha zona sea la de máxima temperatura, y con filtros de distinto espesor entre ellos y el plasma.

Debido a la dependencia con $Z^4 \lambda^3$ de la sección eficaz para efecto fotoeléctrico, los elementos con bajo número atómico Z resultan más transparentes, pudiendo utilizar mayores espesores de los mismos. Por ello, el berilio ($Z = 4$) es el elemento más idóneo para filtraje de fotones de baja energía en el espectro de rayos X emitidos en el plasma. La figura A-1 presenta la sección eficaz para distintos elementos en la zona de energías de fotones de interés en tokamaks.

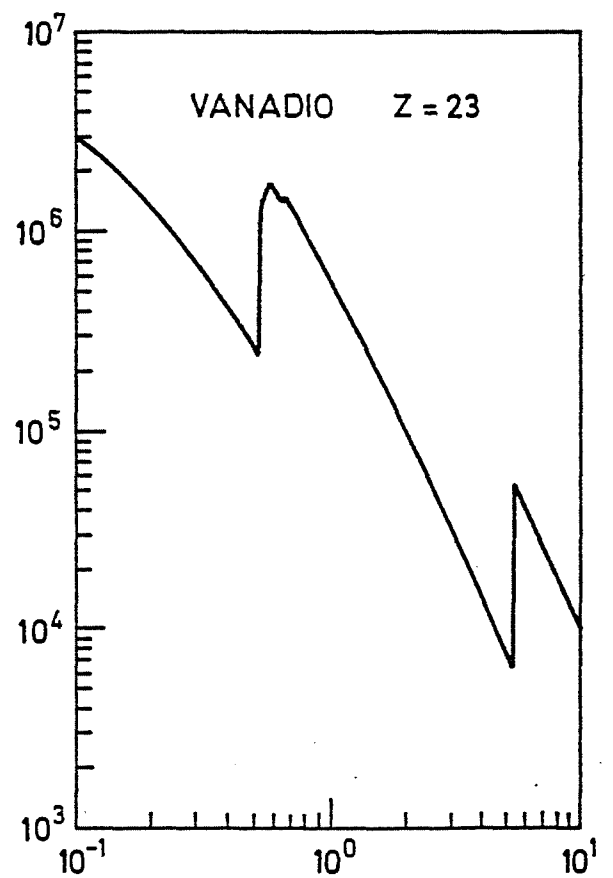
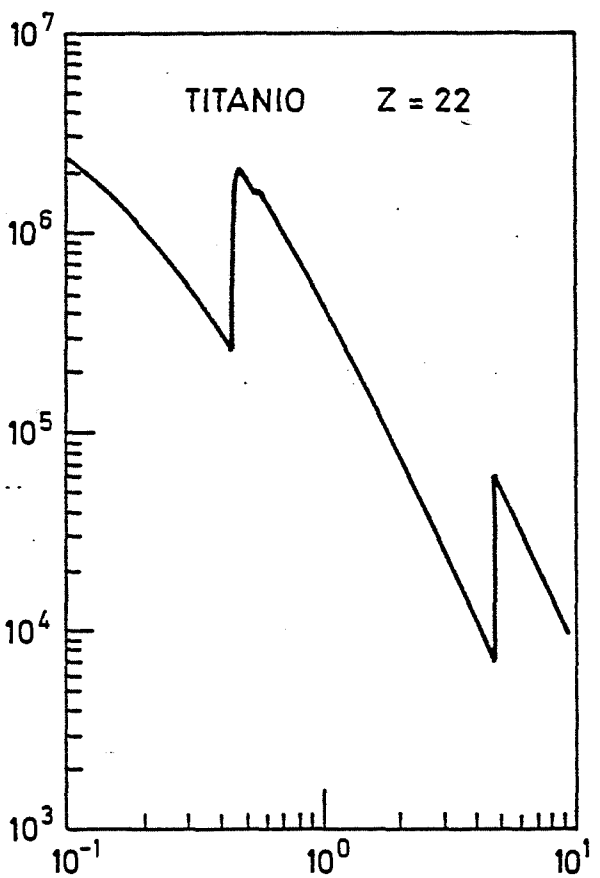
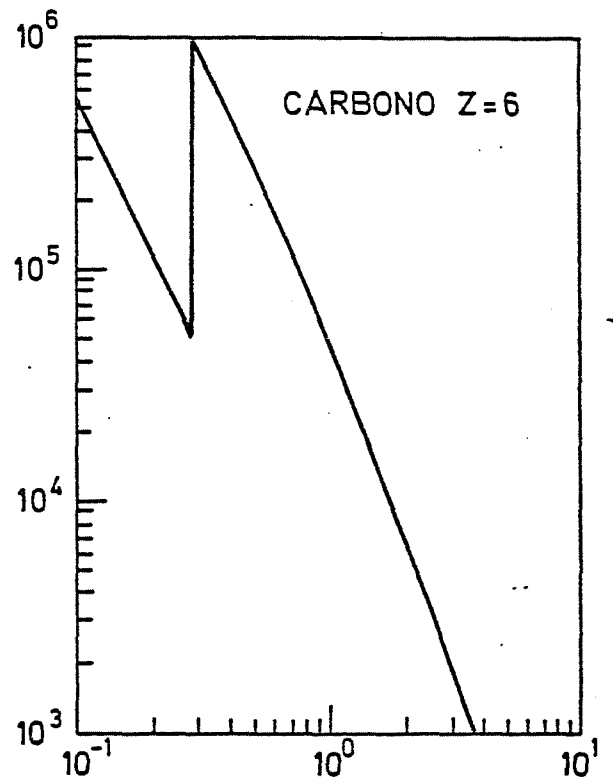
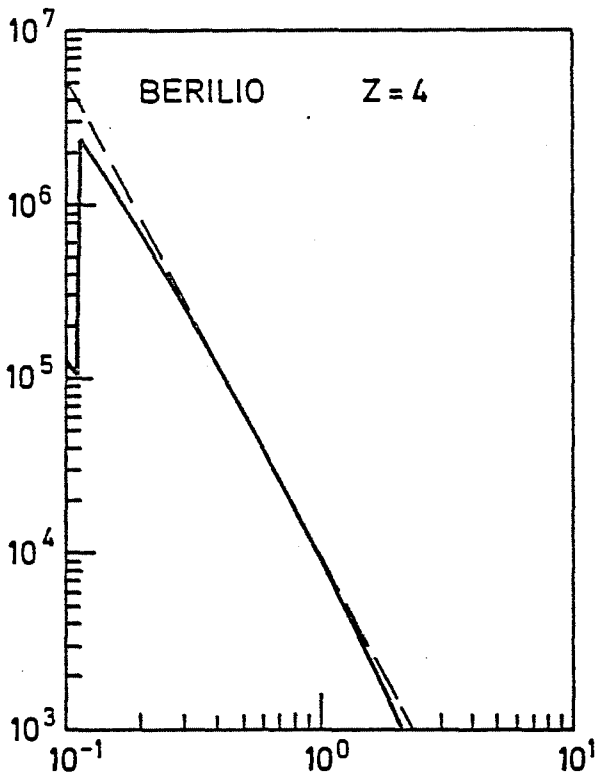
En la figura A-2 se representa el efecto de filtraje de láminas de Be de distintos espesores sobre la radiación emitida por un plasma con $T_e = 500$ eV. Se ha considerado una distribución maxwelliana para los electrones en el plasma, con lo que la potencia total radiada tiene una dependencia $T_e^{1/2}$, de acuerdo con la expresión (19).

La figura A-3 presenta la relación de intensidades obtenidas en un detector para filtros de Be de distintos espesores, de 0,5 a 20 milésimas de pulgada, y para plasmas de distintas temperaturas. La relación de espesores a utilizar vendrá fijada por el valor de T_e a medir, ya que es aconsejable trabajar en zonas de la curva de pendiente muy abrupta para poder detectar cambios pequeños en el valor de T_e . Asimismo el valor de T_e fija el espesor máximo utilizable, debido a que la reducción de señal por el filtro puede ser tan drástica que el nivel de señal en el detector resulte insuficiente.

En el caso del tokamak considerado en el presente trabajo, con $T_e = 500$ eV, todas las curvas de la figura A-3 son suficientemente sensibles por lo que la elección quedará fijada

por el nivel de señal deseable. Los cálculos efectuados en 3.2 prueban que dicha señal será muy pequeña, del orden de 17 nA para un filtro de 1 milésima de pulgada, por lo que se seleccionarán espesores pequeños. La relación de señales con filtros de 0,5 y 1 milésima parece adecuada. No obstante, el utilizar un filtro de 0,5 exige comprobar que no existen impurezas en el plasma con líneas características de emisión por encima de 800 eV, - valor aproximado de la energía de corte introducida por dicho - filtro.

El dispositivo experimental incluirá, además de cadena de rayos X que mide inestabilidades internas a lo largo de un diámetro, otra cadena de idénticas características midiendo a lo largo de otro diámetro paralelo al anterior y en una posición toroidal lo más próxima posible a la de la primera. La primera cadena utilizará un filtro de 1 milésima, y la segunda uno de 0,5 ó, si no es posible por la existencia de líneas de emisión por encima de 700 eV, uno de 2 milésimas.



Sección eficaz fotoeléctrica (barns /atomo) en función de la energía del fotón (keV)

FIGURA A-1

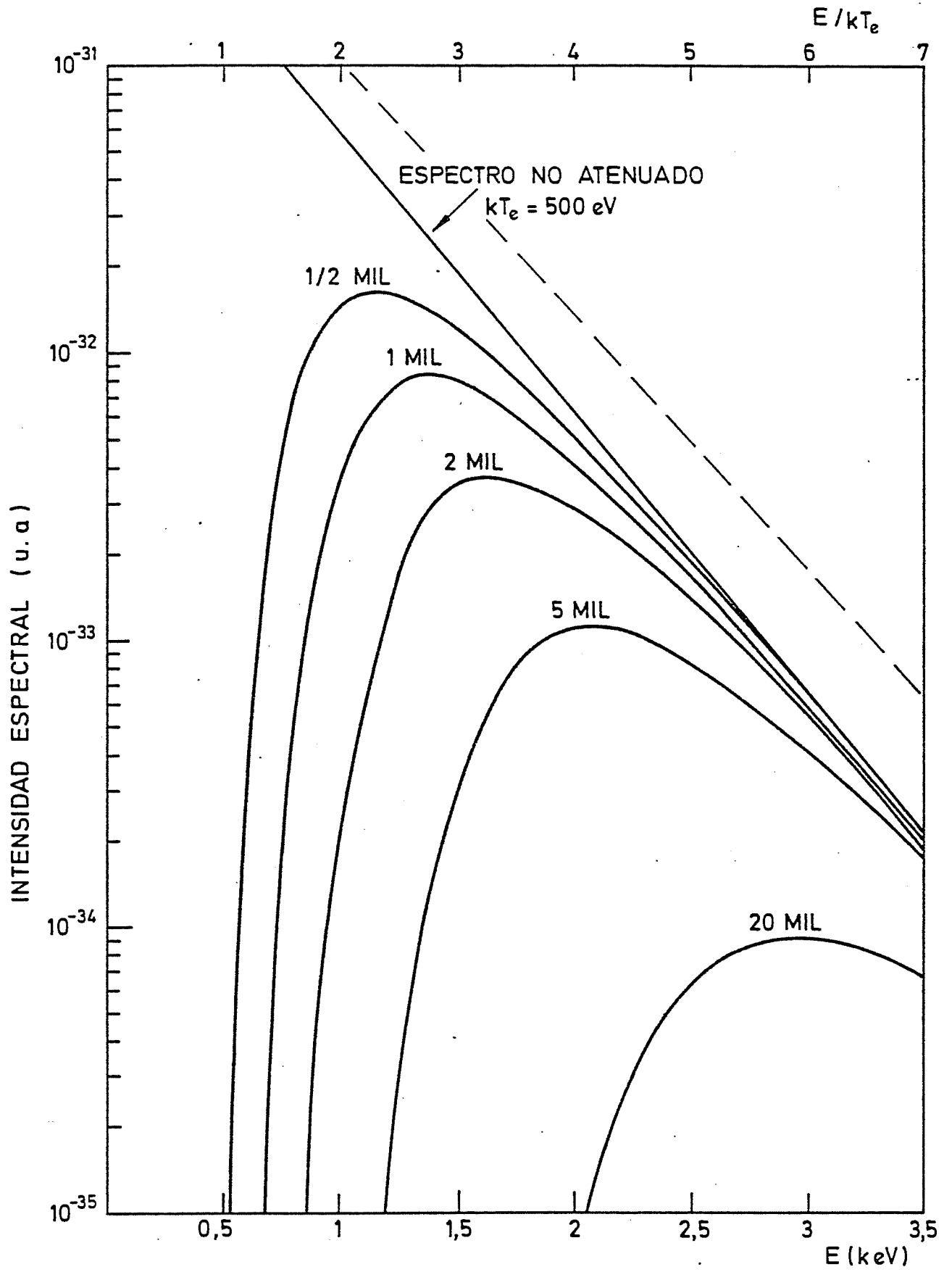


FIGURA A-2

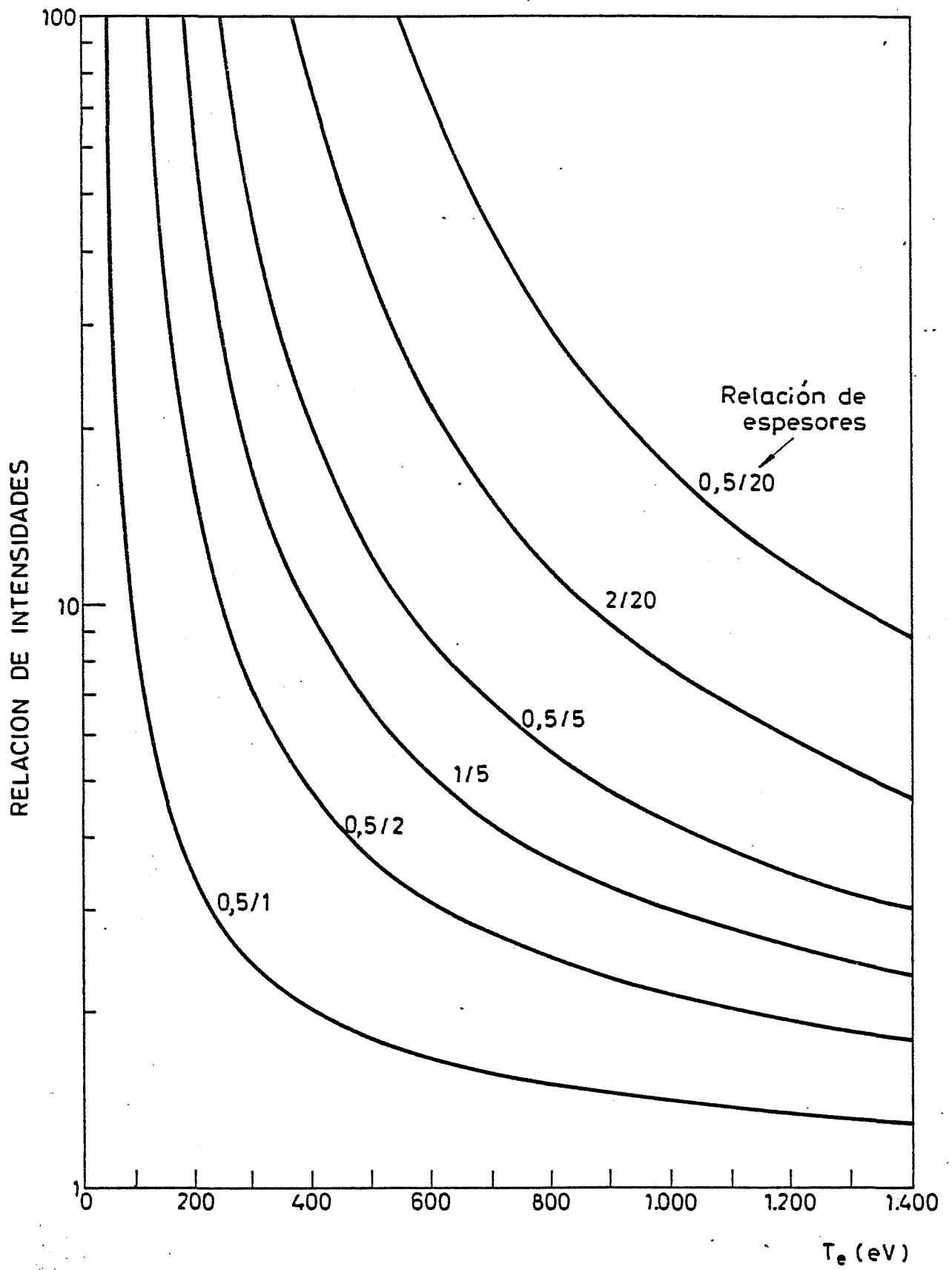


FIGURA A-3

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Métodos experimentales para el estudio de la estabilidad del plasma confinado en un tokamak".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Se presentan dispositivos experimentales para la medida de modos externos de inestabilidad, mediante pequeñas bobinas que detectan las fluctuaciones del campo poloidal, y modos internos, por medio de detectores de rayos X.

Se calculan las características de dichos sistemas en el caso de un pequeño tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Métodos experimentales para el estudio de la estabilidad del plasma confinado en un tokamak".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Se presentan dispositivos experimentales para la medida de modos externos de inestabilidad, mediante pequeñas bobinas que detectan las fluctuaciones del campo poloidal, y modos internos, por medio de detectores de rayos X.

Se calculan las características de dichos sistemas en el caso de un pequeño tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Métodos experimentales para el estudio de la estabilidad del plasma confinado en un tokamak".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Se presentan dispositivos experimentales para la medida de modos externos de inestabilidad, mediante pequeñas bobinas que detectan las fluctuaciones del campo poloidal, y modos internos, por medio de detectores de rayos X.

Se calculan las características de dichos sistemas en el caso de un pequeño tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Métodos experimentales para el estudio de la estabilidad del plasma confinado en un tokamak".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Se presentan dispositivos experimentales para la medida de modos externos de inestabilidad, mediante pequeñas bobinas que detectan las fluctuaciones del campo poloidal, y modos internos, por medio de detectores de rayos X.

Se calculan las características de dichos sistemas en el caso de un pequeño tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

CLASIFICACION INIS Y DESCRIPTORES: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Experimental methods to study tokamak plasma stability".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Experimental devices to measure external instability modes with small pick-up coils to detect poloidal magnetic field fluctuations, and internal modes with soft-X-Ray detectors are discussed.

The characteristics of these devices are calculated for a small tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Experimental methods to study tokamak plasma stability".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Experimental devices to measure external instability modes with small pick-up coils to detect poloidal magnetic field fluctuations, and internal modes with soft-X-Ray detectors are discussed.

The characteristics of these devices are calculated for a small tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Experimental methods to study tokamak plasma stability".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Experimental devices to measure external instability modes with small pick-up coils to detect poloidal magnetic field fluctuations, and internal modes with soft-X-Ray detectors are discussed.

The characteristics of these devices are calculated for a small tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.

J. E. N. 408

Junta de Energía Nuclear. División de Fusión Termonuclear. Madrid.

"Experimental methods to study tokamak plasma stability".

PEREZ-NAVARRO, A. (1978) 37 pp. 12 figs. 12 refs.

Experimental devices to measure external instability modes with small pick-up coils to detect poloidal magnetic field fluctuations, and internal modes with soft-X-Ray detectors are discussed.

The characteristics of these devices are calculated for a small tokamak ($R_0 = 30$ cm, $a = 10$ cm, $I_p = 50$ KA).

INIS CLASSIFICATION AND DESCRIPTORS: A14. Tokamak devices. Plasma instability. X-Ray detection. Magnetic fields.