

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE C.C. FÍSICAS
Departamento de Física Aplicada III



**DISEÑO DE COMPONENTES CUASI-ÓPTICOS
AVANZADOS PARA LAS LÍNEAS DE TRANSMISIÓN DE
POTENCIA DEL SISTEMA ECRH DEL STELLARATOR
TJ-II**

**MEMORIA PRESENTADA PARA OPTAR AL GRADO DE
DOCTORA POR Ángela Fernández Curto**

Bajo la dirección del Doctor:
Mario Sorolla Ayza

Madrid, 2002

ISBN: 84-669-1733-0

ÍNDICE DE CONTENIDOS

Capítulo 1	Introducción	1
1.1.	Motivación	1
1.2.	Objetivo	3
1.3.	Estructura de la tesis	4
	REFERENCIAS	4
Capítulo 2	Calentamiento ECRH	5
2.1.	Aspectos teóricos	5
2.1.1.	Propagación de ondas electromagnéticas en plasmas fríos	5
2.1.2.	Absorción de modo O y modo X	12
2.1.3.	Propagación de ondas milimétricas en el espacio libre	14
	Ondas planas	16
	Modos de haz gaussianos	17
2.1.3.2.	Óptica gaussiana	21
2.1.3.3.	Disposición cofocal	24
2.1.3.4.	Integral de Fresnel-Kirchhoff	25
2.1.3.5.	Atenuación de las ondas milimétricas en la atmósfera	26
2.2.	Tecnología	26
2.2.1.	Girotrones	26
2.2.2.	Líneas de transmisión	29
	REFERENCIAS	31
Capítulo 3	Sistema actual de ECRH en el TJ-II	33
3.1.	El stellarator TJ-II	33
3.2.	Girotrones	36
3.2.1.	Caracterización de los regímenes estables de potencia	37
3.2.2.	Medidas de frecuencia	39
3.2.3.	Caracterización de la radiación de salida	41
3.3.	Líneas de transmisión	43
3.4.	Deficiencias	46
	REFERENCIAS	46
Capítulo 4	Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica	47
4.1.	Trazado de la línea	47
4.2.	Características del haz gaussiano	49
4.3.	Características de los espejos	51

4.4. Polarizadores	58
4.5. Medidas de potencia.....	61
4.6. Pérdidas a lo largo de la línea.....	68
4.6.1. Pérdidas por truncamiento del haz en el espejo.....	68
4.6.2. Pérdidas óhmicas	69
4.6.3. Pérdidas por conversión de modos	73
4.6.4. Pérdidas por polarización cruzada	73
4.6.5. Pérdidas en la ventana	74
4.6.6. Otras pérdidas.....	74
4.7. Medidas de materiales absorbentes para la protección.....	74
REFERENCIAS.....	80
Capítulo 5 Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea.....	83
5.1. Medidas en baja potencia	83
5.1.1. Montaje	83
5.1.2. Antenas.....	84
5.1.3. Primera serie de medidas. Espejos 1 al 7.....	87
5.1.4. Segunda serie de medidas. Espejos 10 al 8.....	94
5.1.5. Medidas de los polarizadores.....	97
5.1.6. Medida de los acopladores de potencia	99
5.2. Medidas en alta potencia	100
5.2.1. Dispositivo de medida.....	100
5.2.2. Medidas de la polarización.....	104
REFERENCIAS.....	104
Capítulo 6 Conclusiones y líneas futuras.....	105
6.1. Conclusiones	105
6.2. Líneas futuras	107
REFERENCIAS.....	107
ANEXO	109

Capítulo 1 Introducción

1.1. Motivación

Los experimentos de fusión nuclear tienen como objetivo lograr una fuente de energía casi inagotable y con escaso impacto ambiental [1]. La fusión es el proceso por el cual dos núcleos se unen para formar un tercero, a la vez que liberan energía. La reacción de fusión más fácil de conseguir en la Tierra es la de los isótopos del hidrógeno, el deuterio y el tritio. Para que se produzcan estas reacciones los núcleos necesitan superar la repulsión coulombiana y para ello han de tener unas energías medias por encima de la barrera de repulsión. La temperatura necesaria es típicamente del orden de los 100 millones de grados. El problema inmediato que surge es cómo mantener y confinar esta materia. A estas temperaturas la materia se encuentra en el estado de plasma, que es un gas ionizado que mantiene un comportamiento colectivo [2].

Debido a la fuerza de Lorentz, las partículas cargadas se mueven en órbitas helicoidales alrededor de las líneas de campo magnético. Es decir, un campo magnético es capaz de restringir el movimiento de las partículas y mantenerlas confinadas. Si las líneas de campo se consiguen cerrar sobre sí mismas, la partícula seguirá indefinidamente a la línea, quedando atrapada. Esta idea se realiza en las máquinas de fusión toroidales.

Podemos distinguir dos tipos de dispositivos toroidales: el tokamak y el stellarator [3]. En estos dispositivos se superponen dos campos, uno toroidal y otro poloidal. En el tokamak el campo magnético poloidal se crea mediante una corriente toroidal que fluye dentro del plasma. Esta corriente es inducida por medio de un transformador, en el cual, el mismo plasma funciona como secundario. El campo magnético toroidal se genera mediante un sistema de bobinas de campo toroidal. En el stellarator todas las componentes del campo magnético se generan mediante bobinas externas. La ventaja de los stellarators a la hora de construir un reactor de fusión, es que pueden conseguir un funcionamiento continuo, mientras que el reactor tipo tokamak sólo puede funcionar en régimen pulsado.

Para iniciar y mantener las reacciones de fusión es necesario calentar el plasma. En los tokamaks la corriente es capaz de calentar, aunque no es suficiente, ya que la eficiencia de calentamiento Joule disminuye con la temperatura. Y en los stellarators la situación es más crítica porque ni siquiera se tiene dicha corriente, es decir, se necesita incluso formar el

Introducción

plasma externamente. En ambos casos se hace, por tanto, necesario un calentamiento externo adicional [4].

La inyección de ondas electromagnéticas a la frecuencia electrónica ha establecido como un buen método de calentamiento tanto para tokamaks como para stellarators. La mayor ventaja del calentamiento por resonancia electrónica (Electron Cyclotron Resonance Heating: ECRH) en comparación con otros métodos de calentamiento por radiofrecuencia es que la antena se puede colocar lejos de la superficie del plasma. Esto evita la liberación de impurezas, permitiendo un mejor confinamiento, y además, no se ve afectada por el plasma y no es necesario cambiarla frecuentemente. El lanzamiento adecuado de las ondas se obtiene por radiación cuasi-óptica en el espacio libre. Así se consigue una absorción casi completa de la onda y un perfil de deposición de potencia muy bien localizado. Variando el ángulo de inyección se puede seleccionar fácilmente la región del plasma donde se quiere calentar. Por otro lado también se consigue controlar el perfil de densidad de corriente local mediante la generación de corriente no inductiva (Electron Cyclotron Current Drive: ECCD). Aparte del calentamiento, el ECRH ha demostrado también su viabilidad como herramienta para el control de inestabilidades, de perfiles de temperatura y corriente, para la estabilización de NTM (Neo-classical Tearing Modes), etc.

La frecuencia ciclotrónica de los electrones en un campo magnético viene dada por $f = (|q| \cdot B) / (2 \cdot \pi \cdot m_e)$, donde q es la carga de la partícula, B el campo magnético y m_e la masa del electrón. Se deduce que para una intensidad de campo de 1T, se corresponde con una frecuencia de 28 GHz. Es decir, estamos en el rango de las ondas milimétricas.

Las fuentes de microondas a frecuencias de GHz y con potencias de kW plantearon al principio grandes problemas. Los tubos clásicos de onda lenta no daban suficiente potencia en el rango de las ondas milimétricas, ya que las cavidades resonantes eran demasiado pequeñas. La solución del problema se encontró en los tubos de onda rápida, donde se aprovechan las propiedades relativistas de un haz de electrones que interactúa con un campo magnético en una cavidad resonante sobredimensionada. El dispositivo que se utiliza en los sistemas de ECRH es el girotrón [5]. En el girotrón, la radiofrecuencia de alta potencia se produce debido a la interacción entre un campo electromagnético de una cavidad de paredes lisas con un haz de electrones, que tienen una velocidad transversal al campo magnético estático, produciéndose una modulación de la velocidad angular de los electrones y transfiriendo energía al campo electromagnético. Al no tener la restricción del tamaño de la cavidad, se consiguen mayores potencias. Se necesita un suministro de alta tensión para la aceleración del haz de electrones y un campo magnético intenso (5.5 T para 140 GHz) para la compresión del haz y para conseguir la frecuencia de giro requerida. En la actualidad se consiguen frecuencias de 170 GHz y potencias de 1 MW con funcionamiento continuo.

Los girotrones no se pueden colocar al lado de la cámara de vacío porque necesitan mucho espacio y su campo magnético interfiere con el campo magnético confinante. Por lo tanto, se necesitan sistemas de transmisión que lleven la potencia desde las fuentes hasta el plasma [6]. Estos sistemas tienen que tener las mínimas pérdidas y también deben mantener una estructura del haz determinada para que el calentamiento sea eficaz. Es importante que

el haz tenga simetría de rotación en torno a la dirección de propagación con un ángulo de divergencia mínimo. La dirección del haz con respecto al campo magnético tiene que estar muy bien definida y es aconsejable la posibilidad de modificación. Y, por último, una polarización de la onda definida y controlable es importante para conseguir la mayor eficacia de absorción en el plasma. En general, se pueden distinguir dos tecnologías que cumplen los requisitos anteriores: guías de onda sobredimensionadas, tanto lisas como corrugadas y líneas de transmisión abiertas, que utilizan espejos metálicos focalizadores. La elección de la tecnología depende de las características específicas de cada experimento, como pueden ser: potencia transmitida, longitud del recorrido, espacio disponible en la nave experimental, costes, etc.

1.2. Objetivo

En la Asociación Euratom-Ciemat para Fusión (Madrid) está en funcionamiento el experimento TJ-II [7] desde 1997. El TJ-II es una máquina de fusión tipo stellarator de tamaño medio (radio mayor = 1.5 m, campo magnético homogéneo $B_0 \approx 1\text{T}$). En la fase inicial, el encendido y el calentamiento del plasma se están consiguiendo por medio de un sistema de calentamiento ECRH. Este sistema consta de dos girotrones de 300 kW que operan a la frecuencia de 53.2 GHz con una duración máxima de pulso de 1s. Dos líneas de transmisión con espejos focalizadores transmiten la potencia de microondas desde las fuentes hasta la cámara de vacío.

El propósito de este trabajo es mejorar el diseño de una de las líneas de transmisión para conseguir, por una parte, optimizar la eficiencia de calentamiento y, por otra parte, tener una mayor flexibilidad en los experimentos de ECRH y ECCD. El diseño actual presenta algunas deficiencias en cuanto a las condiciones de lanzamiento. Como se apuntó en la sección anterior para lograr un calentamiento eficaz son necesarios ciertos requisitos en la estructura del haz de microondas, por tanto, la transmisión del haz y las condiciones de lanzamiento en la cámara son críticas. Actualmente no se tiene un control de la polarización y con el nuevo diseño se puede conseguir ya que se incluyen dos espejos corrugados que con el giro adecuado consiguen cualquier polarización.

También es importante poder calentar en el eje y fuera del eje. Este es el motivo por el que se introduce un espejo móvil dentro de la cámara de vacío. Además, de esta forma se consigue tener dos líneas colocadas en posiciones toroidales totalmente simétricas. Esta situación es importante para poder calentar y a su vez contrarrestar y controlar posibles efectos como puede ser la corriente total.

Hasta la fecha no se ha podido medir la potencia suministrada por el girotrón en tiempo real. Se incorporan dos espejos con un conjunto de agujeros que acoplan una pequeña fracción de la potencia en una guía de ondas. Una vez calibrada la señal mediante medidas calorimétricas se podrá conocer la potencia de salida del girotrón y la de entrada en la cámara a lo largo del tiempo que dura la descarga. Esto es muy importante para hacer todos los cálculos de perfiles de deposición de potencia en el plasma.

1.3. Estructura de la tesis

En primer lugar, este primer capítulo enmarca este trabajo dentro de los experimentos de fusión nuclear. Se describe la situación actual de la tecnología en este campo y se marcan los objetivos de esta tesis.

El capítulo 2 aborda el calentamiento ECRH. En primer lugar se señalan los aspectos teóricos de la física del calentamiento que dan los requisitos de la estructura y el lanzamiento del haz de microondas y los aspectos más importantes de la propagación de ondas milimétricas en el espacio libre. En segundo lugar se describe la tecnología de los sistemas, tratando con mayor profundidad el funcionamiento de los girotrones y el diseño de las líneas de transmisión.

Posteriormente, el capítulo 3 describe brevemente el stellarator TJ-II y el sistema de calentamiento que está actualmente en operación. Se explican las características específicas del experimento y del sistema de ECRH. También se señalan las deficiencias, que dan motivo a este trabajo.

En el capítulo 4 se presenta el diseño avanzado de una de las líneas de transmisión cuasi-óptica. Se trata con detalle cada uno de los componentes y se analizan las pérdidas a lo

Para verificar los parámetros de diseño de los espejos se han realizado medidas a baja potencia en el laboratorio. En el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos comparándolos con los cálculos teóricos. También se describe el sistema de medida desarrollado para medir los parámetros del haz a alta potencia.

Finalmente, el capítulo 6 recoge las conclusiones y las líneas futuras.

REFERENCIAS

- [1] J.Hugill. "*Nuclear Fusion Research*". Chapter 2. Plasma Physics and Nuclear Fusion Research. Richard D. Gill. Ed. Academic Press. 1981
- [2] R.J.Goldston and P. H. Rutherford. "*Introduction to Plasma Physics*". IOP Publishing Ltd 1995
- [3] R.R.Weynants. "*Fusion machines*". Transactions of Fusion Technology. Vol. 33, March 1998, pp 60-66
- [4] R. Koch. "*Plasma Heating: NBI & RF, an introduction*". Transactions of Fusion Technology. Vol.33, March 1998, pp. 209-218.
- [5] Flyagin V.A., Gaponov et al, "*The Gyrotron*". IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1977, Vol. MTT-25, p.514.
- [6] M.Thumm. "*High-power microwave transmission systems, external mode converters and antenna technology*". Gyrotron Oscillators. Edgcombe. Ed. Taylor & Francis. ISBN 0-7484-0019-2.1993
- [7] Alejaldre C. et al. "*TJ-II Project: A Flexible Helical Stellarator*". Fusion Technology, January 1990, pp 131-139.

Capítulo 2 Calentamiento ECRH

En este capítulo se abordan, por un lado, aspectos teóricos de la propagación y absorción de ondas electromagnéticas en plasmas y la propagación de las ondas milimétricas en el espacio libre y, por otro, la tecnología utilizada en los sistemas de calentamiento ECRH: girotrones y líneas de transmisión.

2.1. Aspectos teóricos

La teoría lineal de la propagación y absorción de ondas EC es bien conocida. Una revisión bastante completa sobre la teoría y los últimos experimentos más relevantes se puede encontrar, por ejemplo, en [1]. En este capítulo sólo se van a indicar las aproximaciones más comunes y los resultados más relevantes. Para la descripción de la propagación de las ondas en plasmas se estudia la teoría de propagación con la aproximación de plasma frío. Se describe posteriormente la absorción a partir del tensor dieléctrico para plasma caliente y la condición de resonancia.

2.1.1. Propagación de ondas electromagnéticas en plasmas fríos

Las ecuaciones que rigen la propagación de ondas en plasmas son, por un lado, las ecuaciones de Maxwell.

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \\ \vec{B} &= \mu_0 \vec{H} \\ \vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E}\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde $\mu=1$ en plasmas. Con la relación entre el tensor dieléctrico $\overline{\epsilon}$ y el tensor de conductividad $\overline{\mathbf{S}}$,

$$\vec{s} = \frac{w\mathbf{e}_0}{i}(\vec{e} - \vec{I}) \quad (2.2)$$

La ecuación de movimiento de las partículas en el plasma sería la fuerza de Lorentz:

$$m_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = q_s (\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}_t) \quad (2.3)$$

donde s se refiere a cada tipo de partícula.

Las ecuaciones de propagación y las propiedades del plasma se relacionan mediante la expresión de la densidad de corriente.

$$\vec{j} = \sum_s q_s n_s \vec{v}_s \quad (2.4)$$

La aproximación de plasma frío supone que todas las partículas de la misma especie se mueven con la misma velocidad, es decir, que se tiene una función de distribución de velocidades de la forma:

$$F_s(\vec{v}) \propto \delta(\vec{v} - \vec{v}_s) \quad (2.5)$$

A pesar de la aproximación de plasma frío, el sistema de ecuaciones que resulta no es sencillo, es un sistema de ecuaciones acopladas no lineales en derivadas parciales. El problema se resuelve mediante linealización. Suponemos que la perturbación introducida en el plasma por la onda es pequeña:

$$\begin{aligned} \vec{B}_t &= \vec{B} + \vec{B}_1 \\ \vec{E} &= \vec{E}_1 \\ \vec{v}_t &= \vec{v}_s \end{aligned} \quad (2.6)$$

donde \vec{B} es el campo magnético estático generado por las bobinas y el resto son términos de primer orden. En particular, \vec{E}_1 y \vec{B}_1 son los campo eléctrico y magnético creados por la onda.

Se supone además que la dependencia espacio-temporal de todas las magnitudes es de la forma:

$$\vec{B}_1, \vec{E}_1, \vec{v}_s \approx e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \quad (2.7)$$

donde ω es la frecuencia angular de la onda incidente. Se está utilizando la aproximación WKB (ver, por ejemplo, [2]). En el marco de esta aproximación, la ecuación del

$$-i\omega n_s \vec{v}_s = q_s (\vec{E}_1 + \vec{v}_s \times \vec{B}_0) \quad (2.8)$$

Si se elige un sistema de referencia en el cual el campo magnético sea paralelo al eje Z y, sin perder generalidad, elegimos el vector de ondas en el plano XZ (ver figura 2.1.1.1), la velocidad se puede escribir como:

$$\vec{v}_s = \begin{bmatrix} \frac{-i}{B_0} \frac{\omega \omega_{cs}}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & \frac{-i}{B_0} \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ \frac{-i}{B_0} \frac{\omega_{cs}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & \frac{-i}{B_0} \frac{\omega \omega_{cs}}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-i}{B_0} \frac{\omega_{cs}}{\omega} \end{bmatrix} \cdot \vec{E}_1 \quad (2.9)$$

donde se ha definido la frecuencia ciclotrónica de la especie s: $\omega_{cs} = -q_s B / m_s$ (2.10)

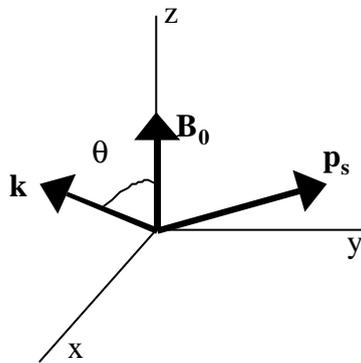


Figura 2.1.1.1. Sistema de referencia elegido para describir la onda.

Si se utilizan ahora la ley de Ohm y la expresión de la corriente y, teniendo en cuenta la relación entre el tensor dieléctrico y el tensor de conductividad (2.2) se obtiene:

$$\frac{\omega \mathbf{e}_0}{i} (\mathbf{e} - \mathbf{I}) \vec{E}_1 = \sum_s q_s n_s \vec{v}_s \quad (2.11)$$

Comparando esta expresión con la de la velocidad (2.9) y definiendo la frecuencia del plasma de la especie s como:

$$\omega_{ps}^2 = \frac{n_s q_s^2}{\mathbf{e}_0 m_s} \quad (2.12)$$

el tensor dieléctrico para plasma frío resulta:

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} K_{\perp} & -iK_x & 0 \\ iK_x & K_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & K_{\parallel} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

donde las componentes del tensor vienen dadas por:

$$\begin{aligned}
 K_{\perp} &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \\
 K_x &= - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \frac{\omega_{cs}}{\omega} \\
 K_{\parallel} &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2}
 \end{aligned}
 \tag{2.14}$$

Esta expresión del tensor dieléctrico para plasmas fríos permite caracterizar las propiedades ópticas del sistema.

Calculemos primero el índice de refracción. De las ecuaciones de Maxwell para ondas planas se obtiene:

$$\vec{N} \times \vec{N} \times \vec{E} + \vec{\epsilon} \vec{E} \equiv \vec{\Lambda} \vec{E}
 \tag{2.15}$$

donde el tensor $\vec{\Lambda}$ así definido, se conoce con el nombre de tensor de dispersión y el índice de refracción vectorial se define de la siguiente forma:

$$\vec{N} = \frac{\vec{k}c}{\omega}
 \tag{2.16}$$

La ecuación para ondas planas es un sistema lineal algebraico y homogéneo de ecuaciones y para que tenga una solución no trivial se ha de verificar que :

$$\Lambda = \det(\vec{\Lambda}) = 0
 \tag{2.17}$$

Y, si escribimos dicha ecuación en un sistema de referencia en que el vector de ondas esté contenido en el plano X-Z y el campo magnético estático sea paralelo al eje Z (figura 2.1.1.1), se va a tener:

$$\vec{N} = (N_{\perp}, 0, N_{\parallel}) = N(\sin \theta, 0, \cos \theta)
 \tag{2.18}$$

$$\vec{\Lambda} = \begin{bmatrix} K_{\perp} - N_{\parallel}^2 & -iK_x & N_{\parallel}N_{\perp} \\ iK_x & K_{\perp} - (N_{\parallel}^2 + N_{\perp}^2) & 0 \\ N_{\parallel}N_{\perp} & 0 & K_{\parallel} - N_{\perp}^2 \end{bmatrix}
 \tag{2.19}$$

donde θ es el ángulo formado por el vector de ondas y el campo magnético.

Al desarrollar el determinante se obtiene una ecuación bicuadrada en $N=|N|$:

$$\begin{aligned}
 AN^4 - BN^2 + C &= 0 \\
 A &= K_{\perp} \sin^2 \mathbf{q} + K_{\parallel} \cos^2 \mathbf{q} \\
 B &= (K_{\perp}^2 - K_x^2) \sin^2 \mathbf{q} + K_{\perp} K_{\parallel} (1 + \cos^2 \mathbf{q}) \\
 C &= K_{\parallel} (K_{\perp}^2 - K_x^2)
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Esta ecuación tiene dos soluciones dadas por:

$$\begin{aligned}
 N_{\pm}^2 &= \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} = [2(K_{\perp} \sin^2 \mathbf{q} + K_{\parallel} \cos^2 \mathbf{q})]^{-1} \times \\
 &\times \left[(K_{\perp}^2 - K_x^2) \sin^2 \mathbf{q} + K_{\perp} K_{\parallel} (1 + \cos^2 \mathbf{q}) \pm \left((K_{\perp}^2 - K_x^2 - K_{\perp} K_{\parallel})^2 \sin^4 \mathbf{q} + 4K_x^2 K_{\parallel}^2 \cos^2 \mathbf{q} \right)^{1/2} \right]
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Esta expresión permite obtener el índice de refracción de una onda que se propague por un plasma frío homogéneo en función de la densidad local de las diferentes especies, del campo magnético estático y de la frecuencia de la onda incidente. A partir de esta expresión general se pueden estudiar los diferentes tipos de ondas que pueden propagarse en un plasma frío.

Si ahora nos centramos en un plasma compuesto por protones y electrones y nos restringimos al estudio de frecuencias próximas a la ciclotrónica electrónica, tendremos:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{w} &\approx \mathbf{w}_{ce}; \mathbf{w}_{pe} \gg \mathbf{w}_{pi}; |\mathbf{w}_{ce}| \gg |\mathbf{w}_{ci}| \\
 K_{\perp} &= 1 - \frac{\mathbf{w}_{pe}^2}{\mathbf{w}^2 - \mathbf{w}_{ce}^2} - \frac{\mathbf{w}_{pi}^2}{\mathbf{w}^2 - \mathbf{w}_{ci}^2} \approx 1 - \frac{\mathbf{w}_{pe}^2}{\mathbf{w}^2 - \mathbf{w}_{ce}^2} \\
 K_x &= -\frac{\mathbf{w}_{pe}^2}{\mathbf{w}^2 - \mathbf{w}_{ce}^2} \frac{\mathbf{w}_{ce}}{\mathbf{w}} - \frac{\mathbf{w}_{pi}^2}{\mathbf{w}^2 - \mathbf{w}_{ci}^2} \frac{\mathbf{w}_{ci}}{\mathbf{w}} \approx \frac{\mathbf{w}_{pe}^2}{\mathbf{w}^2 - \mathbf{w}_{ce}^2} \frac{\mathbf{w}_{ce}}{\mathbf{w}} \\
 K_{\parallel} &= 1 - \frac{\mathbf{w}_{pe}^2}{\mathbf{w}^2} - \frac{\mathbf{w}_{pi}^2}{\mathbf{w}^2} \approx 1 - \frac{\mathbf{w}_{pe}^2}{\mathbf{w}^2}
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

Si se introducen los elementos del tensor así calculados en el sistema de ecuaciones bicuadrado, obtendremos la llamada relación de dispersión de Appleton-Hartree, que ignora la existencia de los protones. Físicamente esto se debe a que el efecto de las ondas de alta frecuencia es mayor sobre los electrones que sobre los protones, debido a la inercia de estos últimos. El resultado es válido para otro tipo de iones más pesados.

En la ecuación del índice de refracción (2.21) existen valores de los parámetros del plasma (campo y densidad) para los que N diverge; concretamente cuando el denominador sea 0. Y también tendremos situaciones en las que $N^2 < 0$. Cuando se cumple que $N = \infty$, se dice que las ondas han encontrado una **resonancia**. En este caso, la velocidad de fase de la onda se hace 0 y puede suponerse, según el modelo de plasma frío, que la onda se absorbe totalmente. Cuando se tenga que $N^2 < 0$, el índice de refracción del plasma será imaginario

puro y la onda no se propagará, sino que se va a reflejar. Se dice entonces que las ondas han encontrado un *corte*.

Examinando la relación de dispersión, es claro que las resonancias se van a alcanzar cuando:

$$K_{\perp} \sin^2 \theta + K_{\parallel} \cos^2 \theta = 0 \Rightarrow -\tan^2 \theta = \frac{K_{\parallel}}{K_{\perp}} \quad (2.23)$$

y se tendrá un corte cuando:

$$K_{\parallel} (K_{\perp}^2 - K_x^2) = 0 \Rightarrow K_{\parallel} = 0; K_{\perp}^2 - K_x^2 = 0 \quad (2.24)$$

Se tiene además otras resonancias fundamentales que no aparecen en este modelo, la resonancia ciclotrónica y sus armónicos. Las trayectorias de las partículas del plasma sometidas a la fuerza de Lorentz son hélices en torno a las líneas de campo y su frecuencia de giro es la frecuencia ciclotrónica ω_{cs} . Dado, además, que el movimiento no es exactamente circular, también intervendrán todos los armónicos de dicha frecuencia. Intuitivamente se ve que el plasma va a resonar a la frecuencia ciclotrónica y todos sus armónicos, pues son unas de las frecuencias naturales de oscilación de las partículas. Diremos que tenemos resonancia ciclotrónica de la especie s en el armónico n -ésimo cuando $\omega \approx n \omega_{cs}$.

Hay dos casos especiales de dirección de propagación: la perpendicular al campo magnético, con ángulo $\theta=90^\circ$ y la paralela al campo, con ángulo $\theta = 0^\circ$.

En el caso de propagación perpendicular, el tensor de dispersión es diagonal por cajas, lo cual supone que existen dos ramas de propagación desacopladas:

$$\underline{\underline{\Lambda}} = \begin{bmatrix} K_{\perp} & -iK_x & 0 \\ iK_x & K_{\perp} - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & K_{\parallel} - N^2 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

$$N = N_{\perp}$$

Al anular el determinante, se obtienen dos condiciones:

a) Relación de dispersión del **modo X o extraordinario**:

$$N^2 = K_{\perp} - \frac{K_x^2}{K_{\perp}} \quad (2.26)$$

De aquí se deduce que, para el modo extraordinario, la resonancia se alcanza cuando $K_{\perp}=0$, es decir, cuando para alguna especie se cumpla:

$$\omega^2 \approx \omega_{cs}^2 + \omega_{ps}^2 \equiv \omega_{hs}^2 \quad (2.27)$$

donde se ha definido la frecuencia híbrida superior, ω_{hs} , que da lugar a la resonancia del mismo nombre. Los cortes del modo X se alcanzan cuando:

$$K_{\perp}^2 = K_x^2 \Rightarrow K_{\perp} - K_x = 0 \text{ o bien } K_{\perp} + K_x = 0 \quad (2.28)$$

Al primer corte se le llama corte a izquierdas (ω_{-}) y al segundo corte a derechas (ω_{+}).

Teniendo en cuenta las expresiones de las componentes del tensor se deduce además que, para un campo dado, la densidad de corte aumenta con la frecuencia.

b) La otra condición nos da la relación de dispersión del **modo O u ordinario**:

$$N^2 = K_{\parallel} \quad (2.29)$$

Para el modo ordinario la situación es diferente. Para empezar, no presenta resonancia en el modelo de plasma frío, puesto que siempre será $K_{\parallel} \neq 0$, y el corte se alcanza para 0, o bien cuando para una determinada especie se tenga:

$$K_{\parallel} = 0 \Rightarrow \omega \approx \omega_{ps} \quad (2.30)$$

En particular, para la relación de dispersión de Appleton-Hartree el corte se alcanzará cuando la frecuencia incidente coincida con la frecuencia electrónica del plasma. Es decir, la posición del corte del modo O sólo depende de la densidad, no del campo magnético. Esto significa que la sección toroidal de la superficie del corte tendrá la forma de una superficie magnética, puesto que la densidad del plasma es sólo función del flujo magnético toroidal. Al igual que para el modo X, la frecuencia de corte aumenta con la densidad.

Las diferentes ramas de propagación que se obtienen de la relación de dispersión se caracterizan por su polarización. Ésta se calcula regresando a la ecuación para el campo

$$\bar{\Lambda} \vec{E} = 0 \quad (2.31)$$

Dado que el tensor de dispersión tiene determinante nulo, el sistema es indeterminado y tiene infinitas soluciones. Esta indeterminación desaparece cuando se normaliza el campo a la potencia inyectada.

De la ecuación anterior (2.31) y teniendo en cuenta la expresión del tensor (2.13), se tiene de la componente y de la polarización:

$$\frac{iE_x}{E_y} = \frac{N^2 - K_{\perp}}{K_x} \quad (2.32)$$

y la componente z:

$$N_{\parallel}N_{\perp}E_x = (N_{\parallel}^2 - K_{\parallel})E_z \quad (2.33)$$

Para propagación perpendicular se tendrá $N_{\parallel}=0$, $N=N_{\perp}$ y las relaciones de dispersión para las dos ramas. De aquí se deduce que el modo O está polarizado linealmente y paralelo al campo magnético y el modo X está, en general, polarizado eléctrico perpendicular al campo magnético estático. Ver figura 2.1.1.2. La dirección de rotación del campo eléctrico está en dirección opuesta a la rotación de los electrones, con lo cual hay una interacción muy débil con el plasma. En el límite de densidad 0, el modo X estaría linealmente polarizado con el campo eléctrico perpendicular al campo magnético.

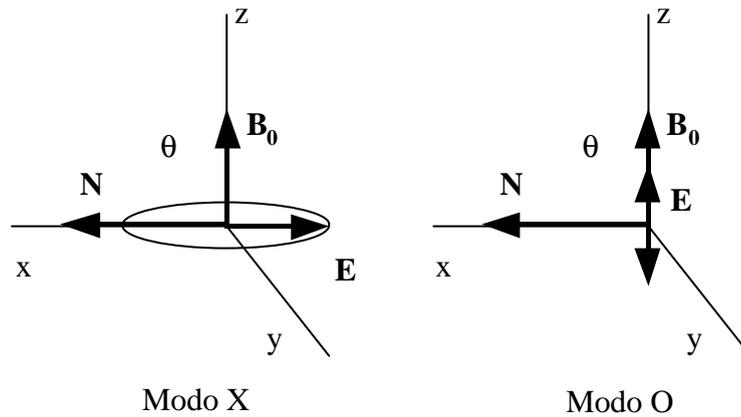


Figura 2.1.1.2. Polarización de los modos extraordinario y ordinario.

Para propagación paralela, las ondas están circularmente polarizadas. La polarización a la derecha implica una rotación del campo eléctrico en dirección de la rotación electrónica, con una fuerte interacción con el plasma. Para $\omega < \omega_p$ el modo O está polarizado hacia la izquierda y el modo X hacia la derecha. El modo X está polarizado a izquierdas para $\omega > \omega_p$. Para ángulos oblicuos, la onda está en general, elípticamente polarizada.

2.1.2. Absorción de modo O y modo X

Para estudiar la eficiencia de absorción de los modos O y X hay que estudiar con detalle la relación de dispersión general. La absorción de ondas electrónicas está descrita por el tensor dieléctrico en plasma caliente. En un plasma caliente hay que tener ya en cuenta la función de distribución de las velocidades de las partículas.

Para poder calentar un plasma es necesario que la zona de resonancia sea accesible desde la parte exterior del plasma. Es decir, hay que conocer las regiones espaciales donde existen modos que se propagan y dónde los modos X u O, o ambos son evanescentes. Esto está muy bien resumido en el diagrama CMA (denominado así por Clemmow, Mullaly, Allis) [3]. La parte interesante de este diagrama para el caso que nos ocupa sería la zona de altas frecuencias (figura 2.1.2.1).

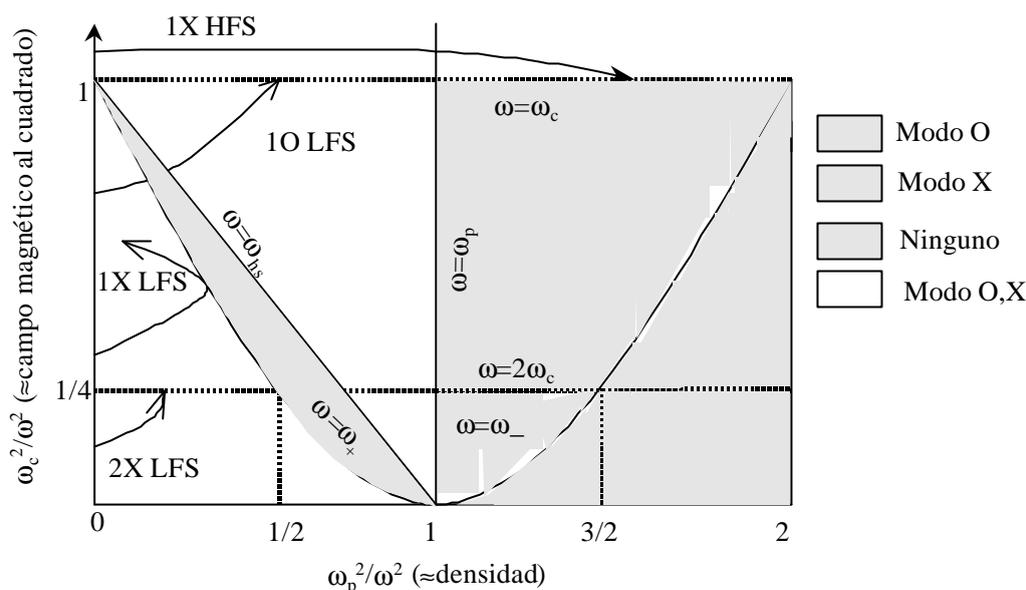


Figura 2.1.2.1. Parte de alta frecuencia del diagrama CMA. 1 y 2 indican el número de armónico, X y O el modo y LFS y HFS indican zona de bajo campo (Low Field Side) y zona de alto campo (High Field Side). Las líneas discontinuas presentan las resonancias.

Teniendo en cuenta las expresiones de ω_p y ω_c , el diagrama tiene la densidad de plasma normalizada: n/n_c en la coordenada horizontal y el cuadrado del campo magnético normalizado en la dirección vertical: $(B_0/B_{res})^2$. Las condiciones de resonancia $\omega = \omega_c$ y $\omega = 2\omega_c$ están representadas por las líneas discontinuas. Las líneas continuas son los cortes.

El campo magnético es inversamente proporcional al radio mayor, es decir, que si un rayo se aproxima a la resonancia desde la parte superior del diagrama CMA, en la máquina el rayo se aproxima por la parte interior, es decir, parte de alto campo. Lo contrario es válido para la zona de bajo campo.

Los escenarios más comunes son el modo O, armónico fundamental y LFS (Low Field Side), modo X fundamental HFS (High Field Side) y modo X en segundo armónico por zona de bajo campo. Del diagrama se puede obtener que el modo O se puede aplicar desde las dos zonas de campo a densidades mayores que n_c , el modo X desde la zona de alto campo se puede aplicar a densidades mayores de $2n_c$ y el modo X en segundo armónico, desde las dos zonas, alcanza la resonancia a densidades mayores que $n_c/2$.

Hay una región de densidades ($3/4n_c$ a $3/2n_c$) para el modo X en segundo armónico que parece accesible desde la zona de alto campo. Sin embargo, esto requiere un campo magnético al borde del plasma de dos veces el campo magnético en la resonancia del segundo armónico. Esto sólo es posible en máquinas cuyo radio del plasma sea mayor que la mitad que el radio mayor de la misma.

Todas las posibilidades de lanzamiento se resumen en la siguiente tabla (tabla 2.1.2.1):

Calentamiento ECRH

Tipo de modo	Lanzamiento	Densidad	Absorción	Comentarios
n=1 modo O	LFS	$0-n_c$	Buena	Lanzamiento simple
	HFS	$0-n_c$	Buena	Lanzamiento difícil
n=1 modo X	LFS	0	No absorbe	Reflejada
	HFS	$0-2n_c$	Muy buena	Lanzamiento oblicuo y polarización elíptica
n=2 modo O	LFS	$0-n_c$	Mala	No es útil
	HFS	$0-n_c$	Mala	No es útil
n=2 modo X	LFS	$0-1/2n_c$	Buena	Baja densidad, bajo B_0
	HFS	$0-1/2n_c$	Buena	Lanzamiento difícil
		$3/4-3/2n_c$	Buena	Se requiere $a > 1/2B_0$

Tabla 2.1.2.1. Posibilidades de lanzamiento de modo O y modo X. LFS se refiere a la zona de bajo campo (Low Field Side) y HFS se refiere a la zona de alto campo (High Field Side).

Para calentamiento se intenta usar el modo fundamental, ya que requiere la frecuencia más baja. El modo O es lanzado generalmente por la parte de bajo campo, ya que es más accesible debido a la geometría del toro. El modo X fundamental se refleja en el corte de w_+ si se lanza por la parte de bajo campo, por tanto, tiene que inyectarse por la zona de alto campo. Otra complicación que aparece es el hecho de que para una buena absorción, el modo X tiene que lanzarse oblicuamente al campo magnético. Como consecuencia, la polarización de la onda incidente tiene que ser elíptica para poder acoplar el modo X al plasma. La ventaja del modo X es que puede aplicarse a densidades dos veces más altas que para el modo O y que la absorción es buena. El calentamiento en modo X con segundo armónico requiere una frecuencia dos veces más alta que el campo magnético. Para una frecuencia fija, la densidad máxima para calentamiento con modo X en segundo armónico es solo la mitad que la densidad de corte del modo O.

2.1.3. Propagación de ondas milimétricas en el espacio libre

Como hemos visto anteriormente, es muy importante que el haz de microondas que llega al plasma tenga una estructura de campo muy bien definida. Vamos a tratar en este apartado la teoría de la propagación de ondas milimétricas en el espacio libre para ver cómo se puede transformar el haz desde las fuentes hasta la cámara de vacío.

Las ecuaciones de Maxwell son la base para la mayor parte de los estudios y desarrollos electromagnéticos. Su expresión está en (2.1). Para la propagación en vacío se simplifican las ecuaciones considerablemente:

- La densidad de carga en el vacío: $\rho = \rho(\mathbf{x}, t) = 0$
- La densidad de corriente $\mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = 0$
- La permeabilidad magnética $\mu(\mathbf{x}, t) = \mu_0$
- La constante dieléctrica $\epsilon(\mathbf{x}, t) = \epsilon_0$

De esta forma las ecuaciones de Maxwell son homogéneas, es decir, cuando $(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$ y $(\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2)$ son soluciones de las ecuaciones para el campo eléctrico y el magnético, entonces también lo será una superposición lineal de las mismas $(q_1 \cdot \mathbf{E}_1 + q_2 \cdot \mathbf{E}_2, q_1 \cdot \mathbf{H}_1 + q_2 \cdot \mathbf{H}_2)$ con q_j complejo.

Los campos dependen explícitamente de la posición y del tiempo. Todos los procesos que conciernen a la propagación se pueden ver como cuasiestacionarios en relación con la dependencia en el tiempo del campo oscilante. Esto puede separarse de la siguiente forma:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}'(\mathbf{r}) \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.34)$$

donde \mathbf{F} es cualquier campo \mathbf{E} o \mathbf{H} . Como sólo la parte real de \mathbf{F} tiene un significado físico se puede utilizar el factor complejo $\exp(-i\omega t)$. El signo aquí empleado es exclusivamente convención. Con estas simplificaciones se obtiene:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E}' &= i\omega \mu_0 \mathbf{H}' \\ \text{rot } \mathbf{H}' &= -i\omega \epsilon_0 \mathbf{E}' \end{aligned} \quad (2.35)$$

Sustituyendo una ecuación en la otra y utilizando la propiedad vectorial: $\text{rot rot} = \text{grad div} - \Delta$ se obtiene la igualdad vectorial de Helmholtz:

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = 0 \quad (2.36)$$

donde k es el vector de onda, que viene dado por la expresión $k = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \omega = \frac{\omega}{c}$ (2.37)

Cada una de las componentes escalares cumple la ecuación escalar de Helmholtz:

$$\nabla^2 F + k^2 F = 0 \quad (2.38)$$

2.1.3.1 Solución fundamental de la ecuación de ondas

Se puede intentar la solución como superposición de soluciones fundamentales. En primer lugar nos ocuparemos de las soluciones fundamentales.

En general, el campo electromagnético se conoce en una sección transversal. Se busca la onda que se propaga en otra sección transversal, o en la mitad del espacio total en la dirección de propagación de la onda. Sin pérdida de generalidad se puede definir el sistema de coordenadas de tal forma que el plano con la distribución conocida coincida con el plano $z=0$. El problema matemático se convierte así en la solución de la ecuación de Helmholtz con condiciones de contorno dadas:

$$F(x, y, z=0) = F_0(x, y) \quad (2.39)$$

El valor del vector de onda \mathbf{k} es un parámetro fijo.

Ondas planas

Una solución especial de la ecuación de Helmholtz es la onda plana:

$$F(\mathbf{r}) = A_{\mathbf{k}} \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) \quad (2.40)$$

cuando el módulo del vector de onda \mathbf{k} es igual que la cantidad k . La amplitud $A_{\mathbf{k}}$ es cualquiera y en general compleja.

Con esta ecuación se describe una onda que se propaga en el semiespacio $z > 0$. La componente z del vector de onda es, por consiguiente, positiva. Se demuestra:

$$k_z > 0 \wedge |\mathbf{k}| = k \Rightarrow k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (2.41)$$

A través de (k_x, k_y) se tiene determinada la dirección en el espacio. Cada par de valores representan una onda plana. Para $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ k_z es imaginaria y no corresponde a una propagación de la onda. Es una onda evanescente.

Cada combinación lineal de estas ondas es también una solución. El caso más general es:

$$F(\mathbf{r}) = \iint_{k_x, k_y} A(k_x, k_y) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} dk_x dk_y \quad (2.42)$$

El espectro $A(k_x, k_y)$ es constante para todo el semiespacio y a través de las condiciones de contorno conocido.

$$F_0(x_0, y_0) = F(x_0, y_0, z_0 = 0) = \iint_{k_x, k_y} A(k_x, k_y) \cdot e^{-i(k_x \cdot x_0 + k_y \cdot y_0)} dk_x dk_y \quad (2.43)$$

Con la ayuda de una transformada de Fourier inversa se puede conseguir la solución de la ecuación (2.43). Cada campo de onda se puede representar de esta forma como un espectro de ondas planas.

Según lo anterior la onda plana es solución de la ecuación escalar. Se contempla la solución de la ecuación vectorial correspondiente, así deben satisfacer las relaciones de Maxwell. Se demuestra que \mathbf{k} , \mathbf{E} y \mathbf{H} deben ser perpendiculares entre sí.

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{k} = 0 \quad \wedge \quad \mathbf{H} \cdot \mathbf{k} = 0 \quad \wedge \quad \mathbf{E} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.44)$$

Para un vector de onda \mathbf{k} dado existen infinitos campos de onda, para cada uno el vector de campo \mathbf{E} está en la misma dirección en cada punto, y el campo \mathbf{H} completa las tres direcciones en ángulo recto.

Modos de haz gaussianos

Junto a las ondas planas los haces gaussianos constituyen un sistema fundamental para la descripción de un campo de onda. La función básica de la onda plana $\exp(-ikx)$ es infinita en el semiespacio de propagación y no permite una normalización. Sólo a través de una combinación apropiada de funciones básicas, para lo cual infinitas funciones son necesarias, se puede localizar el campo de onda. Los haces gaussianos son por el contrario mejores para ajustar el problema físico. El paquete de ondas está localizado desde un principio alrededor del eje z . Al mismo tiempo eso significa una pérdida de generalidad. La ecuación de Helmholtz sólo se puede resolver por medio de una aproximación paraxial. A través de sucesivas simplificaciones se puede separar la dependencia con la coordenada z :

$$F(x,y,z) = u(x,y,z) \cdot e^{-ikz} \quad (2.45)$$

La expresión restante $u(\mathbf{x})$ se denominará a partir de ahora intensidad de campo, principalmente como delimitación de la potencia, ya que es proporcional a u^2 . La dependencia en la dirección z se puede despreciar cuando es mayor que la longitud de onda. Con esta *aproximación paraxial*:

$$|\partial_z u| \ll |iku| \quad (2.46)$$

se demuestra

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} u + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u + 2(-ikz) \frac{\partial}{\partial z} u = 0 \quad (2.47)$$

La solución más sencilla no trivial de esta ecuación es un modo de haz gaussiano con una cintura de haz en el plano xy [4]:

$$u_{00}(x,y,z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{w} \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2}} \cdot e^{-ik \frac{x^2+y^2}{2R}} \cdot e^{i\Theta} \quad (2.48)$$

donde

$$\begin{aligned} w &= w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \\ R &= R(z) = z \cdot \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right) \\ \Theta &= \Theta(z) = \arctan \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \end{aligned} \quad (2.49)$$

siendo λ la longitud de onda. La cantidad siempre presente:

$$z_{\text{Rayleigh}} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.50)$$

es la *longitud de Rayleigh*. Esta distancia define una región en la que el haz gaussiano se propaga sin una dispersión importante, es decir, permanece colimado. Teniendo en cuenta la ecuación (2.49) para el radio del haz, se puede observar que éste no cambia apenas desde la cintura del haz hasta $w \leq 2^{0.5} w_0$.

En la dirección transversal la función es dependiente sólo de x^2+y^2 , es decir, que tiene simetría rotacional con respecto al eje z . En la ecuación del modo gaussiano, la primera exponencial expresa la dependencia de la amplitud. La intensidad de campo está normalmente distribuida alrededor del eje z . La anchura de esa distribución se denomina *radio del haz* w . Este radio toma valores mayores con la distancia a partir del plano $z=0$, es decir, diverge. El lugar donde es mínimo se denomina cintura de haz (“beam waist” en la literatura inglesa), como el radio en esa sección transversal. Esta cantidad w_0 es un parámetro importante para describir la radiación gaussiana.

En la ecuación del haz gaussiano (2.48), el primer factor describe la disminución de la amplitud sobre el eje de la radiación $x = y = 0$ según aumenta la distancia a partir de la cintura. La potencia total tiene que permanecer normalizada, es decir, el máximo valor debe disminuir a medida que la distribución Gaussiana se expanda. El segundo factor exponencial, con exponente imaginario puro, tiene módulo 1 y da cuenta de la fase, es decir, compete al frente de ondas. Los puntos de igual fase están en una superficie esférica de *radio de curvatura* R . Con el exponente $(x^2+y^2)/2R$ se describe un frente de ondas con forma parabólica, y no con forma esférica, pero la condición de paraxialidad contiene entre otras $R \gg w$. O, dicho de otra forma, en los rangos en los que el paraboloide y la esfera difieren, la amplitud ya está disminuida a un valor despreciable.

El otro factor exponencial tiene poca importancia para el modo gaussiano fundamental. El frente de ondas es desplazado una pequeña cantidad frente a una onda plana paralela $u(x,y,z) \equiv 1$: si el haz gaussiano y la onda plana tienen la misma fase en la zona de la cintura, entonces están desplazados $\pi/2$ en el campo lejano, es decir, en unas cuantas longitudes de Rayleigh.

Además de este haz gaussiano fundamental existen variaciones que también son soluciones de la ecuación de Helmholtz. La física no puede depender de la descripción matemática, es decir, el centro de la cintura del haz no tiene por qué coincidir con el origen de coordenadas. De las posibles rotaciones y traslaciones debe de tomarse en cuenta, sin embargo, un solo desplazamiento en la dirección z alrededor de z_0 .

Se puede separar la función anterior en una parte que no depende de la coordenada y y en otra totalmente simétrica que no depende de la coordenada x . Se demuestra que también es una solución de la ecuación de Helmholtz cuando los parámetros w_0 y z_0 son diferentes en las dos direcciones perpendiculares. En un corte longitudinal ($y=0$) se ve entonces que la cintura está en $z=z_{0x}$ y $w_0=w_{0x}$, en otro corte ($x=0$) está en la posición z_{0y} con $w_0=w_{0y}$.

$$u(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{w_x}} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{w_y}} \cdot e^{-\frac{x^2}{w_x^2}} \cdot e^{-\frac{y^2}{w_y^2}} \cdot e^{-ik\frac{x^2}{2R_x}} \cdot e^{-ik\frac{y^2}{2R_y}} \cdot e^{i\frac{1}{2}\Theta_x} \cdot e^{i\frac{1}{2}\Theta_y} \quad (2.51)$$

donde

$$\begin{aligned} w_x &= w_{0x} \sqrt{1 + z_x^2} & R_x &= \frac{\pi w_{0x}^2}{\lambda} \left(z_x + z_x^{-1} \right) \\ \Theta_x &= \arctan z_x & z_x &= \frac{z - z_{0x}}{z_{\text{Rayleigh}}} = \frac{\lambda(z - z_{0x})}{\pi w_{0x}^2} \end{aligned} \quad (2.52)$$

y las ecuaciones análogas para y.

Este haz tiene *astigmatismo*. Los puntos de igual amplitud en diferentes secciones transversales ya no forman en general un círculo de radio w , sino que forman elipses de radios w_x y w_y . Las superficies de puntos de igual fase ya no son esferas, sino elipsoides.

Como en el caso de la onda plana se puede describir un campo vectorial a través de la solución escalar, el cual, en cada punto es perpendicular a la dirección de propagación. En óptica este campo es la intensidad de campo eléctrico. Alternativamente se puede elegir el campo magnético o el potencial vector. Con la restricción anterior el vector está en el plano xy . Todas las orientaciones posibles se pueden unir a partir de los casos: $E_y(r)=0$ y $E_x(r)=0$, que son las dos direcciones de polarización. Prescindiendo del factor $e^{i\omega t}$, el cual fue ya separado para todas las cantidades de campo, el primer caso corresponde a la componente x del campo eléctrico:

$$E_x(r) = u(r)e^{-ik_z z} \quad (2.53)$$

y el segundo caso a la componente y :

$$E_y(r) = u(r) e^{-ik_z z} \quad (2.54)$$

La tercera componente, el campo eléctrico en la dirección de propagación, se puede calcular a partir de las relaciones de paraxialidad en el espacio libre. La componente en la dirección z será conocida a partir del factor $e^{-ik_z z}$, es decir,

$$\frac{\partial}{\partial z} \rightarrow -ik \quad (2.55)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \Rightarrow E_z(r) = \frac{i}{k} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right)$$

Sustituyendo las fórmulas para los campos del modo fundamental gaussiano (2.51) se obtiene,

$$E_z = \left(-\frac{x}{R_x} + i \frac{x}{R_x z_x} \right) E_x \quad (2.56)$$

La primera expresión resulta de la curvatura de los frentes de fase y está en fase con el campo en la dirección principal de polarización E_x . El segundo término tiene una

diferencia de fase de $\lambda/4$. Este término se preocupa de que las líneas de campo permanezcan cerradas, aunque la amplitud hacia fuera disminuya.

El campo magnético se obtiene a partir de la ley de inducción:

$$H_x = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_y, \quad H_y = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_x, \quad H_z = \frac{i}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (2.57)$$

Como resultado tenemos que, al igual que pasaba con las ondas planas, la componente principal de los campos magnético y eléctrico son perpendiculares a la dirección de propagación. El módulo de la componente del campo a lo largo del eje del haz es más pequeña que el factor w/R . Por tanto, esta forma de onda se denomina Modo de haz Transversal Electromagnético (TEM).

La solución que se ha encontrado no es la única. Hay otras soluciones que forman un conjunto completo y ortogonal y son llamados modos de propagación. El modo gaussiano descrito con anterioridad sería el modo de haz fundamental [5].

La función de la intensidad de campo para radiaciones con astigmatismo se puede separar en coordenadas cartesianas de la siguiente forma:

$$u(x,y,z) = u_x(x,z) \cdot u_y(y,z) \quad (2.58)$$

Es suficiente observar solo una de las componentes transversales, por ejemplo la dirección x . La distribución de campo en la otra dirección se describe análogamente.

Los modos de propagación de orden superior tienen, como el modo fundamental, un frente de ondas esférico en cada sección transversal, la amplitud disminuye exponencialmente, pero está multiplicada por un polinomio. Para este caso de coordenadas cartesianas estos polinomios son los *polinomios de Hermite* $H_n(q)$ con $q = \sqrt{2} \cdot (x/w)$ en el argumento. La expresión que describe el campo viene dada por [4]:

$$u(x, z) = H_n \left(\sqrt{2} \cdot \frac{x}{w} \right) \cdot e^{-\frac{x^2}{w^2}} \cdot e^{-ik \frac{x}{2R}} \cdot e^{i \frac{1}{2} \Theta_n} \quad (2.59)$$

con las mismas definiciones para w y R que en el caso fundamental. La fase, con respecto a la de una onda plana, es n veces mayor:

$$\Theta_n = n \cdot \Theta_0 = n \cdot \arctan \frac{\mathbf{l} \cdot \mathbf{z}}{\mathbf{p} \cdot w_0^2} \quad (2.60)$$

El índice n describe el orden del polinomio y se refiere al número de ceros: puntos en los que el haz gaussiano con amplitud 0 y cambio de fase de 180° . Además de la ortogonalidad se debe definir una normalización. Esto se obtiene casi automáticamente de la física en la que se considera propagación de potencia. La función completa de la distribución de campo en dos dimensiones es la siguiente:

$$u_n(x, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{n! 2^n \cdot w_0} \cdot H_n\left(\frac{\sqrt{2} \cdot x}{w}\right) \cdot e^{-\frac{x^2}{w^2}} \cdot e^{-ik\frac{x}{2R}} \cdot e^{i(n+\frac{1}{2})\Theta_0} \quad (2.61)$$

donde w_0 es de nuevo el valor del radio en la cintura del haz, mientras que el índice en la fase significa el valor del modo fundamental

La función completa en tres dimensiones se simplifica utilizando la fórmula del haz gaussiano fundamental:

$$u_{mn}(\mathbf{x}) = \sqrt{\frac{1}{2^{m+n} \cdot m! \cdot n!}} \cdot H_m\left(\frac{\sqrt{2} \cdot x}{w}\right) \cdot H_n\left(\frac{\sqrt{2} \cdot y}{w}\right) \cdot e^{i(m\Theta_x + n\Theta_y)} \cdot u_{00}(\mathbf{x}) \quad (2.62)$$

Todas estas funciones TEM_{mn} con w_0 y z fijos y diferentes índices (m, n) , constituyen un *sistema de modos de haz gaussianos*. Además, tienen un espectro discreto, al contrario que las ondas planas.

Los modos de haz de Gauss-Hermite se obtienen cuando el problema se resuelve en coordenadas cartesianas. Para un sistema de coordenadas cilíndrico, se obtienen los modos de haz de Gauss-Laguerre cuya expresión es la siguiente:

$$u_{pm}(r, \mathbf{f}, z) = \sqrt{\frac{2p!}{(1 + \mathbf{d}_{0m}) \cdot (m + p)!}} \cdot \left(\frac{\sqrt{2} \cdot r}{w}\right)^m \cdot L_p^m\left(\frac{\sqrt{2} \cdot r^2}{w^2}\right) \cdot e^{i(2p+m)\Theta_0} \cdot \cos(m\mathbf{f}) u_{00}(\mathbf{r}, \mathbf{z}) \quad (2.63)$$

Para $m=0$ los modos son rotacionalmente simétricos y en el factor de normalización se obtiene $\delta_{0m}=1$, y en el resto de los casos 0. El índice radial p cuenta los ceros en la dirección radial, es decir anillos sin intensidad de campo. Los polinomios de definidos con las letras L .

Igual que los modos de Hermite, estos modos también forman un conjunto completo para la descripción de un campo de onda.

gaussiana

En este apartado se analizará la propagación de un solo haz gaussiano. Se trata de un haz con simetría rotacional, que se propaga en la dirección z y se focaliza a través de una lente ideal.

Como se vio en el apartado anterior, en la sección transversal $z=0$ todos los puntos tienen la misma fase; esto significa que tenemos un frente de onda plano y que el radio del haz está dado por w_0 . Con las ecuaciones obtenidas se pueden calcular el radio del haz w y el radio R del frente de fases. Ver figura 2.1.3.2.1.

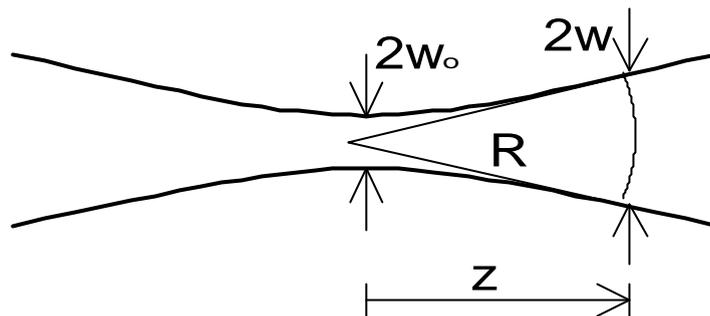


Figura 2.1.3.2.1. Propagación del haz gaussiano.

El modo de haz queda también perfectamente determinado con la posición y el radio del haz, es decir, para cada posición axial se puede calcular la cintura a partir del radio de los frentes de fase y el radio del haz, y de nuevo para cada sección transversal.

gaussiana son necesarios elementos focalizadores del haz que diverge. Al contrario que el haz gaussiano ideal, no existen ni el espejo ni la lente ideales. Para hacer una descripción ideal se utiliza la llamada lente delgada, que es infinitesimalmente estrecha, está situada en la dirección perpendicular a la propagación del haz y modifica el frente de fases de la onda entrante, pero no modifica la amplitud. En una lente real se consigue esto mediante una longitud de onda menor dentro del material de la lente. Para los espejos –por ejemplo un reflector convexo bajo incidencia perpendicular- la zona del borde tiene un camino más corto que el frente de fases del eje del haz. La diferencia de fases necesaria $\Delta\phi$ para que un frente de ondas esférico divergente de radio R_{in} se transforme en haz convergente con radio R_{out} , es

$$\Delta\phi(x, y) = k \frac{x^2 + y^2}{2f} \tag{2.64}$$

con la llamada distancia focal:

$$f = \left(\frac{1}{R_{in}} + \frac{1}{R_{out}} \right)^{-1} \tag{2.65}$$

La amplitud permanece igual en la reflexión, con lo cual el radio del haz también $w_{in}=w_{out}$. Este comportamiento se observa en la figura 2.1.3.2.2.

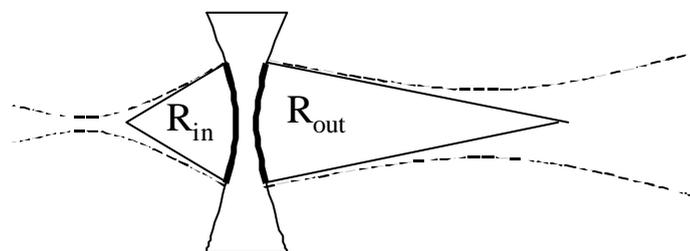


Figura 2.1.3.2.2. Transformación de un haz gaussiano por una lente delgada.

Según se dijo anteriormente, conocidos los parámetros del haz (w_1, R_1, Θ_1) en una sección transversal z_1 , entonces se pueden calcular la posición y el tamaño de la cintura y, a

partir de ellos, se pueden volver a calcular los parámetros (w_2, R_2, Θ_2) en otra posición z_2 . La forma es válida para el modo fundamental y para los modos de orden superior.

La operación de transformación del haz por una lente y la de propagación se pueden realizar de forma fácil con el formalismo ABDC. Para ello utilizamos dos nuevas variables u y v .

$$u = w \cdot e^{-i\Theta}, \quad v = w \cdot e^{-i\Theta} \cdot \frac{1}{R} \left(1 - i \frac{R\lambda}{\pi w^2} \right) \quad (2.66)$$

La transformación inversa es clara. En ella no debe tomarse el radio de curvatura R , sino su valor inverso para evitar singularidades con un frente de ondas plano.

$$w = |u|, \quad R^{-1} = \text{Re} \left(\frac{v}{u} \right) \quad (2.67)$$

Los haces pueden ser simétricos, o los parámetros del haz pueden separarse para las dos direcciones transversales. Para la propagación en una distancia d , estas dos cantidades se definen de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} u_2 &= u_1 + d \cdot v_1 \\ v_2 &= v_1 \end{aligned} \quad (2.68)$$

La diferencia de fase a través de una lente delgada de longitud focal f sería:

$$\begin{aligned} u_2 &= u_1 \\ v_2 &= -\frac{1}{f} u_1 + v_1 \end{aligned} \quad (2.69)$$

Ambas transformaciones son lineales y permiten una formulación matricial:

$$\begin{pmatrix} u_2 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u_2 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

Una combinación de elementos ópticos, es decir, de lentes delgadas y distancias de propagación se puede resolver por medio de multiplicación de matrices, de igual forma por ejemplo que con una lente. Primero supongamos un modo que se propaga una distancia d_1 , luego atraviesa una lámina de fase con distancia focal f y desde ella recorre una distancia d_2 hasta el plano destino. La matriz que resulta sería la siguiente:

$$\begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - d_2/f & f - f \left(1 - d_1/f \right) \left(1 - d_2/f \right) \\ -1/f & 1 - d_1/f \end{pmatrix} \quad (2.71)$$

2.1.3.3. Disposición cofocal

Un caso especial de la propagación de haces gaussianos es la disposición cofocal. Se corresponde con la disposición telescópica de la óptica geométrica. En este caso la distancia entre dos láminas de fase es igual a la suma de sus distancias focales. El plano inicial está colocado a una distancia igual a la distancia focal de la primer lámina de fase, y, de igual forma, el plano destino se coloca a la distancia focal de la última lámina. Ver figura 2.1.3.3.1.

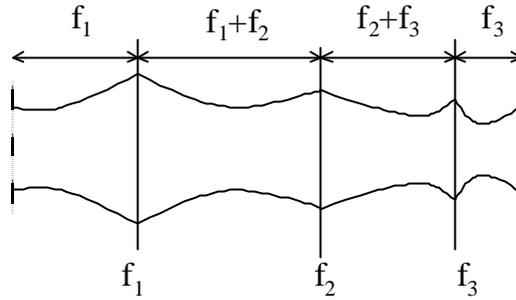


Figura 2.1.3.3.1. Disposición cofocal de tres lentes

Las condiciones más sencillas se reflejan, por ejemplo, en la forma del formalismo ABCD. Consideremos primero una lente delgada con longitud focal f . Las distancias son entonces también f . Supongamos un haz gaussiano con una cintura w_0 en el plano origen, en ese punto el radio de curvatura de la fase es por tanto singular por ser plano. De esta forma la cantidad v es imaginaria. Las transformaciones del formalismo ABCD se simplifican de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} u_2 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & f \\ -1/f & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} w_0 \\ -i \frac{\lambda}{\pi w_0} \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

La transformación inversa de u_2 y v_2 para obtener las cantidades R y w se consigue como un frente de ondas planas y es independiente de la longitud focal. La cintura es:

$$w_{01} = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (2.73)$$

Aquí se han asociado lentes delgadas de la misma distancia focal, entonces resulta siempre una fase plana. Después de dos lentes, igual que un número cualquiera de ellas pares, la cintura del haz es la misma que el valor del comienzo $w_{02} = w_0$. Este resultado es independiente de la longitud de onda, con lo cual, es posible una transmisión con ancho de banda. Además esto es válido no sólo para el haz gaussiano fundamental. Todos los modos superiores también lo cumplen. Como cualquier haz paraxial se puede representar como combinación de modos gaussianos, cualquier campo de ondas paraxial se puede construir uno por uno. Para longitudes de onda pequeñas, es decir, en óptica geométrica, esta propiedad se denomina propiedad telescópica.

La restricción para longitud de ondas mayores se obtiene a partir de la condición paraxialidad. Para el análisis de campos de onda muy complicados se llega rápidamente a la condición de orden superior y la condición paraxial ya no es válida.

2.1.3.4. Integral de Fresnel-Kirchhoff

Para calcular la propagación de la onda nos basaremos en la fórmula de Huygens, que se expresa de la siguiente forma: dado un volumen V , el campo electromagnético en un punto P cualquiera dentro de V , viene dado por la acción de las cargas y las corrientes contenidas en el volumen más el efecto del campo electromagnético sobre las superficies que delimitan dicho volumen. Si se es capaz de excluir las fuentes electromagnéticas del volumen V tenemos entonces los efectos de la superficie.

Con esto se une la reflexión en un espejo con la propagación en el espacio libre. El campo incidente H en una superficie que está en la dirección de propagación y que sobre ella incide toda la radiación, es conocido. Esta superficie (vector normal \mathbf{n}_s) se supone ideal y el campo de ondas induce en ella una corriente de superficie J (ver figura 2.1.3.4.1):

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}_s) = 2\mathbf{n}_s \times \mathbf{H}(\mathbf{x}_s) \quad (2.74)$$

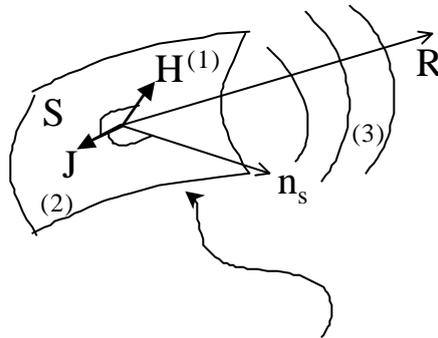


Figura 2.1.3.4.1. El campo electromagnético (1) es inducido por la corriente de superficie (2) y genera de nuevo ondas esféricas (3).

A partir de estas corrientes de superficie se genera de nuevo una onda electromagnética. El campo de ondas total se puede calcular en cada posición \mathbf{x} como suma de ondas esféricas cuyo centro es el punto \mathbf{x}_s de la superficie del espejo [6]:

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \iint_{\text{Espejo}} \left(ik + \frac{1}{R} \right) \cdot \mathbf{J} \times \mathbf{R} \cdot \frac{e^{ikR}}{4\pi R} dx_s dy_s \quad (2.75)$$

con $\mathbf{R} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_s$, $R = |\mathbf{R}|$

La corriente oscilante induce un campo magnético, que se podrá calcular sobre la siguiente superficie reflectora.

2.1.3.5. Atenuación de las ondas milimétricas en la atmósfera

En general, la atenuación de las ondas milimétricas a nivel del suelo es prácticamente despreciable, pero hay ciertas frecuencias alrededor de las cuales se sitúan la línea de absorción del vapor de agua y del oxígeno. En la figura 2.1.3.5.1 se observan los coeficientes de absorción teóricos en dB/km para una atmósfera media (7.5 g^3) y al nivel del mar.

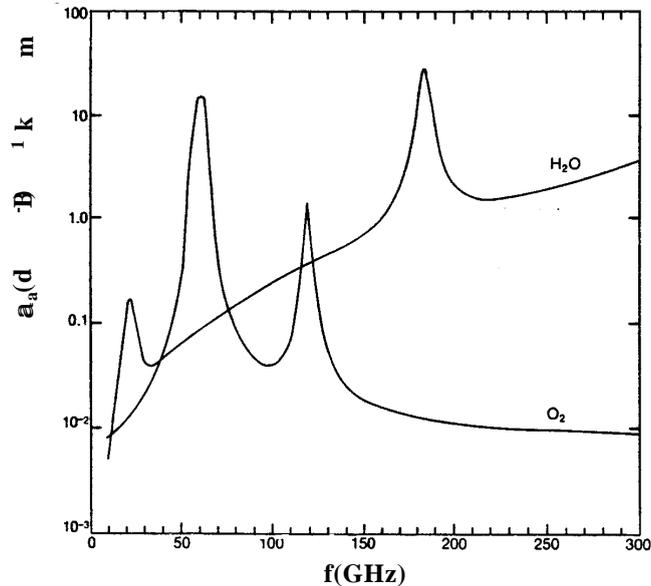


Figura 2.1.3.5.1. Absorción de lo oxígeno y el vapor de agua al nivel del mar.

El vapor de agua tiene un momento eléctrico y el oxígeno un momento magnético que interaccionan con el campo incidente, causando la absorción. Las frecuencias más críticas están alrededor de 60, 119 y 183 GHz. Estos coeficientes decrecen con la altura.

2.2. Tecnología

2.2.1. Girotrones

Los tubos de microondas, en general, usan un haz de electrones para excitar o amplificar modos en una cavidad resonante u ondas viajeras en una estructura diseñada para resonar a una frecuencia deseada [7]. El mecanismo está basado en la perturbación de un haz de electrones inicialmente monoenergético, en el que se genera un agrupamiento periódico del haz. Las variaciones resultantes en la densidad de carga producen el modo deseado o amplifican la onda viajera, que es acoplada a la salida del tubo.

En los tubos convencionales tales como klystrons y TWT, el circuito de interacción se diseña para reducir la velocidad de fase de la onda, de tal forma que la interacción haz de electrones-onda se maximiza. En tales dispositivos de “onda lenta”, la fuerza de campo eléctrico cae exponencialmente con la distancia a partir de la estructura del circuito. Eso

requiere que el haz tenga que colocarse muy cerca de las paredes del circuito. Esta condición restringe severamente las capacidades de alta potencia, especialmente a altas frecuencias. La segunda limitación de los tubos de microondas es que las dimensiones del circuito tienen que coincidir con la longitud de onda del modo deseado. Para alcanzar altas frecuencias los circuitos tienen que hacerse cada vez más pequeños. A 100 GHz, la longitud de onda en el espacio libre es de 3 mm. La fabricación precisa de algunas partes del tubo a tales frecuencias es extremadamente difícil.

Los girotrones evitan esas dificultades haciendo uso un circuito de “onda rápida” en el que los campos eléctricos pueden ser muy altos y en los que el uso de modos de alto orden permite que el tamaño de la estructura del circuito sea mayor que la longitud de onda de la onda generada. Esta disposición permite a los girotrones alcanzar altos niveles de potencia y altas frecuencias. Hay que hacer notar que la salida de potencia del girotrón está limitada por las propiedades térmicas de la ventana a través de la cual la potencia de microondas es transmitida. Los avances recientes en la tecnología de ventanas está solventando estos problemas utilizando diamante.

Para que el haz de electrones interactúe con la onda rápida, tiene que interactuar con su campo eléctrico, que es perpendicular a la dirección de propagación del haz y de la onda. Para que esto sea posible un fuerte campo magnético continuo se introduce en el sistema. Este campo provoca que los electrones sigan órbitas helicoidales debido a la fuerza $v \times B$. La frecuencia rotacional electrónica es proporcional al campo magnético, y tiene una dependencia relativista en la velocidad del electrón. Como resultado se produce el agrupamiento azimutal del haz, como se muestra en la figura 2.2.1.1, si la frecuencia ciclotrónica del electrón está cercana a la frecuencia de un modo de la cavidad resonante. Este efecto de agrupamiento azimutal resulta en una transferencia de potencia del haz electrónico al modo excitado. Los fundamentos físicos de la interacción se pueden encontrar en [8].

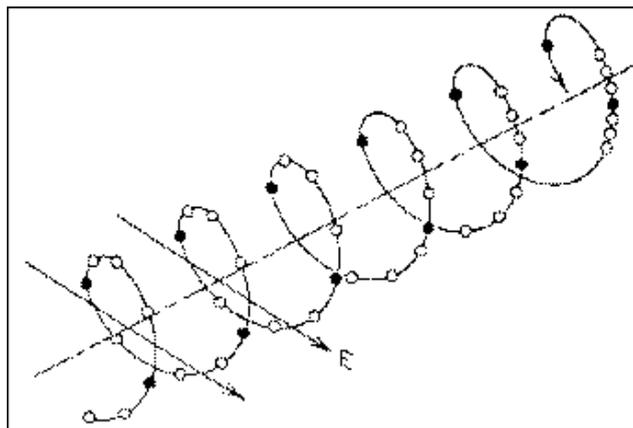


Figura 2.2.1.1. Agrupamiento del haz de electrones helicoidal en un girotrón.

Las partes del girotrón se pueden ver en la figura 2.2.1.2. Consiste en un cañón de electrones, una cámara de aceleración, una cavidad resonante inmersa en un fuerte campo magnético y, finalmente, un colector.

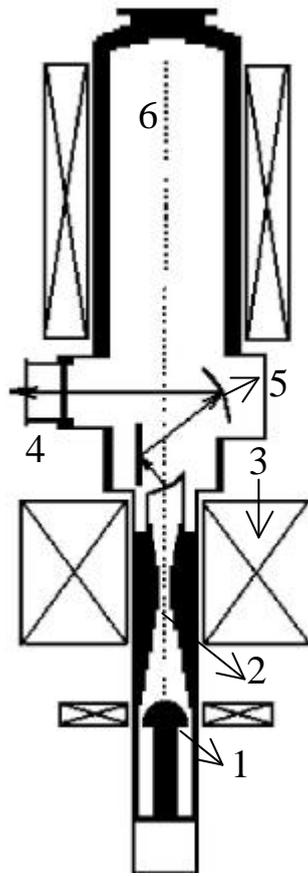


Figura 2.2.1.2. Esquema de un girotrón. 1: cañón de electrones; 2-cavidad resonante; 3-bobina superconductora, 4-ventana; 5-sistema de espejos; 6-colector.

El diseño del cátodo no es arbitrario, ya que el cañón de electrones tiene que generar un haz anular. El campo magnético está generado por bobinas superconductoras. Los electrones están girando a gran velocidad, de tal forma que empiezan a emitir ondas electromagnéticas. Su alta frecuencia corresponde a la velocidad de giro de los electrones alrededor de las líneas de campo magnético. Esta frecuencia es acoplada a la cavidad resonante, donde los electrones relativistas interactúan con el campo electromagnético. La cavidad resonante está abierta y el modo que resuena en corte. Los modos que tienen más alta correlación con el haz son de alto orden, por ejemplo: $TE_{22,8}$, o $TE_{32,45}$ y se denominan “Whispering Gallery Modes”, ya que la distribución de campo está pegada a las paredes. La onda es entonces fuertemente amplificada y es acoplada fuera de la cavidad por un sistema de espejos. El haz decelerado alcanza finalmente el colector, donde deposita el resto de la energía.

Los modos de alto orden de la cavidad resonante hay que convertirlos en un modo gaussiano. Para ello se utiliza un convertor cuasi-óptico, que se presenta con más detalle en la figura 2.2.1.3.

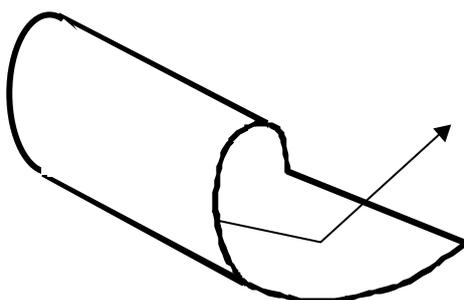


Figura 2.2.1.3. Conversor cuasi-óptico: transformación de un modo TE rotatorio en un modo del espacio libre. Se consigue con un corte helicoidal en una guía de ondas circular.

Esta es la versión más simplificada del convertidor. Posteriores desarrollos han llevado a cortes más complicados y a modificaciones en las paredes de la guía para obtener al final una distribución de campo mejorada.

Girotrones de 110 GHz (118GHz, 140 GHz, 170 GHz) con potencias de salida de 0.55 MW, longitud de pulso de 10s (15.5s, 3s, 8s) y eficiencias del 30% son actualmente comerciales. Potencias de 0.35 MW con una longitud de pulso de 100s han sido alcanzadas en una colaboración europea. Eficiencias de 50% se han logrado utilizando colectores que tienen aplicado un potencial de deceleración (denominados en inglés “depressed collector”). Los girotrones para diagnósticos han llegado a alcanzar frecuencias de 650 GHz con potencias de 40 kW y una longitud de pulso de 40 μ s. [9].

Las nuevas máquinas de fusión requieren girotrones de más potencia y de más frecuencia. Actualmente, se está desarrollando el primer prototipo para el proyecto del tokamak internacional ITER [10]. Las especificaciones para los girotrones son: frecuencia de 170 GHz y potencia de 2MW en funcionamiento continuo (CW). Para tan altas potencias se han desarrollado girotrones con una cavidad coaxial para poder soportar las pérdidas

2.2.2. Líneas de transmisión

La transmisión de la potencia de microondas desde las fuentes hasta la máquina de fusión tiene que realizarse con las menores pérdida posibles y con el haz en las condiciones óptimas para lograr la máxima eficiencia de absorción en el plasma. Generalmente la transmisión con los girotrones no es la mejor y hay que conformar el haz para que tenga la distribución de campo más apropiada. También hay que tener en cuenta la densidad de potencia transmitida, que es mucho mayor que en los sistemas convencionales.

Teniendo en cuenta todas estas condiciones hay varios métodos que se pueden emplear y su elección dependerá de las características particulares de cada experimento. Hay dos conceptos fundamentales para la transmisión con bajas pérdidas de la salida gaussiana de los girotrones hasta la cámara de vacío:

1. Guías de onda circulares sobredimensionadas corrugadas, que propaguen el modo híbrido HE_{11} . Este modo es particularmente apropiado, ya que es un modo de volumen con corrientes de pared muy bajas, de tal forma que las pérdidas óhmicas por atenuación son más bajas que las de cualquier otro modo [12]. Además, cuando es radiado a partir de una guía de ondas exhibe unas características de radiación tales como: polarización lineal con muy baja polarización cruzada y un haz muy estrecho que contiene el 98-99% de la potencia axisimétrico y que presenta muy bajos lóbulos laterales. En las salidas cuasi-ópticas de los girotrones (entrada) y en las antenas de lanzamiento, se acopla muy bien al modo TEM_{00} del espacio libre [13].

La capacidad de transporte de potencia en el rango de los 140 GHz de una guía de ondas de 90 mm de diámetro es de 1 MW CW a presión atmosférica. La máxima densidad de potencia en el eje a 1 MW es 60 kW/cm^2 .

Se pueden conseguir diámetros lo más pequeño posible compatibles con el campo de ruptura si se evacúan las guías o si se llenan de otro gas (por ejemplo, SF_6).

2. Líneas de transmisión abiertas que transmitan el modo TEM_{00} utilizando espejos metálicos focalizadores como elementos correctores de fase. La propagación del haz se lleva a cabo mediante la transformación iterativa de la distribución de fase con espejos.

Tienen una gran capacidad de transporte de potencia. Por ejemplo, en la zona de la cintura del haz, que es donde la densidad de potencia es mayor, para un $w_0=0.1\text{m}$ y un campo $E(0)=10^4\text{V/m}$, se tiene una capacidad de transmisión de potencia pico de 42 MW. La densidad en los espejos es menor.

Generalmente es necesario cerrar estas líneas con una protección, tanto para proteger los equipos circundantes, como para la seguridad biológica.

3. Se pueden utilizar también sistemas combinados

A la hora de elegir el sistema de transmisión adecuado al experimento se pueden tener en cuenta los siguientes aspectos comparativos entre ambas tecnologías:

- a) Necesitan mucho menos espacio que las cuasi-ópticas.
- b) Sistemas cerrados, que están más protegidos del polvo y la humedad exteriores. También proporciona una contención para el tritio en el caso de un fallo en la ventana del posible reactor de fusión.
- c) Necesitan un alineamiento muy preciso. Las conexiones de las juntas pueden dar lugar a la aparición de modos parásitos.
- d) Hay que poner secciones flexibles que puedan hacer frente a las expansiones y a los posibles movimientos de la máquina de fusión.
- e) El diseño de los codos es complicado y se producen muchas pérdidas. La mejor opción es utilizar codos con espejos (llamados en la literatura inglesa “*torus*”). Dependiendo de la potencia, puede ser necesario refrigerarlos. También hay que tener en cuenta que la conversión de modos es mayor a medida que disminuye el diámetro.

- f) Modos espúreos, reflexiones desde el plasma, etc, están atrapados en la línea y pueden propagarse hacia el girotrón. Es posible atenuarlos con partes de la línea altamente resistivas.
- g) Si las guías son evacuadas, hay que tener secciones de bombeo.
- h) Suelen ser caras.

Líneas de espejos:

- a) Necesitan más espacio disponible en la nave experimental.
- b) Alta capacidad de transmisión de potencia, sólo limitada por la necesidad de utilizar espejos pequeños. En este caso se necesitaría refrigeración de los mismos.
- c) Es conveniente cerrarlas con una protección biológica, para evitar que el polvo se deposite en los espejos y se produzcan arcos. También puede producirse un desalineamiento de un espejo y desviarse demasiado el haz. La radiación dispersa hay que tenerla en cuenta para que no afecte al régimen estable del girotrón. Puede ser necesario recubrirlas con un absorbente.
- d) El alineamiento es fácil y menos crítico que en el caso de las guías de onda.
- e) Los codos no presentan ninguna complicación de diseño, ya que están formados por los

- f) Los modos espúreos y las reflexiones del plasma son inherentemente filtradas.
- g) Se pueden fabricar fácilmente interceptores y desviadores del haz para hacer medidas de potencia en cargas.
- h) Si se utiliza una disposición cofocal, el ancho de banda es muy grande.
- i) En general, más baratas que las guías de onda corrugadas.

Ambas soluciones han sido probadas en diferentes máquinas con buenos resultados. Por ejemplo, en el tokamak americano DIII-D tienen un sistema de transmisión completo por corrugadas de 31.75 mm de diámetro [14]. Para el nuevo stellarator Wendenstein-7X, que actualmente se está construyendo en Greifswald (Alemania), se ha elegido, por el contrario, la transmisión cuasi-óptica [15].

REFERENCIAS

- [1] V.Erckmann and U.Gasparino. “*Electron cyclotron resonance heating and current drive in toroidal fusion plasmas*”. Plasma Physics and Controlled Fusion, 36, 1869-1862. 1994.
- [2] K.Miyamoto, “*Plasma Physics for Nuclear Fusion*”. MIT Press. Cambridge, Massachusetts, London (1980).
- [3] T.J.M.Boyd and J.J.Sanderson. “*Plasma Dynamics*”. Thomas Nelson and Sons Ltd.Great Britain.(1969).
- [4] H. Kogelnik and T. Li. “*Laser beams and resonators*”. Applied Optics. Vol 5, No.10. pp.1550-1567, October 1966
- [5] J.A.Kong. “*Electromagnetic Wave Theory*”. John Wiley and Sons, Inc. 1986.
- [6] A. Ishimaru. “*Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering*”. Prentice Hall. USA.1991.
- [7] J.T.Coleman. “*Microwave devices*”. Chapter 12.Reston Publishing Complany. 1982. Virginia. USA.

- [8] C.J.Edgcombe. "Gyrotron Oscillators". Chapter 2. Taylor&Francis. Ltd.Great Britain. 1993.
- [9] M. Thumm. "*State-of-the-art of high power gyro-devices and free electron masers*". Informe interno del Forschungszentrum Karlsruhe. Marzo 2000.
- [10] R. Ayman et al. "*ITER-FEAT.The Future International Burning Plasma Experiment - Overview*". IAEA Fusion Energy Conference. Sorrento, Italia, 4-10 Octubre 2000
- [11] B.Piosczyk et al. "*Coaxial cavity gyrotrons-recent experimental results*". IEEE Transaction on Plasma Science. En publicación. 2002.
- [12] Clarricoats and Olver. "*Corrugated horn for microwave antennas*". Institution of Electrical Engineers, Electromagnetics Waves Series, Vol18. London,. Peter Peregrinus.1984.
- [13] Rebuffi and Crenn.International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 10, 291-311.
- [14] R.Callis et al. "*3MW, 110 GHz ECH system for the DIII-D Tokamak*". Proceedings of the 20th Symposium on Fusion Technology, Francia, 1998, pp. 315-318.
- [15] L.Empacher et al. "*Conceptual design of the 140GHz/10MW CW ECRH System for the Stellarator W7-X*". Fusion Technology 1996,Elsevier Science, pp.541-544.

Capítulo 3 Sistema actual de ECRH en el TJ-II

3.1. El stellarator TJ-II

El stellarator TJ-II es un heliac flexible de tamaño medio que está actualmente en funcionamiento en el Ciemat (Madrid) [1]. El radio mayor de la máquina es $R=1.5\text{m}$, el radio medio $\langle a \rangle = 0.2\text{ m}$ y el campo magnético en el eje $B(0) = 0.98\text{ T}$. En la figura 3.1.1 puede verse una maqueta del dispositivo.

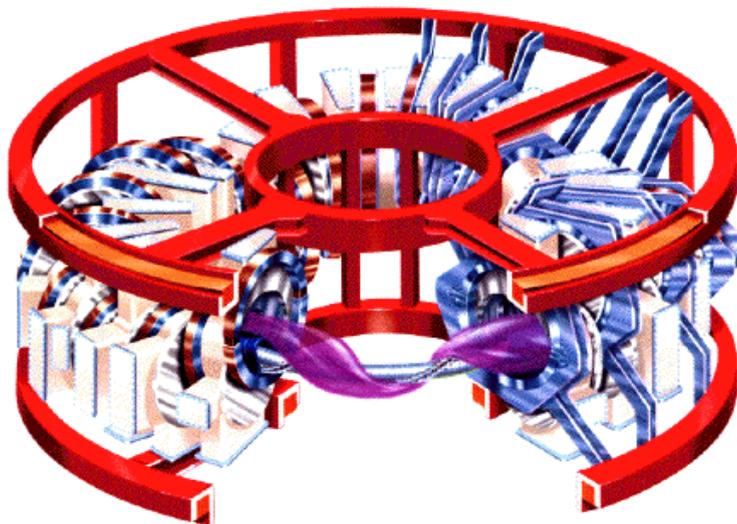


Figura 3.1.1. Stellarator TJ-II.

El plasma va formando una hélice alrededor de los conductores centrales.

La configuración de bobinas consiste en 32 bobinas circulares centradas alrededor de $r_0=1.5\text{m}$, que crean el campo toroidal B_ϕ . El conductor central está compuesto por una bobina circular colocada en el eje mayor y un conductor helicoidal alrededor del primero, que forman el campo poloidal B_θ . Las corrientes en ambos conductores pueden controlarse separadamente y se consigue explorar un amplio rango de configuraciones magnéticas, confiriéndole una gran flexibilidad. Por otra parte, la posición, la forma y el volumen del plasma cambian según la configuración. Dos bobinas de campo

magnético vertical que se encargan de ajustar la posición del eje magnético completan la

El TJ-II es el típico ejemplo de un campo magnético totalmente tridimensional, con lo cual, la optimización del calentamiento es mucho más complicada que en un tokamak, donde se tiene simetría toroidal. En la primera fase el calentamiento y encendido de los plasmas se consigue mediante ondas electromagnéticas con una potencia máxima de 600 kW. En una segunda fase se incluirá un calentamiento por haces de neutros

La geometría de esta máquina es complicada. Se puede dividir en cuatro periodos (denominados A, B, C, D), en los cuales se repite la forma y la posición del plasma, debido a la periodicidad y a la simetría del stellarator. Cada periodo está formado por ocho sectores. En estos sectores están localizadas las posibles ventanas de lanzamiento de las microondas. En la figura 3.1.2 se puede ver un esquema de la posición de los mismos.

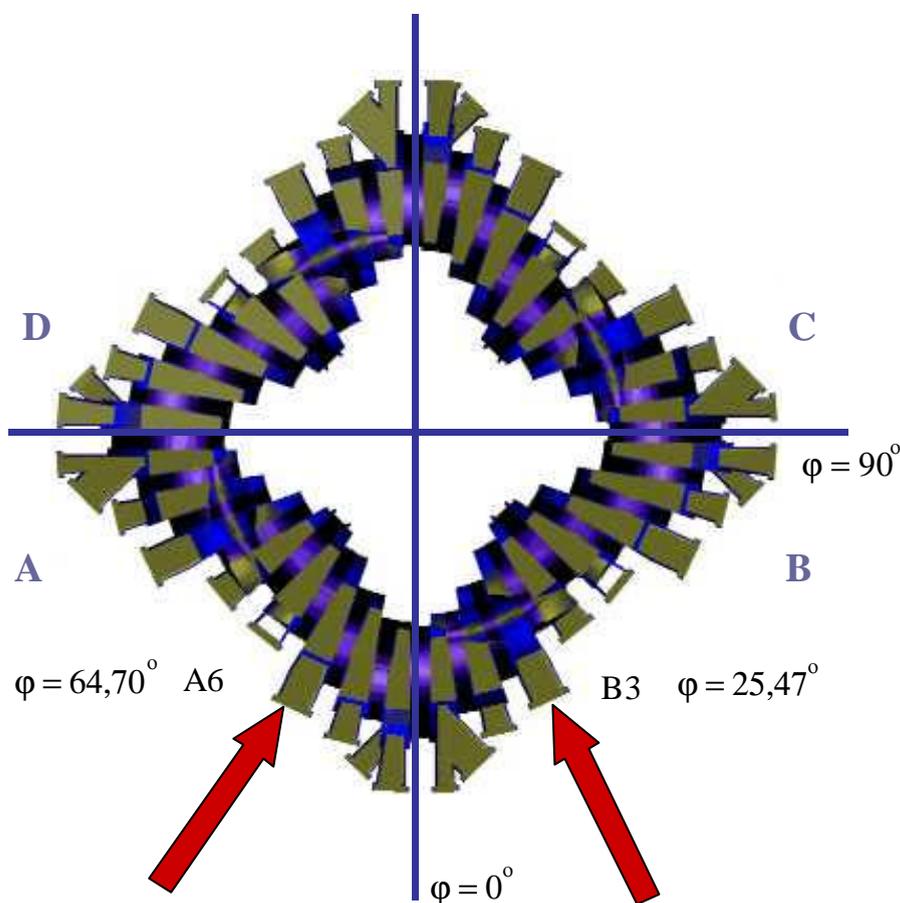


Figura 3.1.2. Sectores en la cámara del TJ-II

En el TJ-II se calienta el plasma en segundo armónico modo X. Debido a la geometría de la cámara, es casi imposible lanzar las microondas por la parte de alto campo, ya que el plasma está muy cerca de la pared interior (figura 3.1.3), al lado de la cual pasan los dos conductores centrales. Por tanto, se restringen las posibilidades de lanzamiento comentadas en el capítulo anterior, apartado 2.1.2. Para lanzar en la zona de bajo campo y

con la densidad que tenemos, el modo más apropiado es el modo X. La densidad de corte que se alcanza en esta máquina es de $n_c=1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

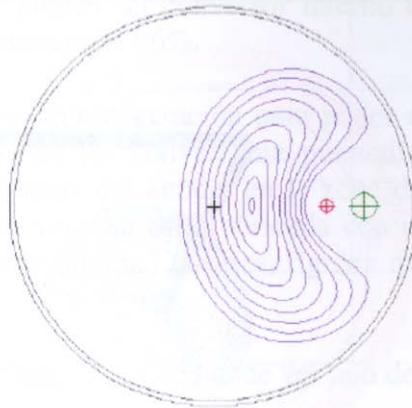


Figura 3.1.3. Corte transversal en la sección $\varphi=45^\circ$.
Las líneas moradas representan las líneas de campo magnético y los círculos rojo y verde representan los conductores centrales.

Los sectores elegidos para lanzar las microondas son el A y el B en dos posiciones toroidales simétricas: A6 ($\varphi=64,7^\circ$) y B3 ($\varphi=25,47^\circ$) como está señalado en la figura 3.1.2. En las referencias [2 y 3] se explica con más detalle las razones de esta elección y las características del plasma en estos sectores que facilitan la eficiencia de absorción. La posición del plasma en ambos sectores es la misma. En la figura 3.1.4 se muestra la inyección de las microondas desde la parte inferior de la cámara a través del sector B3.

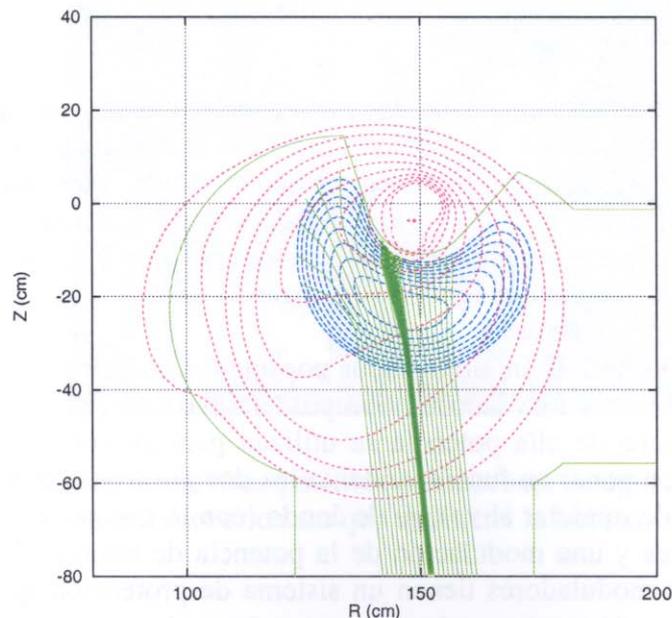


Figura 3.1.4. Inyección de microondas a través del sector B3. Líneas rojas de puntos: líneas de campo magnético. Líneas azules: superficies magnéticas en el corte transversal $25,47^\circ$.
Líneas verdes: rayos que simulan el haz de microondas

En la figura 3.1.5 se muestra la inyección del haz transmitido por la segunda línea de transmisión desde la parte lateral de la cámara de vacío, a través del sector A6.

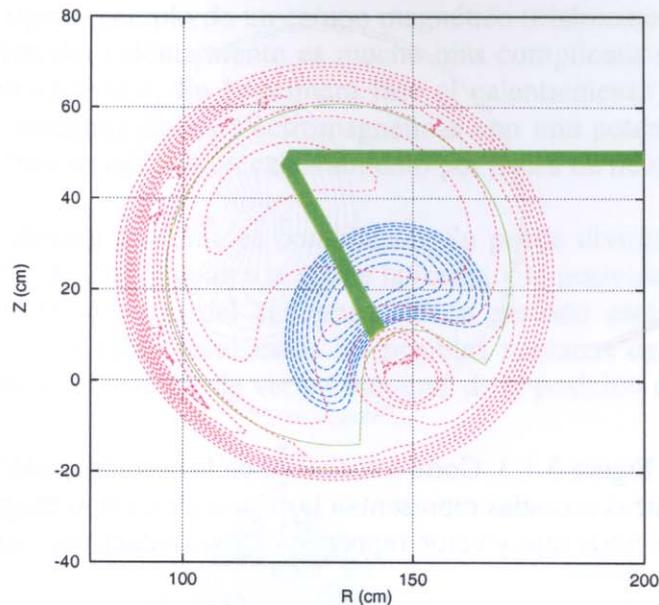


Figura 3.1.4. Inyección de microondas a través del sector A6.
Las líneas de colores representan lo mismo que en la figura anterior.

3.2. Girotrones

El sistema de ECRH consta de dos girotrones fabricados por la compañía GYCOM Ltd., Nizhny Novgorod, Rusia. Para evitar la influencia del campo magnético del TJ-II en los regímenes de operación de los girotrones, tienen que estar a una distancia suficientemente alejada. En la nave experimental, se han colocado a 15 m de distancia del eje mayor del TJ-II, donde el campo magnético es menor que 3 G y es suficientemente bajo como para no afectar al campo magnético homogéneo del girotrón.

Los dos girotrones están alimentados por una única fuente de alimentación [4], que puede suministrar hasta 80 kV con un tiempo de subida de pocos ms. Dos moduladores basados en electrónica de alta potencia se utilizan para alimentar cada girotrón. Con el modulador se pueden poner en funcionamiento los dos girotrones con un tiempo de retraso entre ellos o se puede modular el voltaje de ánodo (con lo que se consigue una modulación del haz de electrones y una modulación de la potencia de microondas con frecuencias de hasta 20 kHz). Los moduladores tienen un sistema de protección que permiten apagar el sistema en μs en caso de que se produzca un arco. Los tubos son de tipo triodo, es decir, el potencial se aplica entre el cátodo y el ánodo y entre el ánodo y el colector.

La frecuencia de operación es de 53.2 GHz, tal y como corresponde al calentamiento en el segundo armónico de la frecuencia electrónica ciclotrónica de los

plasmas del TJ-II. Se consigue con un campo magnético uniforme de 2.2 T, que es proporcionado por una bobina superconductora. La potencia que pueden suministrar es de unos 300 kW durante un tiempo máximo de 1s (hasta la fecha se han logrado pulsos de 350 ms con una alta fiabilidad). Tienen un convertor interno cuasióptico que forma un haz gaussiano de salida con una pureza del 96%.

Se necesita un sistema de refrigeración para poder evacuar la energía que deja el haz de electrones en el colector (es conveniente puntualizar que la eficiencia de estos girotrones es del 30%), en la zona del ánodo, en la zona de la cavidad resonante y en la ventana de salida del haz. La ventana está fabricada con un material cerámico con baja tangente de pérdidas, alta conductividad térmica, rigidez mecánica y resistencia al vacío: BN.

En la fotografía de la figura 3.2.1 se puede ver uno de los girotrones.

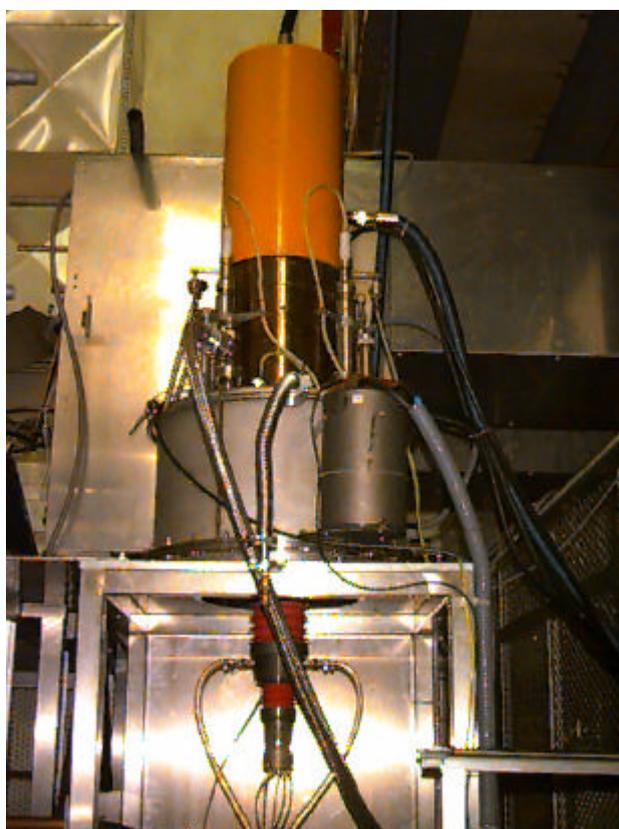


Figura 3.2.1. Girotrón de 300 kW de potencia y frecuencia de operación 53.2 GHz. Encima del soporte se aprecia el criostato que mantiene la bobina superconductora.

3.2.1. Caracterización de los regímenes estables de potencia

El funcionamiento correcto del girotrón depende de varios parámetros: el voltaje del cátodo, el voltaje de ánodo, la corriente del haz de electrones, el campo magnético estático

y la potencia de filamento. Hay que encontrar el régimen más estable, generalmente el de máxima potencia. Para ello, se utiliza una carga cilíndrica refrigerada por agua equipada con un sistema de termopares para medir la potencia absorbida, que se coloca en la ventana del girotrón. De esta forma se obtiene la potencia en función de los diferentes parámetros. En las figuras siguientes (figura 3.2.1.1) se muestran las gráficas de la dependencia de la potencia para los dos girotrones con el campo magnético.

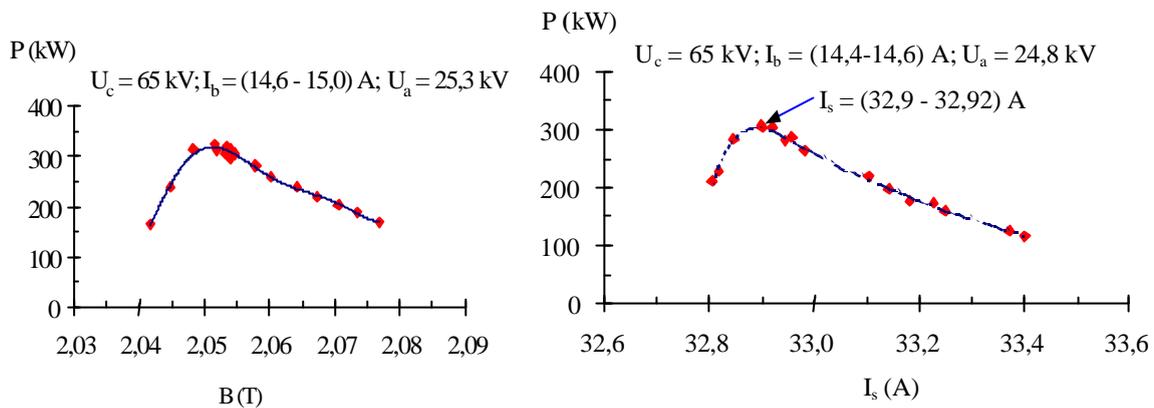


Figura 3.2.1.1. Potencia versus campo magnético.

U_c representa el voltaje de cátodo, I_b la corriente del haz, U_a el voltaje de ánodo e I_s la corriente en la bobina superconductora. En la figura de la izquierda se representa la potencia en función del campo magnético para el girotrón 1 (máximo de potencia para $B=2,05$ T) y en la figura de la derecha se representa la potencia en función de la corriente del solenoide para el girotrón 2 (máximo de potencia para $I_s=32,9$ A, que representa un campo magnético de 2,06 T).

El régimen habitual de funcionamiento es a la máxima potencia, pero también son interesantes los experimentos con variación de la potencia inyectada. Con estas gráficas se pueden establecer los parámetros del girotrón para obtener también potencias menores, de 100 kW y de 200 kW.

Variando el voltaje del ánodo se puede modular la potencia del girotrón a frecuencias en el rango de Hz a decenas de kHz (20 kHz en el caso de ambos girotrones). Con esta modulación se pueden llevar a cabo experimentos para obtener el perfil de deposición de potencia y también se pueden hacer experimentos de transporte. En la figura 3.2.1.2 se muestran las gráficas de la dependencia de la potencia con respecto al potencial de ánodo, manteniendo fijos el resto de los parámetros. Esta gráfica también es muy significativa para comprobar la posibilidad de la modulación, ya que una dependencia demasiado acusada de la potencia con el voltaje de ánodo implica que el girotrón puede entrar en régimen de corte con más facilidad y la operación es menos estable. En principio, el modulador permite controlar el voltaje de ánodo para conseguir diferentes amplitudes de modulación: desde un 5% hasta un 100 % (entrada en corte) de la potencia.

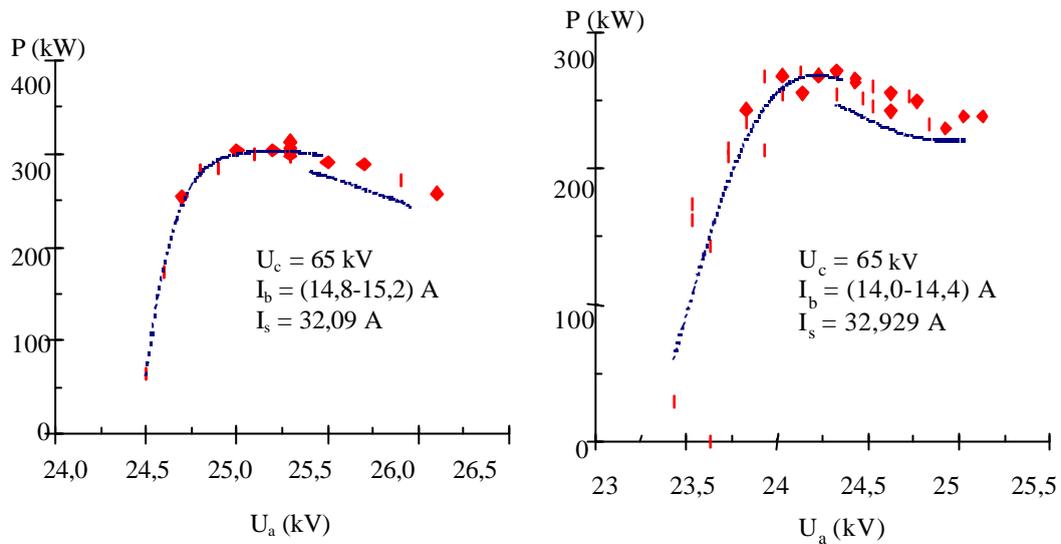


Figura 3.2.1.2. Potencia versus voltaje de ánodo.

U_c representa el voltaje de cátodo, I_b la corriente del haz, U_a el voltaje de ánodo e I_s la corriente en la bobina superconductora. En la figura de la izquierda se representa la potencia en función del voltaje de ánodo para el girotrón 1 y en la figura de la derecha se representa la potencia en función del voltaje de ánodo para el girotrón 2. Se puede observar que la pendiente de la gráfica del girotrón 1 es mayor que en el girotrón 2. Eso indica que la estabilidad de la modulación es menor.

3.2.2. Medidas de frecuencia

Es importante conocer lo más exactamente posible la frecuencia principal y el espectro de emisión del girotrón, ya que estas características tienen una gran influencia en el perfil de deposición de potencia en el plasma y en el diseño de diagnósticos de microondas.

El modo fundamental de la cavidad es el $TE_{8,3}$, que corresponde a la frecuencia de 53.2 GHz. Los modos parásitos que también se pueden generar en este resonador son el $TE_{6,4}$ (55.78GHz) y el $TE_{5,4}$ (51.82 GHz).

En principio, la frecuencia del girotrón viene dada por las características de la cavidad resonante. Dicha cavidad tiene una geometría que permite resonar sólo al modo fundamental. Físicamente, esa frecuencia no puede ser una delta de Dirac, sino que tiene un cierto ancho de banda. Hay una posibilidad de que la frecuencia cambie en unas decenas de MHz debido, por ejemplo, al cambio en el voltaje aplicado. Un cambio de aproximadamente el 1% daría lugar a un cambio de frecuencia de $\Delta\omega/\omega=10^{-6}$. También se puede producir un cambio de frecuencia en girotrones de pulsos muy largos y muy energéticos, que pueden producir un calentamiento de las paredes de la cavidad, con el consecuente cambio de geometría. Incluso en estos casos, la variación de la frecuencia no

Sistema actual de ECRH en el TJ-II

suele variar más de algunos MHz. Para la potencia y duración del pulso de los girotrones del TJ-II este último caso no es importante.

Para caracterizar los girotrones se han llevado a cabo unas medidas de la frecuencia con una cavidad resonante y un analizador de espectros [5]. En la figura 3.2.2.1 se puede ver un esquema del montaje de medida con la cavidad resonante:

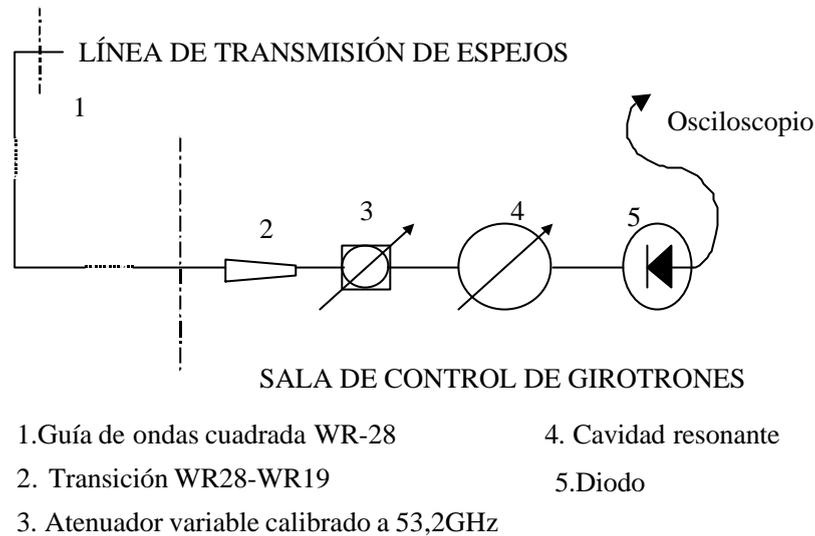


Figura 3.2.2.1. Esquema de medida de la frecuencia de los girotrones con una cavidad resonante.

Para realizar las medidas se tomaron lecturas en el osciloscopio con pulsos de 300kW de potencia y duración de 5ms. En las figuras 3.2.2.2 a) y b) se muestra el resultado de las medidas con la cavidad resonante para el girotrón 1 y el 2 respectivamente. En ambos casos la frecuencia de operación resultó ser 53.18 GHz, con un ancho de banda menor de 10MHz.

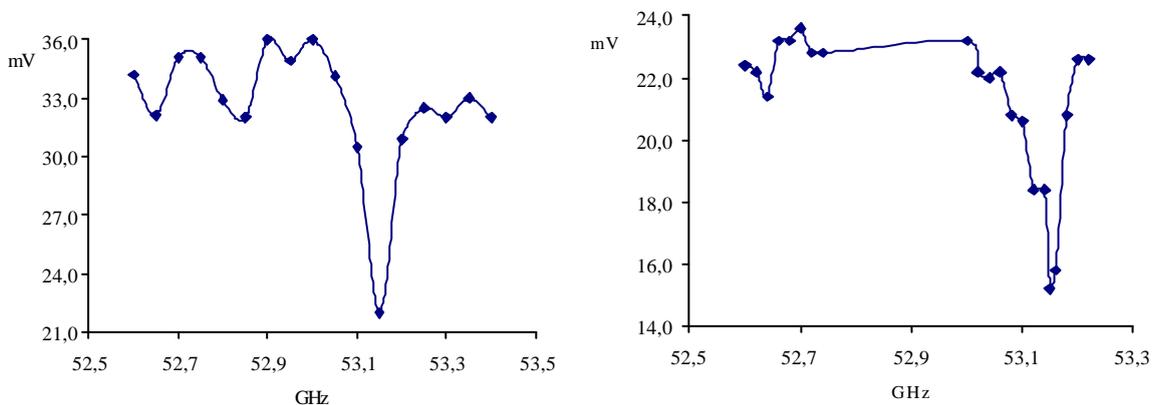


Figura 3.2.2.2. a) Frecuencia del girotrón 1 b) Frecuencia del girotrón 2 medidas con una cavidad resonante

También se intentaron hacer medidas con un analizador de espectros. El principal problema es la sincronización del pulso del girotrón con el barrido del analizador. Se necesitarían pulsos de 1s y no es posible disparar el girotrón con esa longitud sobre la cámara de vacío del TJ-II porque las reflexiones serían demasiado grandes. Sólo se puede hacer con plasma y, hasta la fecha, no se han realizado experimentos con longitudes de pulso tan largas. A pesar de todo se consiguieron realizar unas medidas durante experimentos del TJ-II con longitudes de pulso de 280ms. Una fotografía de la pantalla del analizador se puede ver en la figura 3.2.2.3.

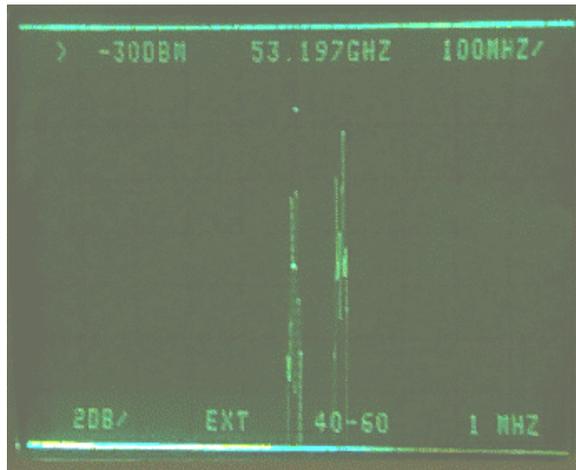


Figura 3.2.2.3. Pantalla del analizador de espectros. Frecuencia:53.197GHz. El pico de la derecha corresponde a la grabación de una lectura anterior. Anchura menor a 10 MHz.

3.2.3. Caracterización de la radiación de salida

Para diseñar las líneas de transmisión es importante conocer con exactitud la forma del haz de salida del girotrón. El método utilizado en este caso fueron medidas con cámara de infrarrojos. En el girotrón 1 se tiene un haz gaussiano de un 95 % de pureza. En la figura siguiente se puede ver una imagen del haz de salida del girotrón 1 a la distancia de 200 mm.

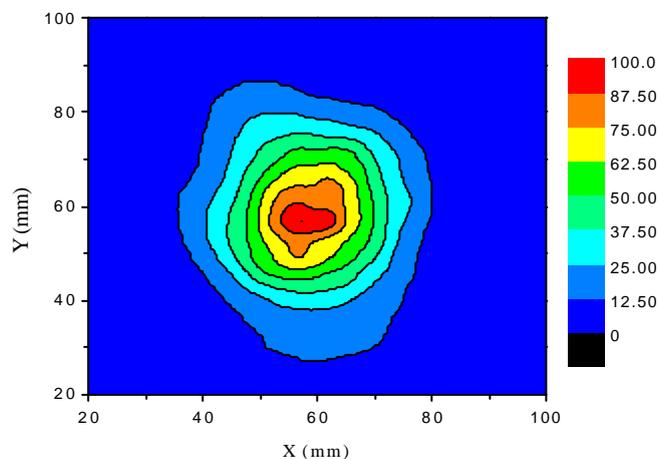


Figura 3.2.3.1. Imagen de la radiación a 200 mm de la ventana. Escala en dB.

La distribución de campo se mide a diferentes distancias y se obtiene el tamaño de haz en cada sección transversal. A partir de esas medidas se puede reconstruir la propagación del haz y se obtiene la cintura del haz y su posición. En las figuras 3.2.3.2 y 3.2.3.3 se observa el tamaño del haz a lo largo del eje de propagación del girotrón 1.

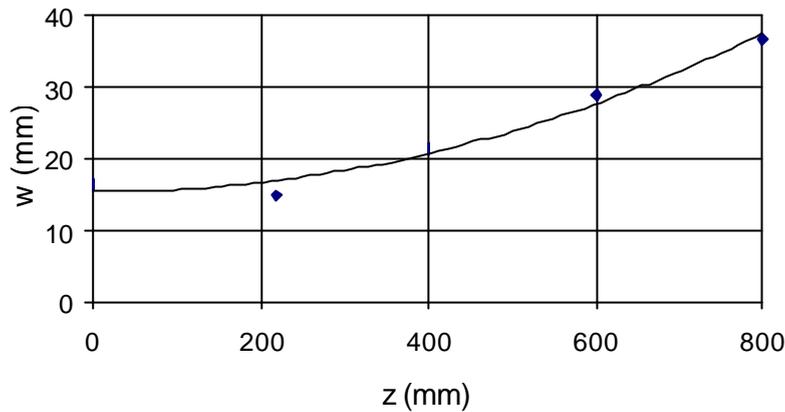


Figura 3.2.3.2. Propagación del haz a lo largo del eje z en la dirección x (vertical)

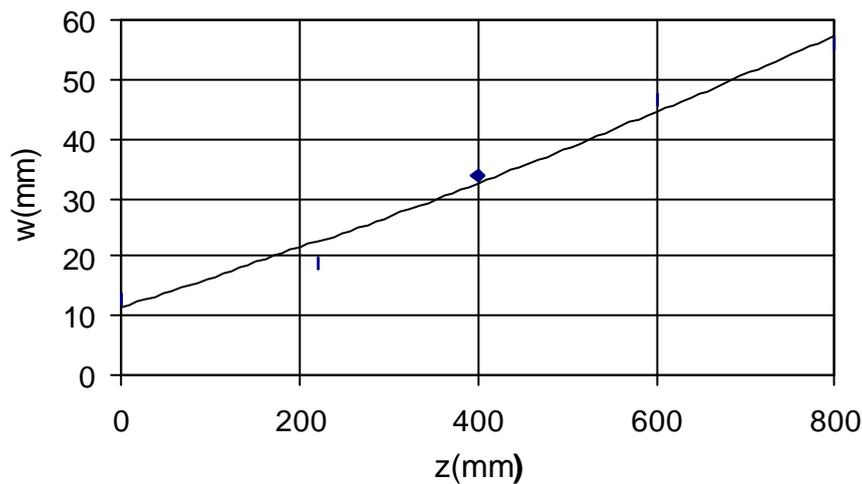


Figura 3.2.3.3. Propagación del haz a lo largo del eje z en la dirección y (horizontal)

La forma del haz es elipsoidal y tiene una cintura de haz en plano vertical $w_0=18.14$ mm a una distancia de 12.3mm de la ventana, hacia la parte interior del girotrón y en plano horizontal $w_0=23.15$ mm a una distancia de 179.6mm, hacia el exterior del girotrón.

El girotrón 2 tiene un haz del 96% de pureza y la cintura del haz en la plano vertical es de 18.14 mm a una distancia de 12.3 mm de la ventana del girotrón y en plano horizontal es de 23.15 mm a una distancia de 180 mm hacia el exterior.

3.3. Líneas de transmisión

La potencia de microondas es transmitida desde los girotrones hasta la cámara de vacío por medio de dos líneas de transmisión cuasi-ópticas, denominadas: QTL1 (Quasi-optical Transmission Line 1) y QTL2 (Quasi-optical Transmission Line 2). Las razones más relevantes para la elección de esta tecnología se detallan a continuación [6]:

- Espacio suficiente en la nave experimental del TJ-II para colocar sin problemas los soportes de los espejos y la protección biológica.
- La longitud de onda correspondiente a 53.2 GHz es de $\lambda = 5.64$ mm, que da lugar a tamaños de espejos razonables: 400×200 mm² para distancias entre espejos de 3 – 4 m. La densidad de potencia en los espejos es baja y no es necesario refrigerarlos.
- Simplicidad de diseño en cuanto a codos y componentes quasi-ópticos, como polarizadores.
- Se evitan las pérdidas por acoplamiento del haz gaussiano al modo HE₁₁ de la guía de ondas corrugada en la zona del girotrón y, al contrario, en la zona de lanzamiento.
- Tecnología ya probada con anterioridad en el Ciemat, en la máquina de fusión TJ-IU con muy buenos resultados.
- Costes más económicos que las guías de onda.

En la figura 3.3.1 se representa una vista superior de la posición de las líneas con respecto al TJ-II y a los dos girotrones.

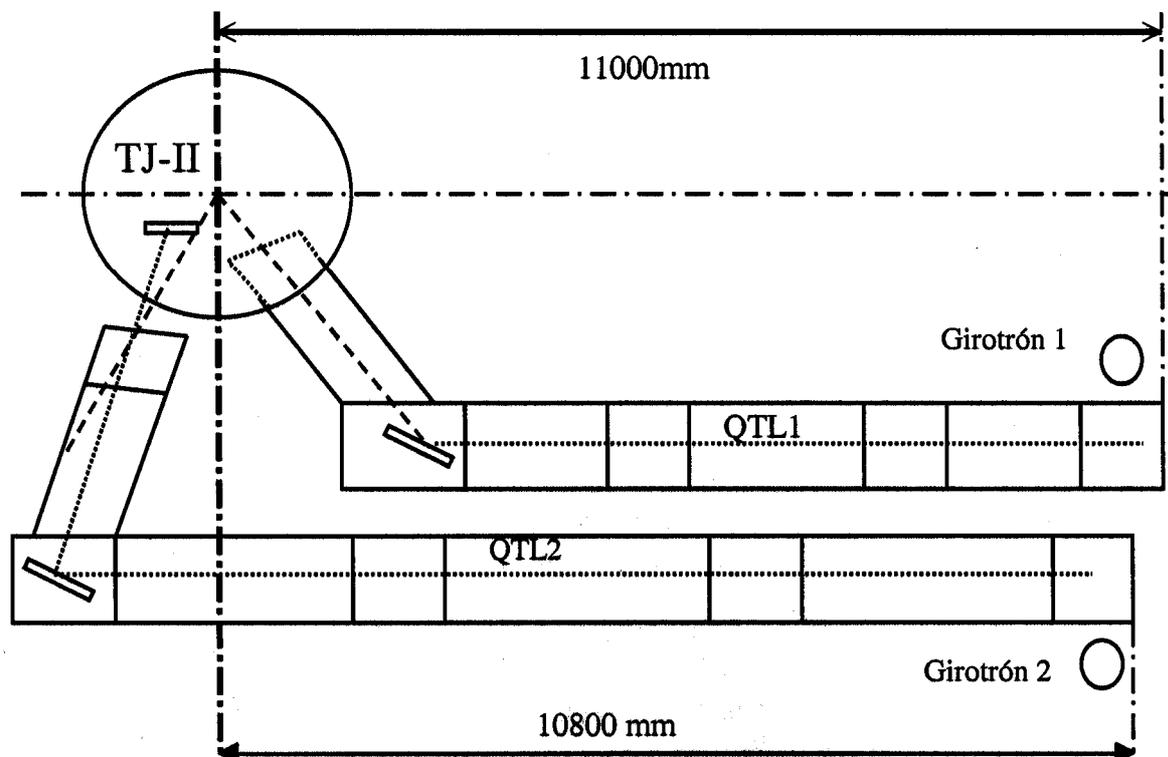


Figura 3.3.1. Esquema de la posición de las líneas de transmisión cuasi-ópticas QTL1 y QTL2 en la nave experimental del TJ-II.

Sistema actual de ECRH en el TJ-II

La primera línea, denominada QTL1, lanza las microondas a través de la ventana inferior B3, situada en el ángulo toroidal $\varphi=25.47^\circ$, con un ángulo de inyección fijo. Esta línea está formada por ocho espejos [7]. El primero de ellos es plano y para focalizar el haz hay cuatro espejos cilíndricos acoplados en parejas y tres más elipsoidales. Los parámetros actuales de los espejos de la primera línea de transmisión se resumen en la tabla 3.3.1: distancia entre espejos, tamaño de los espejos en plano vertical y horizontal, radios de curvatura de los espejos en ambos planos y la cintura del haz. La distancia entre la ventana del girotrón y el primer espejo es de 700 mm.

	Distancia entre espejos	Tamaño vertical	Tamaño horizontal	R _{vertical}	R _{horizontal}	W _{0vertical}	W _{0horizontal}
1	700	329	172	∞	∞	18.14	23.15
2	400	294	376	1523	1387	34.7	34.9
3	2940	396	167	2813	∞	39.4	
4	400	325	220	∞	1357		34.9
5	2940	362	257	∞	2132		47.4
6	400	434	230	2816	∞	29.2	
7	2435	279	449	740	3331	24.1	25.7
8	2400	473	317	2376	1117	33.3	32.4

Tabla 3.3.1. Parámetros de la primera línea de transmisión
(Todos los valores están dados en mm)

El haz está focalizado en la ventana del TJ-II para minimizar las pérdidas, y tiene un diámetro de aproximadamente 64 mm. La distancia desde la ventana al centro del plasma es de 700 mm, con lo cual, el haz diverge bastante en el recorrido y se tiene un tamaño de haz en la posición del centro del plasma de 10 cm.

La polarización del campo eléctrico es muy importante para obtener la máxima eficiencia de absorción en el plasma, como se explicó en el capítulo 2. Aunque en este caso tenemos polarización lineal, la dirección de la polarización se puede cambiar con los dos primeros espejos para adaptarla lo mejor posible a la excitación del modo X. El campo eléctrico en la ventana del girotrón está en el plano horizontal y después del segundo espejo puede formar un ángulo de 30° con respecto al plano vertical. De esta forma se consigue que el campo eléctrico de la onda y el campo magnético estático dentro de la cámara sean perpendiculares. En presencia del plasma hay fenómenos que afectan a la polarización, tales como la refracción y la rotación de Faraday, con lo cual, esta posición inicial teórica tiene que optimizarse con experimentos con plasma para encontrar el ángulo óptimo.

Las pérdidas a lo largo de la línea son debidas principalmente a pérdidas por truncamiento del haz en los espejos: un 7 %, otro 4% es debido a los lóbulos laterales de la radiación de salida del girotrón y el 1% restante es debido a la absorción en la ventana. En total tenemos un 12% de pérdidas.

Cada espejo está unido a un soporte y dicho soporte tiene un mecanismo que permite el alineamiento en plano vertical y en plano horizontal. El alineamiento axial se hizo con un láser colocando espejos en el rango del visible en la parte central de los

mismos. El ajuste y la comprobación final se llevó a cabo a alta potencia con papel termográfico. Una imagen de la forma del haz en la ventana del TJ-II se puede ver en la figura siguiente (figura 3.3.2).

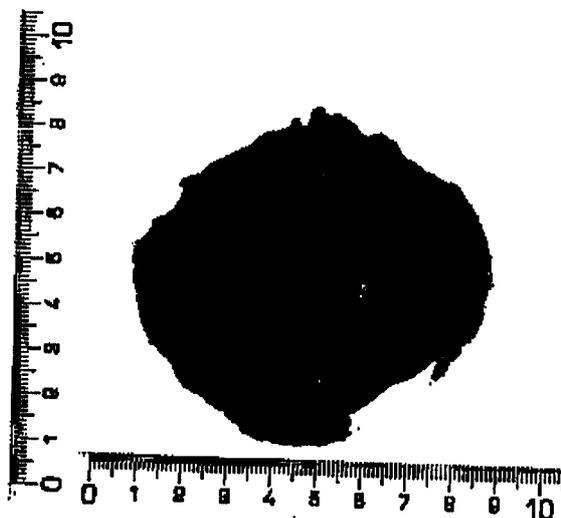


Figura 3.3.2. Medida de la forma del haz de microondas con papel termográfico en la ventana B3 inferior del TJ-II.

La segunda línea, QTL2, lanza las microondas a través de la ventana lateral A6, situada en el ángulo toroidal $\varphi=64.25^\circ$. Tiene 10 espejos, uno de los cuales está dentro de la cámara y es móvil. El ángulo de inyección se puede cambiar con el espejo interno para llevar a cabo experimentos de producción de corriente no inductiva y calentamiento en el eje y fuera del eje. El haz es focalizado en el centro del plasma y el tamaño del radio del haz es de 9.5 mm [7]. En la tabla 3.3.2 se resumen los parámetros principales del haz y de los espejos de esta línea.

	Distancia entre espejos	Tamaño vertical	Tamaño horizontal	R _{vertical}	R _{horizontal}	W _{0vertical}	W _{0horizontal}
1	700	329	172	∞	∞	18.14	23.15
2	400	294	376	1682	1430	43.0	38.0
3	4200	527	304	4383	∞	45.41	
4	400	462	360	∞	1730		35.8
5	4200	397	348	∞	1781		41.6
6	400	460	296	4060	∞	45.6	
7	4200	281	432	1515	2469	28.5	26.2
8	2865	456	323	2821	1301	39.9	40.3
9	3000	261	185	1965	982	30.2	29.3
10	1535	188	168	504	393	9.5	9.5

Tabla 3.3.2. Parámetros de los espejos de la segunda línea de transmisión. Todos los valores vienen dados en mm.

Las pérdidas totales a lo largo de la línea son del 14%. En comparación con la primera línea, el aumento de las pérdidas es debido principalmente a la difracción, ya que

hay más espejos. El plano de polarización puede modificarse de la misma forma que en la QTL1 por medio de los dos primeros espejos.

3.4. Deficiencias

Aunque con la línea QTL1 se puede formar y calentar el plasma (de hecho, los primeros plasmas se consiguieron con esta línea [8]), no tiene suficiente flexibilidad para llevar a cabo experimentos interesantes de ECRH y ECCD. Las microondas se lanzan con un ángulo fijo, con lo cual no se puede hacer calentamiento en el eje y fuera del eje. No se puede corregir el lanzamiento para cada configuración magnética. Además, genera una corriente en el plasma constante de unos 0.5 KA.

Tampoco se tiene la posibilidad de cambiar la polarización del haz. Actualmente sólo se puede variar la dirección del vector eléctrico de 0° a 30° , pero no se puede cambiar la polarización. Como se señaló en el capítulo anterior, la eficiencia de absorción en el segundo armónico mejora con la polarización elíptica.

Otro aspecto importante es la medida en tiempo real de la potencia suministrada por el girotrón en cada descarga. Ahora se tiene una caracterización del régimen del girotrón según los parámetros de operación, pero no hay una medida precisa de la potencia suministrada al plasma en cada disparo. Esta medida es muy importante para la interpretación de los datos experimentales de los diagnósticos.

REFERENCIAS

- [1] C.Alejaldre, J.Alonso et al. “*TJ-II Project: A Flexible Helic Stellarator*”. Fusion Technology 17, pp.131-139, January 1990.
- [2] V.Tribaldos, J.A.Jimenez, J.Guasp and B.Ph.Van Milligen “*Electron cyclotron heating and current drive in the TJ-II stellarator*”. Plasma Physics and Control Fusion 40 (1998), pp. 2113-2130
- [3] K.Likin, C.Alejaldre et al. “Concept of transmission lines for ECRH and ECCD experiments on the TJ-II stellarator”. Proceedings of the 10th International Conference on Stellarators. Madrid. 1995.
- [4] R.Martín, K.Likin, A.Fernández, N.Matveev and J.R.Cepero. “*Complex for ECRH and ECCD experiments on TJ-II*”. Proceedings of the 20th Symposium on Fusion Technology. Marseille, France, 1998.
- [5] A. Fernández, K.Likin and R.Martín “*Measurements of the gyrotron frequency spectrum*”. Proceedings of the 24th International conference on Infrared and Millimeter Waves. Monterey, USA, septiembre 1999.
- [6] M.Sorolla, R.Martín et al. “*Beam Waveguide for ECRH at TJ-II*”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol 18, N°6, pp 1161-1168. Junio 1997.
- [7] A.Fernández, K.Likin et al. “*Quasioptical transmission lines at TJ-II stellarator*”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol 21, N°12, pp.1945-1957. Diciembre 2000
- [8] C.Alejaldre, L.Almoguera et al. “*First Plasmas in the TJ-II flexible Helic*”. Plasma Physics Controlled Fusion 41 (1999), pp A539-A548

Capítulo 4 Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica

Para mejorar las condiciones de calentamiento y para tener más flexibilidad en los experimentos, se ha diseñado una línea de transmisión nueva basada también en cuasi-ópticas [1]. En el presente capítulo se describe esta línea.

4.1. Trazado de la línea

El camino que recorren las microondas se ha mantenido prácticamente igual al de la actual línea QTL1, con el cambio apropiado para poder lanzar las microondas por el puerto lateral B3. Una vista lateral del trazado de la línea se puede ver en la figura 4.1.1. La línea consta de 10 espejos, de los cuales uno está en el interior de la cámara.

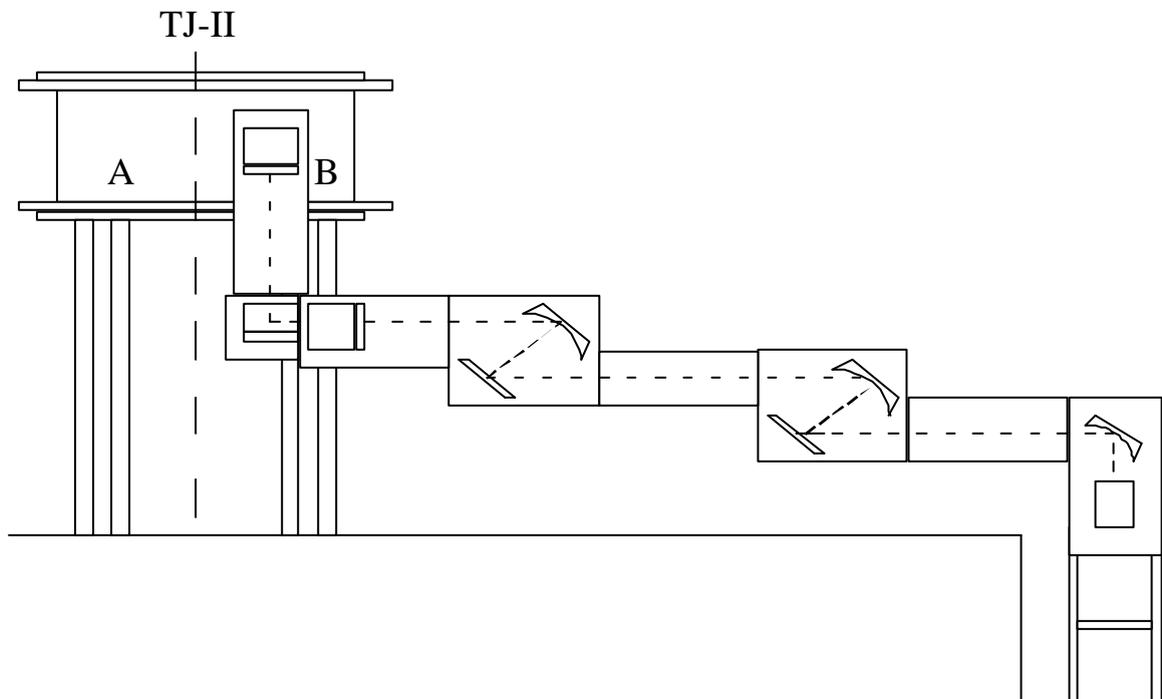


Figura 4.1.1. Vista lateral de la nueva línea de transmisión cuasi-óptica para el TJ-II.

Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica

En la figura 4.1.2 se presenta un esquema con las distancias entre espejos y los ángulos de incidencia en cada espejo. La longitud total que recorren las microondas es aproximadamente de 18 m. La distancia mayor entre espejos es unos 4 m y los ángulos de incidencia son, la mayoría, de 45° .

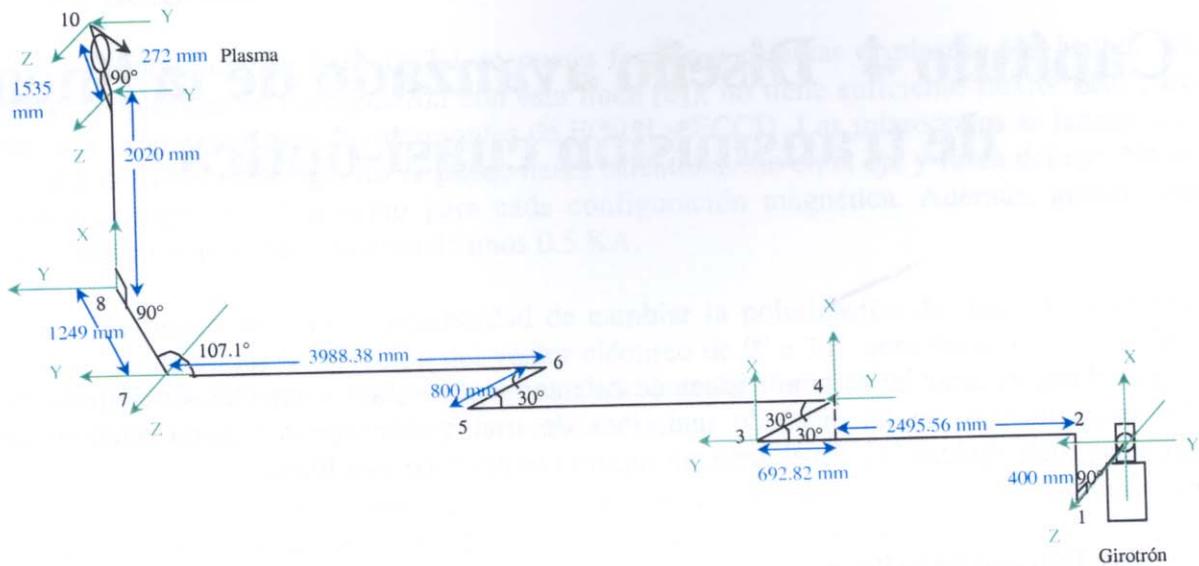


Figura 4.1.2. Esquema de distancias entre los espejos y los ángulos de incidencia.

Una fotografía de la parte final de la línea de transmisión en el sector B3 del TJ-II se puede observar en la figura 4.1.3.

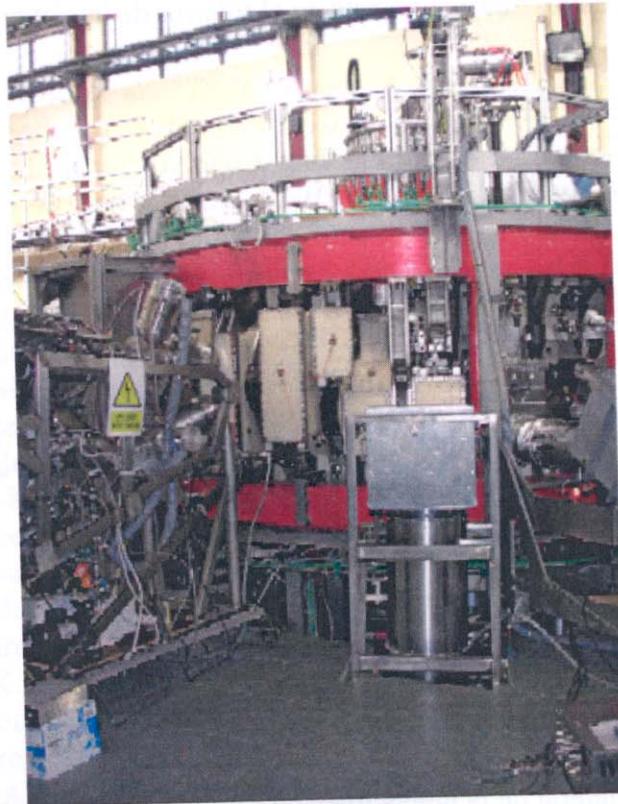


Figura 4.1.3. Fotografía de la línea de transmisión QTL1 en el sector B3 del TJ-II.

4.2. Características del haz gaussiano

Una vez decidido el trazado, tenemos como parámetros de diseño fijos los siguientes:

- radiación de salida del girotrón: tamaño y posición de la cintura del haz,
- tamaño del haz en la ventana del TJ-II para hacer las pérdidas mínimas y evitar también reflexiones,
- tamaño del haz en el plasma para que sea simétrico con la otra línea QTL2.

Se ha diseñado la mayor parte de la línea con una disposición 2 apartado 2.1.3.3). En esta disposición la distancia entre dos espejos es igual a la suma de sus distancias focales. La ventaja que presenta es que es independiente de la longitud de onda, con lo cual, es posible una transmisión con un amplio ancho de banda. Tomando la

$$w_0^2 = \frac{I \cdot f}{p} \quad (4.1)$$

y teniendo en cuenta que $f = D/2$ siendo D la distancia entre espejos, se puede fijar el w_0 para las distancia más largas. Entre los espejos 3-5, 5-7 y 7-8 tenemos 3988.38 mm, que dan un $w_0 = 59.8$ mm. A partir de este dato, los valores de los w_0 de salida del girotrón y el requerido en el interior de la cámara se calcula toda la línea.

En el nuevo diseño se han utilizado 10 espejos metálicos para transmitir el haz gaussiano desde la fuente hasta el plasma. 8 de ellos son elípticos y los otros dos son planos. Se ha conseguido un w_0 en el centro del plasma para la configuración estándar de 9.5 mm, igual que el que consigue la línea QTL2. Para ello es necesario focalizar el haz por medio de un espejo en el interior de la cámara. También se ha colocado la cintura del haz en la ventana del TJ-II para disminuir las reflexiones. El diámetro de la ventana es de 100 mm y el $w_0=30.1$ mm aproximadamente en ese punto. El tamaño de los w_0 en los tramos intermedios de la línea está en torno a los 60 mm. El tamaño del haz máximo es de 85 mm en el espejo 7.

El haz de salida del girotrón es un haz gaussiano con el 96 % de pureza, pero no es circular, sino que tiene una sección transversal elíptica (es un haz astigmático, ver figura 4.2.1). Por eso se distingue en los dos primeros espejos las dos direcciones del plano transversal (XY) a la dirección de propagación (Z). Según los ejes de coordenadas de la figura 4.1.2 tenemos un $w_0=18.14$ mm en dirección X y un $w_0=23.15$ mm en dirección Y. La ventana del girotrón se ha tomado como referencia, aunque los w_0 de la radiación de salida no están situados en la misma. La distancia entre la ventana del girotrón y el primer espejo es de 700 mm. En la dirección Y (horizontal) el w_0 está fuera del girotrón y en la dirección X (vertical) está dentro. A partir del segundo espejo se corrige el astigmatismo y el haz tiene una sección circular.

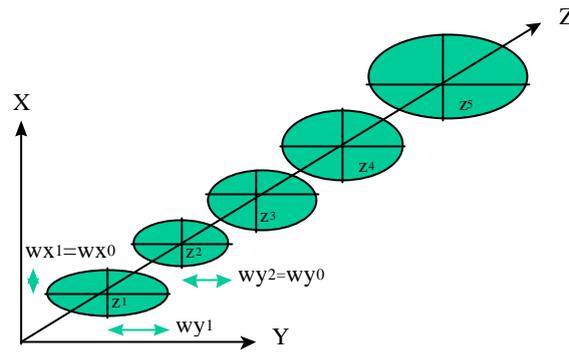


Figura 4.2.1. Esquema de las secciones transversales del haz astigmático de salida del girotrón. La ventana del girotrón estaría situada en $z_1 < z < z_2$ y las cinturas de haz w_{x0} y w_{y0} estarían situados en $z_{0x}=z_1$ y $z_{0y}=z_2$ respectivamente.

El tamaño de las cinturas del haz a la entrada y salida de cada espejo, la distancia de los mismos con respecto a los espejos y el tamaño del haz en cada espejo se resumen en la siguiente tabla (tabla 4.2.1).

Nr.	distancia entre espejos	$w_{0entrada}$	distancia w_{0ent} - espejo	w_{espejo}	$w_{0salida}$	distancia w_{0sal} - espejo
1	700.0	18.14	712.3	72.7	48.0	-1461.7
		23.15	520.4	46.5	18.0	-431.1
2	400.0	48.0	1861.7	84.5	59.8	1992.3
		18.0	831.1			
3	3188.4	59.8	1196.1	69.7	59.8	-1193.5
4	800.0	59.8	1993.5	84.6	59.8	1993.5
5	3188.4	59.8	1194.9	69.7	59.8	-1192.4
6	800.0	59.8	1992.4	84.5	59.8	1992.4
7	3988.4	59.8	1996.0	84.6	83.9	519.6
8	1249.0	83.9	729.4	85.3	27.6	1242.6
9	2020.0	27.6	777.4	57.6	30.1	823.2
10	1535.0	30.1	711.8	52.0	9.5	272.0
Plasma	272.0	9.5				

Tabla 4.2.1. Distancias, posición de los w_0 y tamaño del haz. Dimensiones en mm. Las distancias son positivas en la dirección de propagación.

Se han hecho los cálculos utilizando las fórmulas de propagación de haces gaussianas (ver capítulo 2, apartados 2.1.3.2 y 2.1.3.3).

4.3. Características de los espejos

Los dos primeros espejos correctores de fase transforman el haz astigmático de gaussiano con sección circular. Esto es importante, por una parte, para tener en el resto de la línea un haz axisimétrico, y, por otra, si se cambia el girotrón, sólo cambiando estos dos espejos se puede volver a conseguir el mismo haz a la salida, sin necesidad de tener que cambiar toda la línea.

La corrección del astigmatismo se consigue en este caso con un espejo hiperbólico y un espejo elipsoidal. Las características de los espejos se resumen en la siguiente tabla (tabla 4.3.1).

Espejo	1° Hiperboloide	2° Elipsoide
Distancia focal plano incidencia	1075.2	714.7
Distancia focal plano perpendicular	-1904.4	1626.1
Tamaño plano incidencia	400	500
Tamaño plano perpendicular	240	350

Tabla 4.3.1. Características de los dos primeros espejos. Dimensiones en mm.

Las superficies de los espejos cuando se tiene un haz astigmático se pueden calcular mediante la siguiente fórmula [3]:

$$z = h_{20}x^2 + h_{02}y^2 + h_{12}xy^2 + h_{03}x^3 \quad (4.2)$$

donde:

$$h_{20} = \frac{1}{4 \cdot \cos \mathbf{q}} \cdot \left(\frac{1}{r_{xi}} - \frac{1}{r_{xo}} \right)$$

$$h_{02} = \frac{\cos \mathbf{q}}{4} \cdot \left(\frac{1}{r_{yi}} - \frac{1}{r_{yo}} \right)$$

$$h_{12} = -\frac{\tan \mathbf{q}}{4} \cdot \left(\frac{1}{r_{xi}^2} - \frac{1}{r_{xo}^2} \right) + \frac{\tan \mathbf{q}}{8} \cdot \left(\frac{1}{r_{xi}} - \frac{1}{r_{xo}} \right) \cdot \left(\frac{1}{r_{yi}} - \frac{1}{r_{yo}} \right) \quad (4.3)$$

$$h_{03} = -\frac{\cos \mathbf{q} \cdot \sin \mathbf{q}}{8} \cdot \left(\frac{1}{r_{yi}^2} - \frac{1}{r_{yo}^2} \right)$$

siendo r_i el radio de curvatura de la fase del haz incidente y r_o el radio de curvatura de la fase del haz reflejado. Cuando h_{12} y h_{03} son igual a cero tenemos una superficie toroidal. Las coordenadas se han elegido de tal forma que x es la correspondiente al plano de incidencia del espejo y y al plano perpendicular.

Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica

Para los espejos 1 y 2 los coeficientes de las ecuaciones (4.3) se encuentran resumidos en la siguiente tabla (tabla 4.3.2).

Coefficientes	Espejo 1	Espejo 2
h_{20}	-1.85×10^{-4}	2.17×10^{-4}
h_{02}	1.64×10^{-4}	2.47×10^{-4}
h_{12}	0	0
h_{30}	-7.85×10^{-8}	-7.85×10^{-8}

Tabla 4.3.2. Coeficientes de la superficie de los dos primeros espejos de la línea.

Se han estimado las posibles distorsiones del haz calculando el campo radiado mediante un código numérico basado en la integral de Frensel-Kirchoff, que calcula el campo a partir de las corrientes en la superficie del espejo [4]. Ver también capítulo 2, apartado 2.1.3.4. Se ha demostrado que la distorsión es mínima. Los modos de orden superior que aparecen se resumen en la tabla 4.3.3.

Modo	Potencia
TEM ₀₀	0.9882
TEM ₀₁ ^{cross} (Espejo 1)	0.0010
TEM ₀₁	0.0021
TEM ₁₀ ^{cross} (Espejo 2)	0.0033
TEM ₁₀	0.0002
TEM ₂₁	0.0043

Tabla 4.3.3. Análisis de modos superiores generados por la distorsión de los dos primeros espejos.

En la figura 4.3.1 se puede ver la amplitud del campo radiado por el primer espejo obtenido con el código numérico.

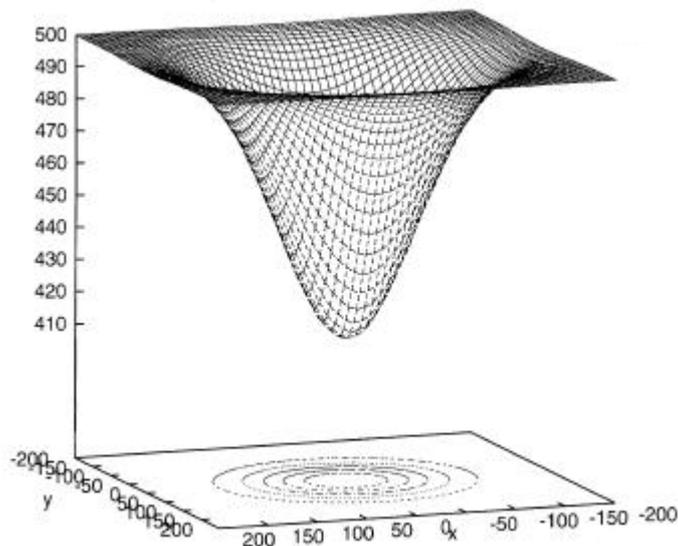


Figura 4.3.1. Amplitud del campo radiado por el primer espejo.

La proyección en el plano XY indica la forma gaussiana del haz.

En la figura 4.3.2 se refleja la amplitud del campo radiado por el girotrón, el primer y segundo espejo y a la salida del segundo espejo, a una distancia de 2m.

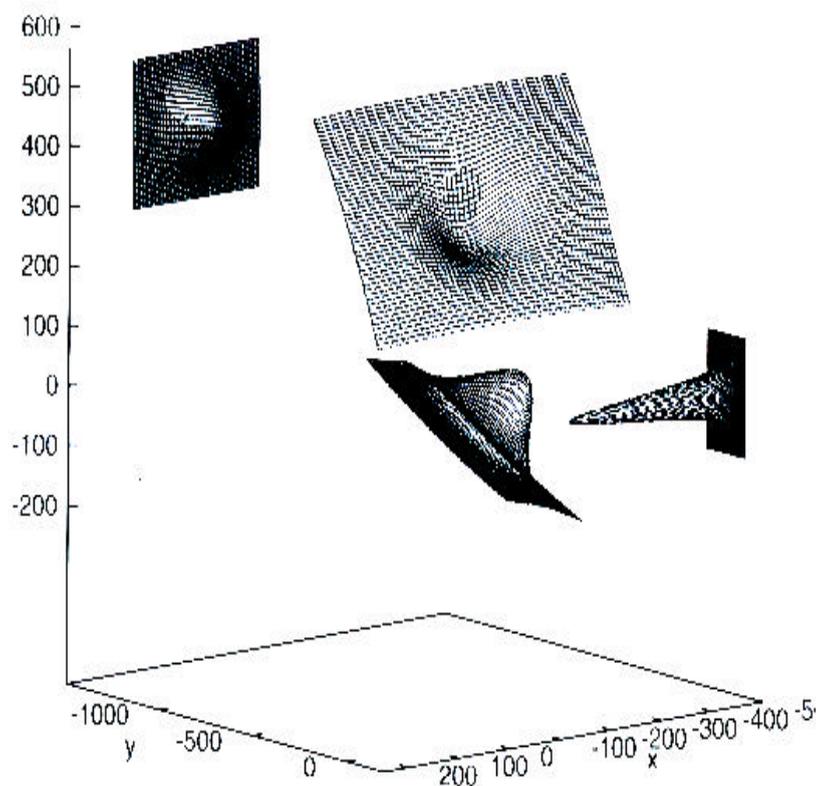


Figura 4.3.2. Amplitud de los campos radiados del girotrón, primer espejo y segundo espejo. Los ejes de coordenadas indican las distancias en mm y se ha tomado como origen el centro del primer espejo.

La fabricación de los espejos focalizadores ha progresado mucho en los últimos años. En general, las curvaturas deseadas son mucho mayores que las que se pueden conseguir con métodos tradicionales de pulido óptico aplicadas a materiales duros y se emplea directamente la mecanización directa del metal. Los espejos pequeños se pueden rotando la pieza entera alrededor del eje de simetría. Actualmente se han desarrollada máquinas de control numérico en las que es fácil programar directamente la superficie en cuestión. Para espejos grandes es conveniente utilizar este tipo de máquinas con un cortador esférico. Tampoco es difícil fabricar los espejos de forma toroidal si se comprueba que la distorsión del campo es prácticamente igual que con una superficie más compleja, y la facilidad de mecanización es mucho mayor. Es importante tener una gran precisión en la fabricación de la superficie para evitar errores en la fase. Las tolerancias suelen estar en torno a los 0.05mm).

En la figura 4.3.3 se observan los dos primeros espejos tal y como están colocados

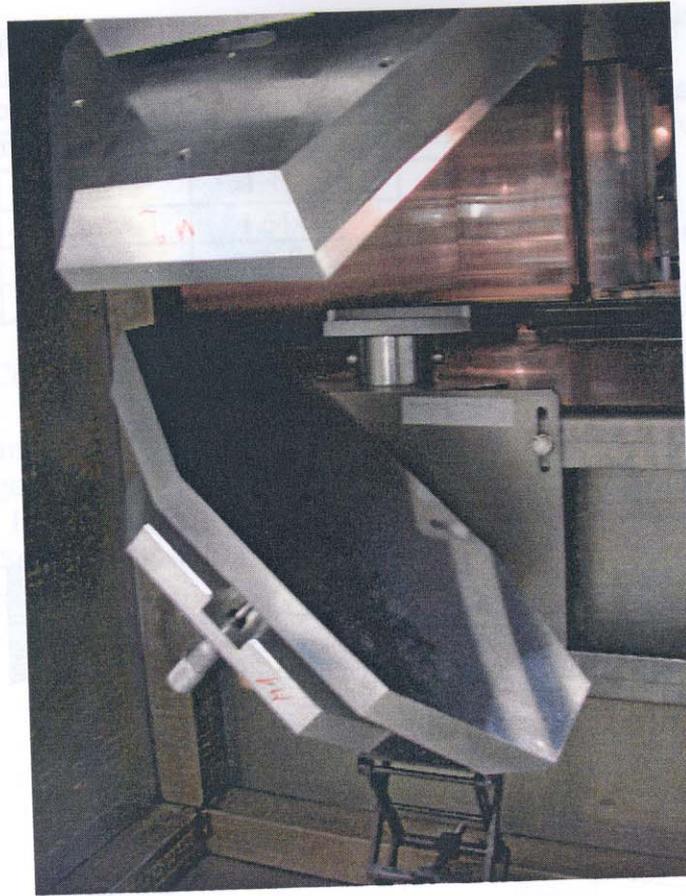


Figura 4.3.3. Fotografía de los dos primeros espejos.

Los espejos 3 y 5 son planos, ya que son los polarizadores, que se verán con más detalle en la sección siguiente.

El resto de los espejos son elipsoidales. Sus características se resumen en la tabla 4.3.4.

ESPEJO	4	6	7	8	9	10
Distancia focal	1994.28	1994.28	3521.66	1304.99	533.82	222.82
Tamaño plano incidencia	400	400	500	500	320	190
Tamaño plano perpendicular	350	350	350	350	240	170

Tabla 4.3.4. Características principales de los espejos. Dimensiones en mm.

Como ejemplo de cálculo de uno de estos espejos, tomemos el espejo n° 8. Los datos de diseño:

- w_0 del haz incidente: $w_{01}=83.9\text{mm}$
- distancia del w_{01} al espejo: $d_1=729.4\text{mm}$
- w_0 del haz reflejado: $w_{02}=27.6\text{mm}$
- distancia del w_{02} al espejo: $d_2=1242.6\text{mm}$

El espejo es un corrector de fase, con lo cual, hay que obtener los radios de curvatura de los haces incidente y reflejado a partir de los datos anteriores y de las fórmulas fundamentales de propagación del haz gaussiano (ver capítulo 2, apartado 2.1.3.1.2).

$$R_1 = d_1 \cdot \left(1 + \left(\frac{p \cdot w_{01}^2}{I \cdot d_1} \right)^2 \right) = 21807 \text{ mm} \text{ y } R_2 = 1387.5 \text{ mm}$$

Utilizando la fórmula de transformación de un haz gaussiano por una lente delgada (ver capítulo 2, apartado 2.1.3.2) obtenemos la distancia focal del espejo:

$$f = 1304.5 \text{ mm}$$

que nos da los radios de curvatura de la superficie en el plano de incidencia en función de la distancia focal [5]:

$$R_{\parallel} = \frac{2 \cdot f}{\cos \mathbf{q}} \tag{4.4}$$

y en el plano perpendicular:

$$R_{\perp} = 2 \cdot f \cdot \cos \mathbf{q} \tag{4.5}$$

El elipsoide de revolución sobre el que se asienta la superficie (ver esquema en la figura 4.3.4) viene dado por la expresión en coordenadas cartesianas:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2 + z^2}{b^2} = 1 \tag{4.6}$$

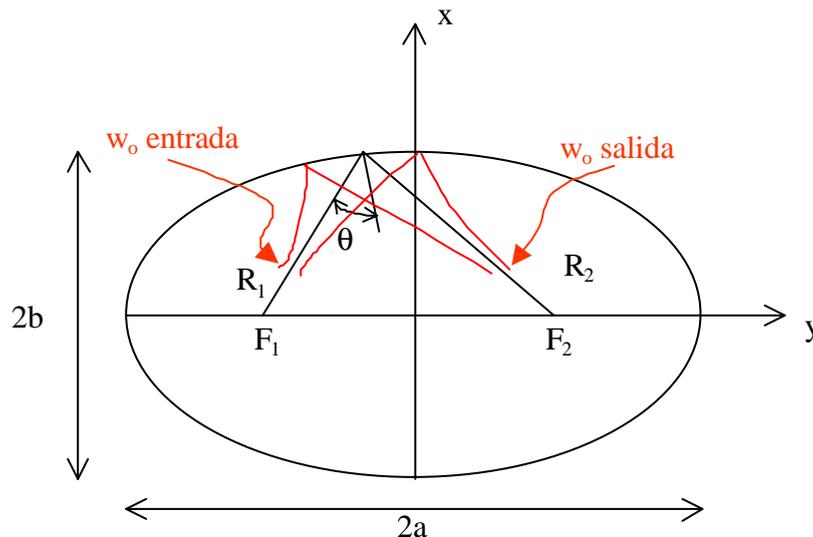


Figura 4.3.4. Elipsoide de revolución donde se asienta la superficie del espejo.

Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica

donde $a = \frac{1}{2}(R_1 + R_2) = 2785\text{mm}$ es el eje mayor,

$b = \sqrt{a^2 - c^2} = 1531\text{ mm}$ el eje menor

y $c = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{R_1^2 + R_2^2 - 2 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot \cos 2q} = 2326\text{mm}$

siendo θ el ángulo de incidencia, que en este caso es de 45° .

El espejo 10, que está colocado en el interior de la cámara de vacío, se ha diseñado para focalizar el haz en el centro del plasma con un $w_0 = 9.5\text{ mm}$ a 272 mm del espejo para una configuración de referencia. Esto significa que los ángulos en el plano de incidencia y en el plano perpendicular son: 28° y 3° respectivamente. El objetivo de este espejo es poder cambiar el punto de deposición de la potencia. Al modificar la posición con la de referencia, como ocurrirá cuando se cambie de configuración magnética, o cuando se quiere calentar fuera de eje, se modifica igualmente el tamaño del haz y la posición de focalización, Teniendo en cuenta las distorsiones que se producen en el haz debido a su refracción y difracción en su paso a través del plasma, el error cometido no es relevante.

En la figura 4.3.5 se puede ver la posición del espejo 10 dentro de la cámara del TJ-II:

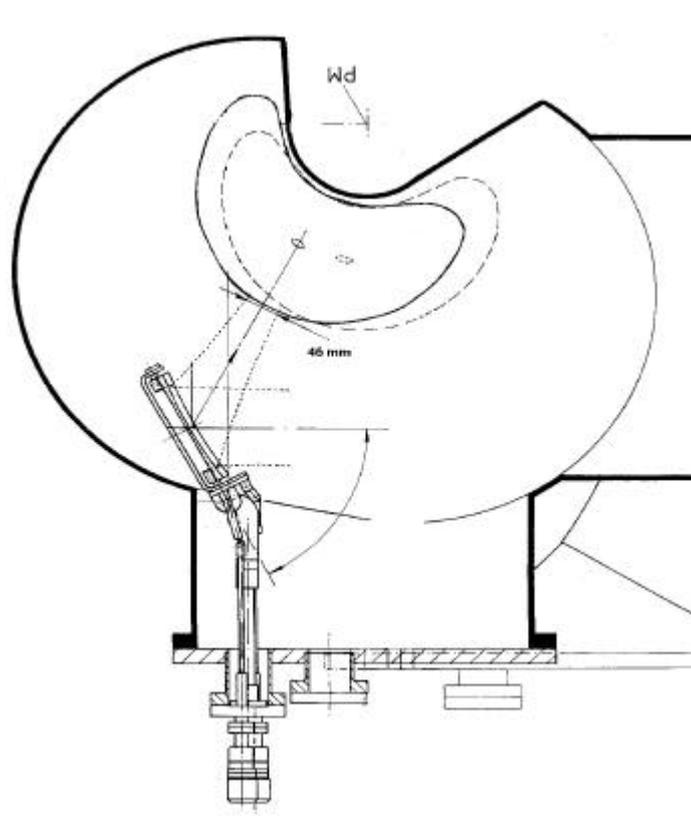


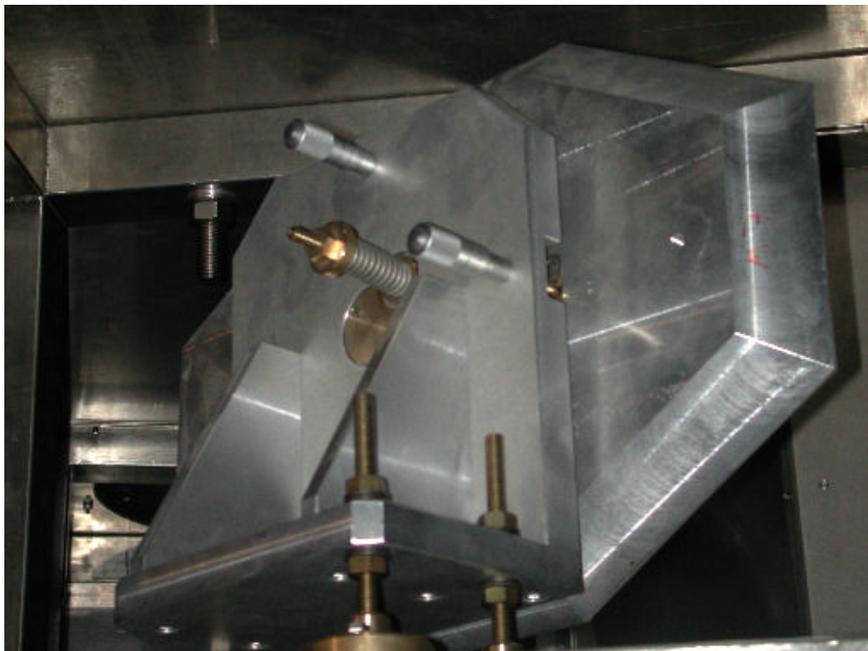
Figura 4.3.5. Posición del espejo interno dentro de la cámara de vacío del TJ-II.

Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica

Todos los espejos están fabricados en aluminio, excepto el espejo 10. Para el espejo 10, al ir dentro de la cámara, es recomendable utilizar otro material, que puede ser acero inoxidable o grafito, ya que desprenden menos impurezas. Otra posibilidad es recubrirlo con una capa de oro, pero resulta mucho más caro.

El tamaño de los espejos se ha elegido 3.5 veces el tamaño del haz sobre el espejo para tener unas pérdidas por truncamiento del haz razonables, menores al 0.1 % [6]. Para el espejo 10 se han tomado unas dimensiones más pequeñas debido a las restricciones de espacio dentro de la cámara de vacío.

Los espejos van sujetos a una placa soporte que permite la orientación del espejo en dos ejes mediante tornillos micrométricos, así como el ajuste de la distancia entre el centro del espejo y la pared de fijación en un rango de 230-280 mm. Esta sujeción proporciona estabilidad mecánica a largo plazo. En la figura 4.3.6 se puede ver una fotografía donde se muestra la sujeción de los espejos.



La forma de sujeción del espejo 10 también es diferente, se puede mover en dirección toroidal y poloidal por medio de unos manipuladores (ver figura 4.3.4) dirigidos por unos motores. Los motores se controlan por medio de un programa especialmente diseñado para ello. La precisión del movimiento es de 0.5° en el plano toroidal y 0.02° en el poloidal.

Antes de colocar el espejo 10 en el interior de la cámara hay que calibrarlo en el laboratorio para comprobar que las posiciones mecánicas son las indicadas por el programa que controla los motores. Para ello se ha diseñado un soporte especial. El espejo es colocado encima del soporte con la brida. Un esquema del montaje para la calibración se puede ver en la figura 4.3.7. El láser es alineado con respecto a esta brida con una pantalla

donde se coloca un espejo de visible. Una vez alineado el haz del láser, se dirige hacia el centro del espejo para encontrar las posiciones de referencia: ángulo toroidal = 0° y ángulo poloidal = 0° . Para medir el ángulo toroidal se colocó una pantalla enfrente del espejo con un agujero que permite pasar el haz del láser. La pantalla tiene un papel milimetrado donde se puede ir midiendo el haz reflejado. El ángulo poloidal se midió con métodos mecánicos utilizando un transportador de ángulos.

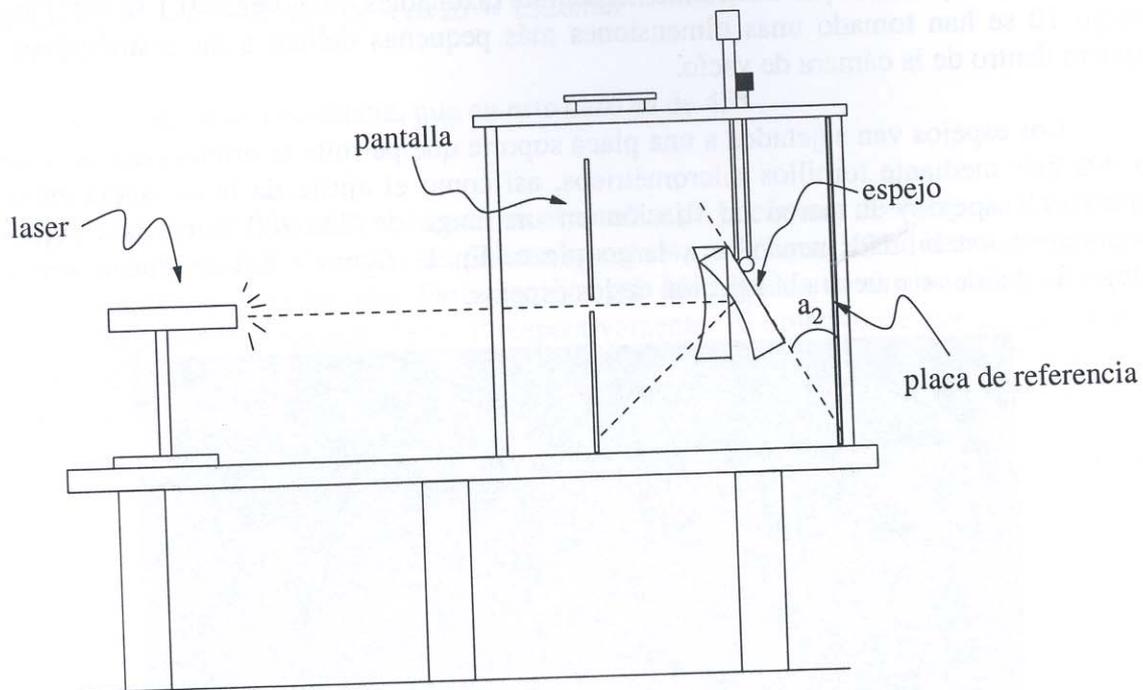


Figura 4.3.7. Montaje para la calibración del espejo interno.

Una vez calibrado, el espejo se monta en el interior de la cámara de vacío del TJ-II. Para linearlo se utilizar un láser, que a su vez ha sido alineado con la brida de la ventana. Con la referencia de la brida se puede alinear el resto de los espejos.

4.4. Polarizadores

Para el caso de calentamiento ECRH en segundo armónico y para excitar un modo X, como es el caso del TJ-II, se necesita una polarización elíptica con una inclinación de su eje mayor apropiada (ver capítulo 2, apartado 2.1.2). Por una parte, la onda tiene polarización lineal a la salida del girotrón, y, por otra parte, los espejos de la línea de transmisión afectan la polarización de la onda, con lo cual, se necesitan polarizadores que consigan la polarización adecuada.

Dentro de las posibilidades que se ofrecen (ver [7]), se ha elegido un par de espejos corrugados (figura 4.4.1). Colocando estos espejos en dos posiciones donde se puedan poner dos espejos planos, no hace falta añadir ningún componente adicional.

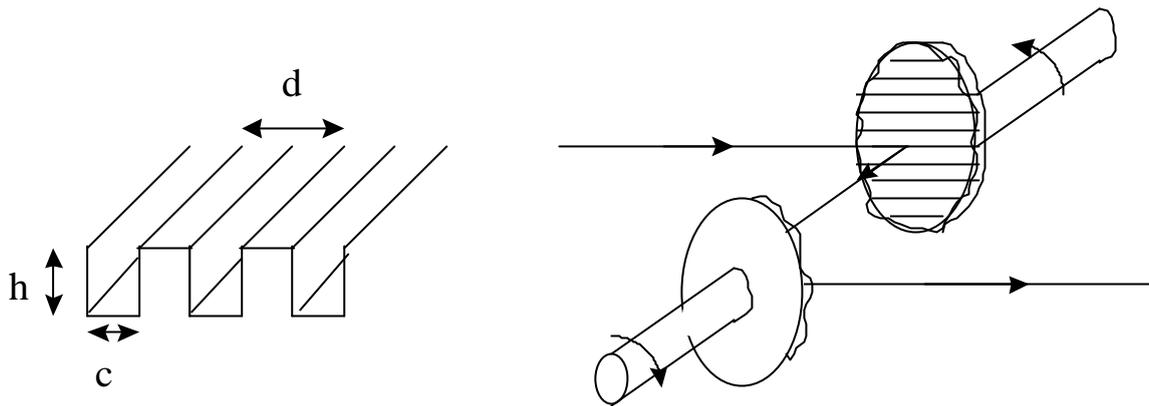


Figura 4.4.1. Esquema de una estructura corrugada y de un polarizador formado por dos espejos corrugados

El primer espejo rota la polarización lineal incidente y el segundo espejo consigue la polarización elíptica requerida. La componente del campo eléctrico paralela a las corrugaciones no penetra en ellas si su anchura, c (ver figura 4.4.1), es menor que $\lambda/2$ (guía de ondas por debajo del corte), mientras que la otra componente se propagará hasta el fondo de las corrugaciones antes de reflejarse. Esto provoca un desfase entre ambas componentes dependiente de la profundidad de corrugación. Si la profundidad de $\lambda/4$ (primer espejo) tendremos un desfase de 180° y la polarización lineal es rotada un ángulo 2Φ , donde Φ es el ángulo de orientación de las corrugaciones con respecto a la polarización inicial. En el segundo espejo tendremos una profundidad de $h=\lambda/8$, que provoca un desfase relativo de 90° y la salida está elípticamente polarizada. Con una conveniente combinación de la posición de ambos polarizadores se puede conseguir

Para el caso de alta potencia no se pueden hacer corrugaciones cuadradas tal y como se muestra en la figura anterior, ya que hay posibilidad de que se formen arcos eléctricos. Hay que suavizar los contornos y se pasa a una estructura de tipo cosenoidal. Con esta estructura se presenta el problema de que el campo penetra un poco en la corrugación. Para corregir este efecto se toma una amplitud un poco menor. El valor de la amplitud se ha calculado a partir de unas medidas en el laboratorio para polarizadores ya construidos, a la frecuencia de 70 y 140 GHz. En principio es suficiente con una ley de escala, pero se confirma con las medidas a baja potencia para la frecuencia de 53.2 GHz. La elección del periodo también es importante para evitar reflexiones Bragg [8]. El perfil calculado tiene la forma que se indica en la tabla 4.4.1.

Polarizador	Amplitud	Periodo
Girador (3)	1.065	3.381
Elíptico (5)	0.738	3.381

Tabla 4.4.1. Perfil de los polarizadores. Dimensiones en mm.

Un esquema del perfil se puede ver en la figura 4.4.2.

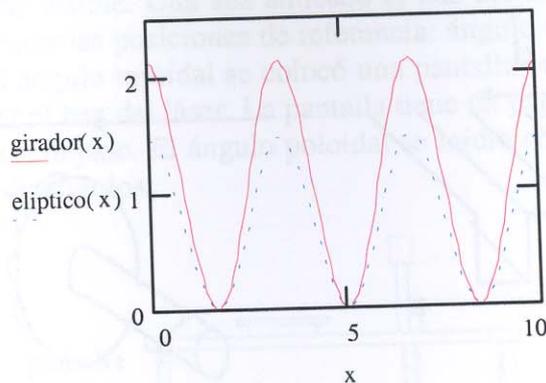


Figura 4.4.2. Perfiles de los espejos corrugados. Girador de la polarización (rojo) y polarizador elíptico (puntos azules).

Cuando la polarización es elíptica el campo está formado por dos modos TEM_{00} perpendiculares entre sí y totalmente independientes, de tal forma que no se distorsiona la forma del campo.

El tamaño del haz en los polarizadores es de $w=69.7$ mm y se ha elegido un tamaño de los espejos de 280 mm de diámetro, aproximadamente 4 veces el valor del radio del haz en los espejos.

Uno de los polarizadores se puede ver en la fotografía de la figura 4.4.3.



Figura 4.4.3. Fotografía del polarizador elíptico en su soporte en la línea de transmisión.

Los polarizadores se pueden rotar alrededor del eje de la normal a la superficie por medio de un motor. El ángulo se mide con un potenciómetro de precisión. Igual que en el resto de los espejos, el soporte permite el alineamiento en los dos ejes.

4.5. Medidas de potencia

Para hacer una estimación de la potencia de salida del girotrón en cada disparo, se ha diseñado un par de espejos con un acoplador direccional integrado. Una pequeña parte de la potencia de microondas que incide en el espejo es acoplada en la guía de ondas. Debido al diseño simétrico del dispositivo también es posible detectar la posible potencia reflejada que vuelve a la fuente. Es importante controlar esta potencia reflejada porque provoca inestabilidades en el funcionamiento del girotrón. Se puede diseñar un sistema de control que permita cortar el girotrón si la señal de potencia reflejada excede cierto valor

El primer espejo que lleva esta estructura es el segundo. Se ha elegido este espejo porque tiene un radio de curvatura suficientemente grande y está próximo al girotrón. Se desestima el primer espejo porque es divergente y puede dar lugar a mayores errores. La guía monomodo que se utiliza es una guía rectangular. La anchura de la guía se elige de tal forma que la constante de propagación sea igual al vector de onda del haz con el ángulo de incidencia en el espejo [9]:

$$k_z = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{l}{2a}\right)^2} \quad (4.7)$$

Posteriormente, mediante una transición, se llega a la dimensión estándar de la banda. El ángulo de incidencia en el segundo espejo es de 45° , que fija la anchura de la guía en $a=3.99$ mm. Banda estándar utilizada: 40 - 60 GHz (WR-19). En la figura 4.5.1 se representa el esquema del acoplador.

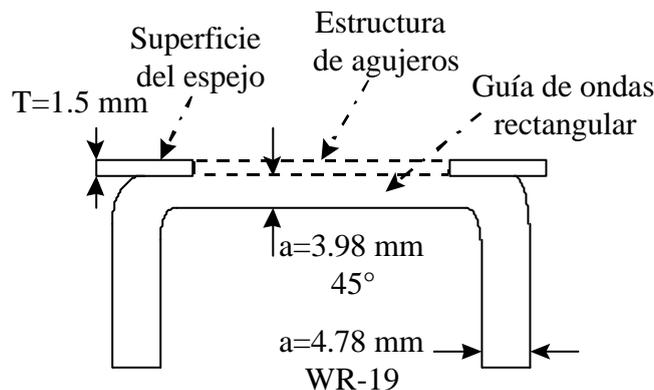


Figura 4.5.1. Detalle de la guía de ondas rectangular del acoplador.

Se pueden elegir diferentes enventanados de los agujeros para mejorar el diagrama de radiación (ver [10]). Se ha elegido una transición de tipo exponencial, ya que se consigue la mejor solución de compromiso entre la anchura del lóbulo principal y la diferencia en potencia con los lóbulos laterales.

El número de agujeros es 25, con una distancia entre ellos de 2.5 mm (la distancia tiene que ser menor que media longitud de onda para evitar efectos de difracción) en una

Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica

longitud total de la estructura de 60 mm. Los valores teóricos para una transición exponencial se pueden ver en la tabla 4.5.1.

Posición	0.0	2.5	5.0	7.5	10.0	12.5	15.0	17.5	20.0	22.5	25.0	27.5	30.0
Diámetro	1.1	1.09	1.09	1.08	1.07	1.05	1.03	1.01	0.98	0.95	0.92	0.89	0.85

Tabla 4.5.1. Valores teóricos de los diámetros de los agujeros en mm.
Como la estructura es simétrica, se dan los valores de la mitad.

Las posibilidades de mecanización reales no consiguen medidas tan precisas. En la figura 4.5.2 se pueden ver las dimensiones reales que tienen los agujeros.

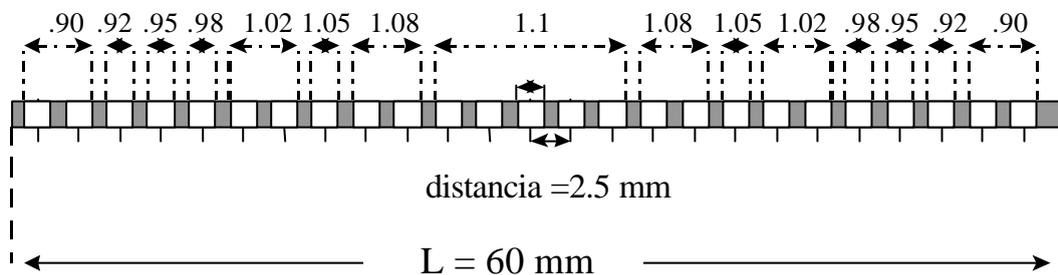


Figura 4.5.2. Estructura y dimensiones reales de los agujeros del acoplador de potencia.

Con esta estructura de agujeros, el diagrama de radiación se puede ver en la figura 4.5.3. Hay una diferencia de más de 20 dB entre el lóbulo principal y el primer lóbulo secundario. La anchura del lóbulo principal es de unos 15°, con el máximo en 45°, que es

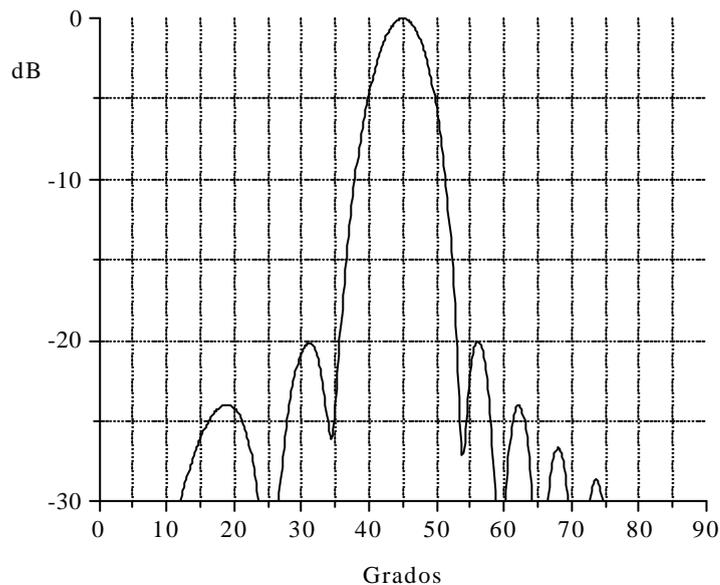


Figura 4.5.3. Diagrama de radiación para 53.2 GHz con un enventanado de tipo exponencial.

Si se compara con la Figura 4.5.4, que corresponde a un diagrama de radiación de la misma estructura, pero con un diámetro constante para todos los agujeros, se puede ver la mejora que se consigue. Aunque el lóbulo principal es ligeramente más estrecho, la diferencia con los lóbulos secundarios es solamente de 5 dB.

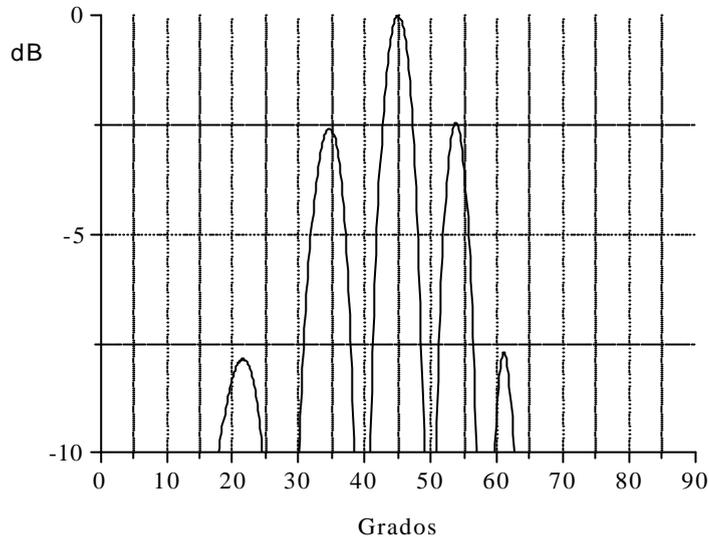


Figura 4.5.4. Diagrama de radiación para 53.2 GHz con una estructura de agujeros con el mismo diámetro.

El acoplador es sensible a la frecuencia. Cuando la frecuencia cambia, hay un desplazamiento del diagrama de radiación. En la figura 4.5.5 se puede observar el diagrama de radiación para las frecuencias de 40 GHz y de 60 GHz. En el primer caso tenemos el máximo desplazado a ángulos mayores y, si la frecuencia es mayor, tendríamos el diagrama desplazado a ángulos menores.

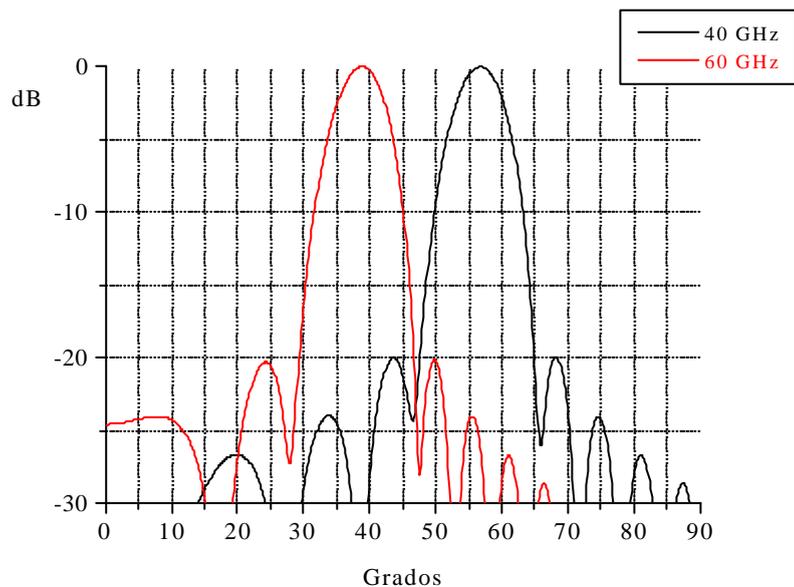


Figura 4.5.5. Diagrama de radiación de la estructura de agujeros con transición de diámetro para 40 GHz (lóbulo principal desplazado a ángulos mayores) y para 60 GHz (lóbulo principal desplazado a ángulos menores).

El otro acoplador está instalado en el espejo 9. Se presenta el problema de que son sensibles a la polarización y como el espejo 9 está colocado después de los polarizadores no se puede comparar la señal con la obtenida en el espejo 2. Sólo se podría hacer una estimación con la misma polarización, pero no serviría para el cálculo de potencia en operación del TJ-II. Se ha optado por colocar en este caso una guía cuadrada, de tal forma que se puedan separar las dos componentes de la polarización del campo en dos canales. Un esquema del montaje para la medida se puede ver en la figura 4.5.6. Comparando la señal se podrá conocer la potencia que se ha perdido y también la polarización que tenemos. La estructura de agujeros será la misma que en el espejo número 2.

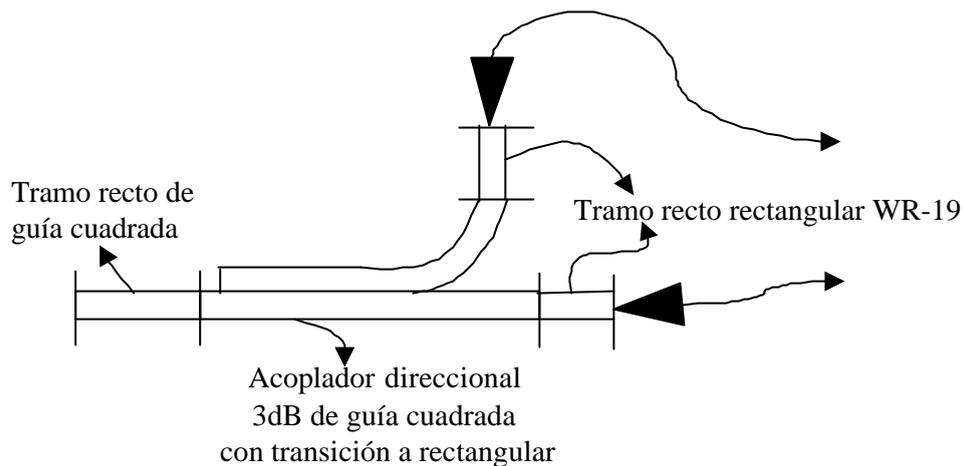


Figura 4.5.6. Esquema de los componentes de microondas utilizados para medir la potencia acoplada en el espejo.

Para calibrar estos espejos se llevan a cabo medidas de calorimetría con una carga de agua cilíndrica. Dicha carga se colocará fuera de la protección de la línea, entre los espejos 2 y 3, como muestra la figura 4.5.7.

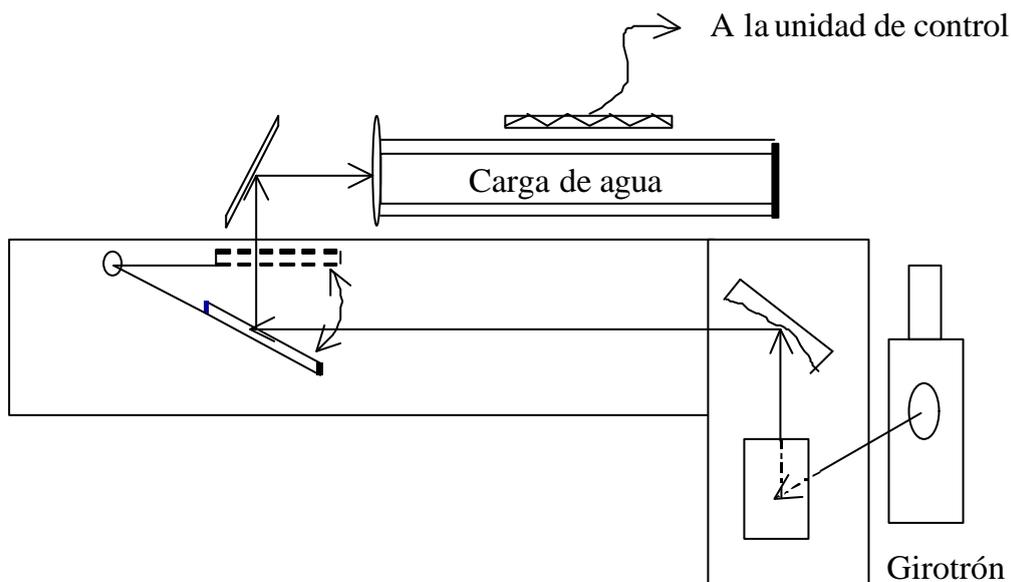


Figura 4.5.7. Esquema de la posición de la carga de agua y el espejo móvil.

La carga de agua tiene 2 m de longitud, un diámetro de 80 mm y puede medir hasta 100 ms. El agua circula por unos canales mecanizados en teflon. En la figura 4.5.8 se puede ver una fotografía del montaje real de la carga.

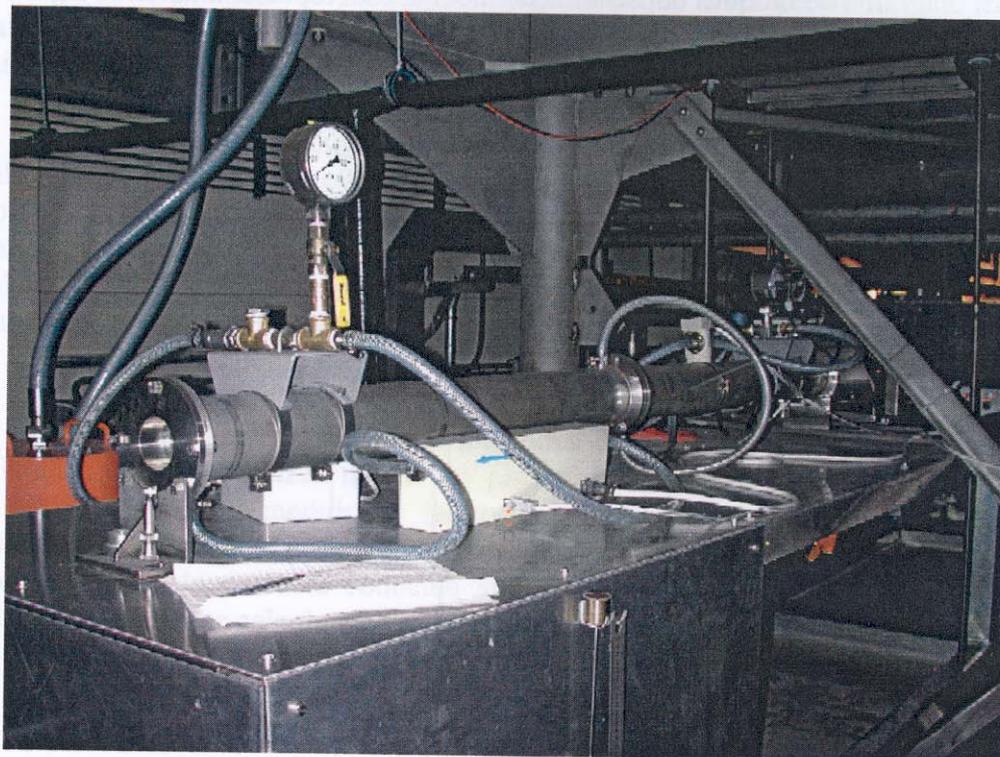


Figura 4.5.8. Fotografía de la carga de agua situada encima de la protección biológica de la línea QTL1.

Por medio de un espejo móvil, se desvía el haz hacia la carga, para poder medir la potencia de salida del girotrón entre disparos. El espejo que intercepta el haz es plano, ya que se ha colocado en la posición del w_0 . El haz se refleja en este espejo y recorre una distancia de 500 mm hasta llegar al segundo espejo. Este espejo es elíptico y focaliza el haz en la carga de agua a una distancia de 106 mm. Las características de los espejos se resumen en la tabla 4.5.2.

Espejo	Distancia focal	Curvatura plano incidencia	Curvatura plano perpendicular	Tamaño plano incidencia	Tamaño plano perpendicular
Plano (móvil)	-----	-----	-----	271	191
Elipsoidal	1282	3626	2564	524	370

Tabla 4.5.2. Características de los espejos de la carga de agua. Dimensiones en mm.

Para tener un buen acoplamiento en la carga de agua el $w_0=26.32$ mm en la apertura. Este tamaño se calcula suponiendo que tenemos una guía metálica circular. En este caso sabemos que el 98% de la potencia se acopla en forma de una mezcla de modos TE_{11} (85%) y TM_{11} (15%) [11] ($w_0=0.59 a$ siendo a el radio de la guía). A partir de este dato hay que calcular la longitud de la carga para tener la máxima absorción de la potencia en primer paso. También hay que calcular el flujo y el espesor de los canales para evitar

que el agua alcance el punto de ebullición, ya que en ese caso se formarían burbujas de aire con el consiguiente riesgo de arcos eléctricos [12].

El diagrama de bloques del sistema de medida está representado en la figura 4.5.9.

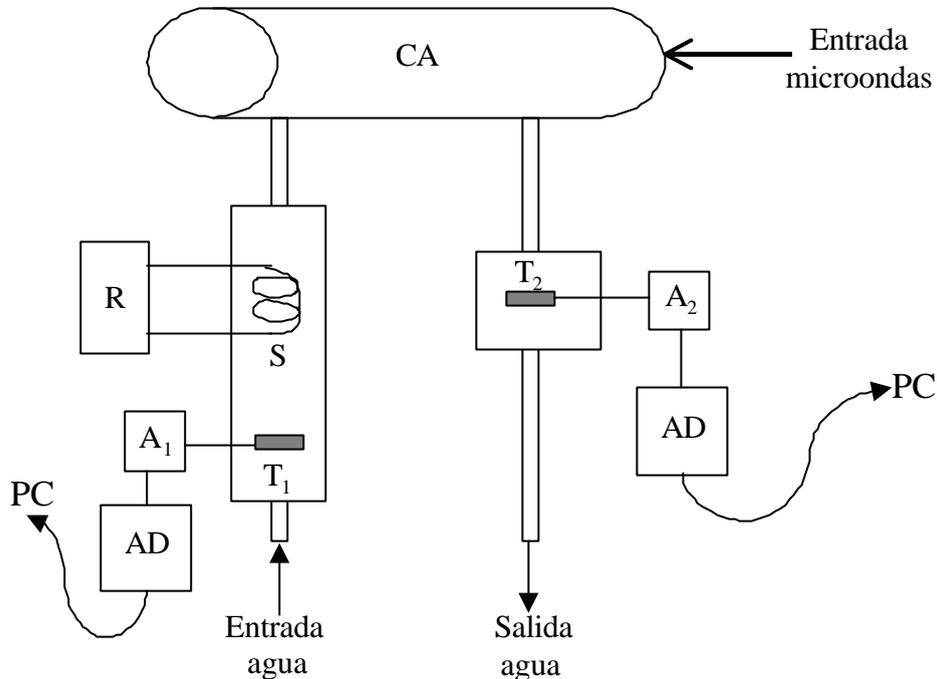


Figura 4.5.9. Diagrama de bloques del dispositivo de medidas calorimétricas.

CA representa la carga de agua. T_1 y T_2 son los termistores. S es una espira que permite la calibración inicial. R es el controlador de la temperatura de dicha espira. Las temperaturas son amplificadas por A_1 y A_2 y son digitalizadas después mediante un conversor analógico-digital. La operación de todas las unidades se controla mediante un PC.

El dispositivo puede operar en dos modos: 1-medida de la potencia media de varios pulsos de microondas y 2-medida de la energía de un solo pulso.

1- Medida de la potencia media de varios pulsos.

El régimen para hacer estas medidas consiste en dar pulsos de girotrón con un cierto periodo T hasta que se alcanza una saturación en la temperatura del agua. Generalmente se hace funcionar al girotrón durante 600 s con un régimen de 10ms de pulso cada 10s.

Las microondas entran en la carga y son absorbidas por el agua que fluye en los canales de teflon. La temperatura del agua a la entrada y a la salida de la carga es medida por los termistores T_1 y T_2 respectivamente. La evolución temporal de la temperatura del agua fría a la entrada y del agua calentada por las microondas a la salida son digitalizadas por los conversores analógico-digitales y los archivos son

cargados en la memoria del ordenador. Después, un código calcula la diferencia entre la evolución temporal de la temperatura del agua caliente y la evolución de la temperatura del agua fría. Y, una vez elegidos los límites de procesado de la señal (de los 600s de funcionamiento, se elige el rango en el que la temperatura sea más estable), calcula la diferencia promedio entre las temperaturas medidas: $\langle T_{mw} \rangle$ es la potencia de microondas en unidades arbitrarias.

Esta potencia es recalculada para transformarla en unidades absolutas llevando a cabo la calibración. Para ello se calienta el agua por medio de la espira S con una potencia calorífica conocida. Comparando la potencia de microondas medida en unidades arbitrarias con la potencia calorífica depositada en el agua cuando se ha calentado por medio de la espira, se puede obtener la potencia en unidades absolutas. La potencia suministrada a la espiral por el controlador es conocida: $W_c = I^2 R$, donde I es la corriente que circula a través de la espira y R es su resistencia.

La evolución temporal de las temperaturas del agua fría en la entrada y del agua calentada por la espira son medidas y procesadas de la misma manera explicada con anterioridad para la medida de la potencia de microondas. El código calcula la diferencia y encuentra la temperatura media $\langle T_c \rangle$. La temperatura media resultante es proporcional a la potencia conocida aplicada a la espira. Entonces, la potencia de microondas W_{mw} se calcula mediante la relación:

$$W_{mw} = W_c \cdot S \cdot \frac{\langle T_{mw} \rangle}{\langle T_c \rangle}$$

donde S es la relación duración del pulso/periodo del pulso.

2- Medida de la energía de un solo pulso.

La energía de un solo pulso se mide de la misma forma que la potencia en varios pulsos. El código calcula e integra la diferencia entre la evolución temporal de las temperaturas del agua fría y caliente en los límites dados. La integral resultante I_{mw} en el tiempo t_{mw} es la energía de microondas en unidades arbitrarias. La potencia de microondas W_{mw} se calcula mediante la relación:

$$W_{mw} = W_c \frac{I_{mw} / t_{mw}}{I_c / t_c}$$

Esta relación es válida para pulsos de microondas rectangulares.

El dispositivo puede medir en un rango de energías de 0.5 a 60 medida de un pulso. La medida de potencia media se puede realizar dentro del rango: 0.1-1kW. La temperatura del agua de entrada no puede superar los 40°, ya que en caso contrario el agua herviría. El rango de los termistores es: 0.05°-10°C. La duración del pulso del controlador de la energía es de 10⁻² a 600s. El error en la medida es menor del 5%.

4.6. Pérdidas a lo largo de la línea

Las pérdidas de potencia son debidas principalmente al truncamiento del haz en los espejos, pérdidas óhmicas, por conversión de modos y por polarización cruzada [13-14]. Estas pérdidas se han calculado para cada espejo y, en total, son del orden del 6 %. En la tabla 4.6.1 se resumen dichas pérdidas.

Espejo	Truncamiento	Óhmicas	Distorsión	Cruzada	Total
1	0.0118	0.0636	0.0651	0.1188	0.1839
2	0.0105	0.1274	0.7300	0.3301	1.0601
3	0.0123	0.3732	-----	-----	0.3856
4	0.0117	0.0933	0.0016	0.0032	0.1099
5	0.0123	0.3732	-----	-----	0.3856
6	0.0117	0.0933	0.0017	0.0032	0.1099
7	0.0117	0.0535	0.0137	0.0264	0.1053
8	0.0126	0.1274	0.0555	0.1068	0.3023
9	0.0119	0.1274	0.1513	0.2911	0.5817
10	0.6254	0.1020	0.2002	0.3850	1.3126

Tabla 4.6.1. Pérdidas de potencia en % en cada espejo

Los espejos se suelen construir con un tamaño de cuatro veces el tamaño del haz. Así, se mantienen las pérdidas por debajo del 0.1%. Si fuera necesario hacer los espejos más pequeños, se aconseja un mínimo de 3.5 veces el tamaño del haz para mantener las pérdidas por debajo del 0.6 % en cada espejo.

4.6.1. Pérdidas por truncamiento del haz en el espejo

Para calcular estas pérdidas, buscamos primero la constante de normalización de la potencia que transporta el haz. En general, vamos a tratar haces astigmáticos. Como el haz se extiende hasta el infinito, podemos elegir cualquier sistema de coordenadas para hacer este cálculo. Tomemos por simplicidad coordenadas cartesianas:

$$P = P_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2x^2}{w_x^2}} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2y^2}{w_y^2}} dy \tag{4.8}$$

donde w_x y w_y son el radio del haz en la dirección x y en la y respectivamente. Haciendo que $P=1$ e integrando, obtenemos la constante de normalización:

$$P_0 = \frac{2}{P w_x w_y} \tag{4.9}$$

Para calcular las pérdidas en los espejos restamos de la potencia total, la potencia que refleja cada espejo. Los espejos de la línea son de forma elipsoidal, así que tomando coordenadas cilíndricas elípticas [15] se puede utilizar la siguiente expresión:

$$1 - \frac{2}{P w_i w_p} \int_0^{2p} \int_0^{u_{max}} \left[e^{-2c^2 \left(\frac{\cosh^2 u \cos^2 v}{w_i^2} + \frac{\sinh^2 u \sin^2 v}{w_p^2} \right)} \cdot c^2 (\sinh^2 u + \sin^2 v) \right] dudv \quad (4.10)$$

donde w_i y w_p representan el radio del haz en el espejo en los planos incidente y perpendicular respectivamente.

4.6.2. Pérdidas óhmicas

En las pérdidas óhmicas se incluye un factor de seguridad que se obtiene de los resultados de medidas de pérdidas de diferentes superficies con un resonador [16]. La reflectividad de los espejos metálicos en la región de las ondas sólo del material, sino también de la estructura y la rugosidad de la superficie. Se han realizado medidas de la reflectividad de varias muestras a 140 GHz con una técnica basada en la comparación del factor de calidad de un resonador de referencia de 2 espejos con el factor de calidad de un resonador de 3 espejos de iguales dimensiones y que incluye el espejo objeto de medida.

Si una onda milimétrica se refleja en una superficie metálica plana, los coeficientes de reflexión y absorción de potencia para plano E y plano H vienen dados por [17]:

$$r_E = 1 - a_E = 1 - \frac{4}{\cos \theta} \frac{R_s}{Z_0} \quad (4.11)$$

$$r_H = 1 - a_H = 1 - 4 \cos \theta \frac{R_s}{Z_0}$$

donde θ es el ángulo de incidencia, Z_0 es la impedancia del vacío R_s es la resistencia de superficie del metal, dada por la expresión:

$$R_s = \sqrt{\frac{\rho \mu_0}{\sigma}} \quad (4.12)$$

donde ν es la frecuencia de la onda, μ_0 la permeabilidad del vacío y σ la conductividad de del material. Estas ecuaciones muestran que el coeficiente de absorción no sólo depende del material y de la frecuencia, sino también de la polarización y el ángulo de incidencia. La estructura y rugosidad de la superficie aumentan por lo general dicha absorción.

Se han llevado a cabo medidas de reflectividad de espejos metálicos en resonadores abiertos tipo Fabry-Perot [18,19] midiendo el factor de calidad. Generalmente, el factor de

calidad de cavidad resonante abierta de dos espejos con una separación L y una reflectividad de la potencia $r \approx 1$ viene dado por la expresión [19]:

$$\frac{n}{\Delta n} = Q_2 = \frac{2pnL}{c(1-r)} \quad (4.13)$$

Por tanto, midiendo la anchura $\Delta\nu$ de la resonancia, la reflectividad de los espejos se puede determinar mediante la expresión:

$$r = 1 - \frac{2pnL}{cQ_2} \quad (4.14)$$

Sin embargo, las pérdidas adicionales debido a la difracción y a los agujeros acopladores reducirán el factor de calidad medido. Para corregir esto es necesario un conocimiento adicional de la cavidad o de los materiales de referencia.

En vez de una cavidad resonante de 2 espejos se puede utilizar una de 3, donde el espejo que se quiere medir forma el tercer espejo. Un esquema del montaje de medida se muestra en la figura 4.6.2.1.

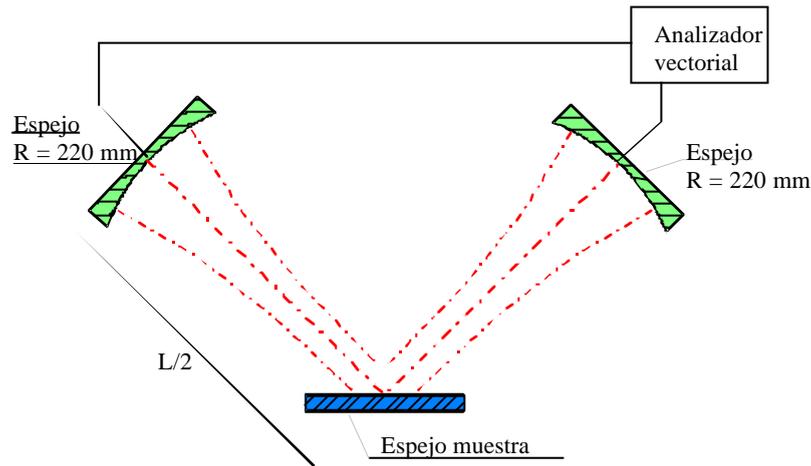


Figura 4.6.2.1. Esquema del resonador de 3 espejos.

En este caso, la onda es reflejada dos veces por el espejo muestra (con reflectividad $r_{muestra}$). El factor de calidad Q_3 medido es en este caso:

$$Q_3 = \frac{2pnL}{c(1-rr_{muestra})} \quad (4.15)$$

Con la aproximación $r_{muestra} \approx 1$, se puede determinar la reflectividad del espejo muestra:

$$r_{muestra} = 1 - \frac{2pnL}{c} \left(\frac{1}{Q_3} - \frac{1}{Q_2} \right) \quad (4.16)$$

Esto significa que la reflectividad r_{muestra} o las pérdidas óhmicas a_{muestra} del espejo se pueden determinar por una medida de referencia de Q_2 en el resonador de 2 espejos (que incluye las pérdidas óhmicas, las pérdidas debidas a los agujeros acopladores y las pérdidas por difracción de los dos espejos) y una medida de Q_3 en la configuración de 3 espejos con la misma longitud total (y, por tanto, la misma pérdida por difracción y por agujeros acopladores).

Este método tiene la ventaja de que las pérdidas pueden medirse con la geometría y la polarización con que el espejo se usa. Para una serie de medidas (control de calidad, por ejemplo), se pueden medir diferentes espejos, sencillamente cambiando la muestra.

La cavidad de referencia consiste en dos espejos pulidos de cobre de radio 220mm con un agujero central (diámetro 0.9 mm, longitud 0,5 mm). Las microondas se transmiten al resonador con una guía de ondas circular para permitir que se propaguen las dos polarizaciones. Los espejos están montados en dos brazos móviles que giran alrededor de un eje mecánico común tal que el eje óptico puede girarse entre 0° y 146° . 0° define el resonador de 2 espejos. La longitud total del resonador es $L = 408\text{mm}$ que da lugar a una geometría cercana a la semiesférica, que no es sensible al alineamiento y que produce una $\sigma_0 = 6.3\text{mm}$. Todas las medidas se llevaron a cabo con un analizador de redes vectorial.

La figura 4.6.2.2 muestra las pérdidas por absorción obtenidas para varias muestras de cobre: plano, espejo plano con una red de difracción poco profunda de periodo 1.06mm y una profundidad de corrugación de $20\ \mu\text{m}$, polarizador elíptico con corrugaciones sinusoidales de periodo 1.28 mm y profundidad 0.56mm y un girador de la polarización de periodo 1.28mm y profundidad 0.78mm.

Absorción en superficies de cobre (140 GHz)

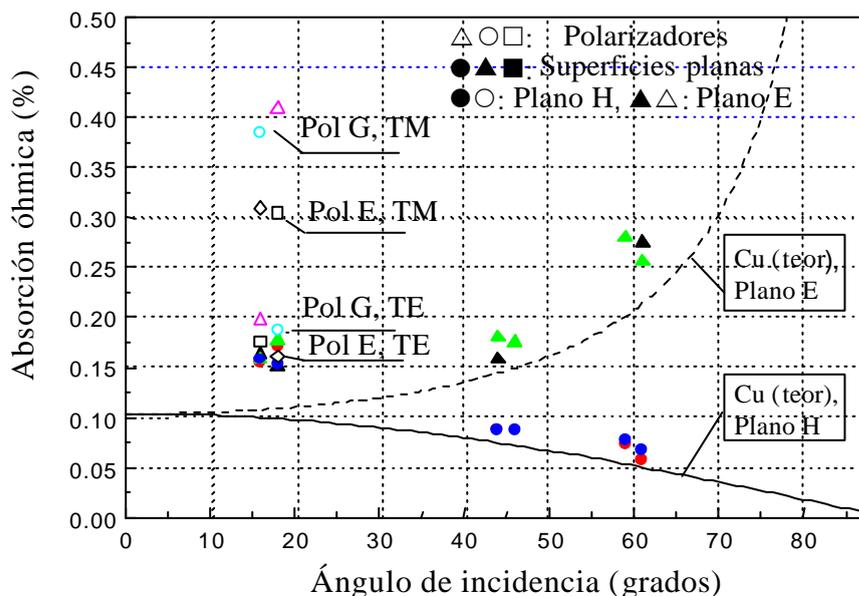


Figura 4.6.2.2. Medida de pérdidas óhmicas a 140 GHz en diferentes superficies de cobre en función del ángulo de incidencia.

Diseño avanzado de la línea de transmisión cuasi-óptica

En la gráfica anterior, Pol G representa el girador de la polarización, Pol E al polarizador elíptico, TE: polarización paralela, TM: polarización perpendicular. Como comparación se presentan las pérdidas teóricas para una superficie ideal de cobre con polarizaciones en plano E y H.

Los resultados muestran que la absorción medida de las superficies planas para todos los ángulos de incidencia y para ambas polarizaciones sigue las curvas teóricas. Sin embargo, los valores absolutos son un 40% mayores que los predichos por la teoría. Esto se puede explicar por la medida de la rugosidad de la superficie de $0.15...0.3 \mu\text{m}$ (r.m.s.) de las muestras, que es comparable con la profundidad de penetración: $0.18 \mu\text{m}$. No se observaron diferencias significativas entre la superficie plana y la red de difracción ya que con $d=1.06\text{mm}$ no hay difracción a esa frecuencia.

Los polarizadores se midieron sólo para incidencia cercana a la perpendicular: 17° . En el caso en que el vector E es paralelo a las corrugaciones, sólo hay un pequeño incremento de las pérdidas comparado con las superficies planas. Sin embargo, para E perpendicular, las pérdidas aumentan en un factor 3 para el polarizador elíptico y 4 para el girador de la polarización. Esto es debido al hecho de que la onda puede penetrar en la corrugación, dando lugar a corrientes en las paredes de las corrugaciones.

También se llevaron a cabo medidas con espejos planos de aluminio y polarizadores con corrugaciones rectangulares (periodo 1.28mm , profundidad 0.46mm) y sinusoidales (periodo 1.28mm y profundidad 0.78mm y 0.79mm). Los resultados se muestran en la figura 4.6.2.3.

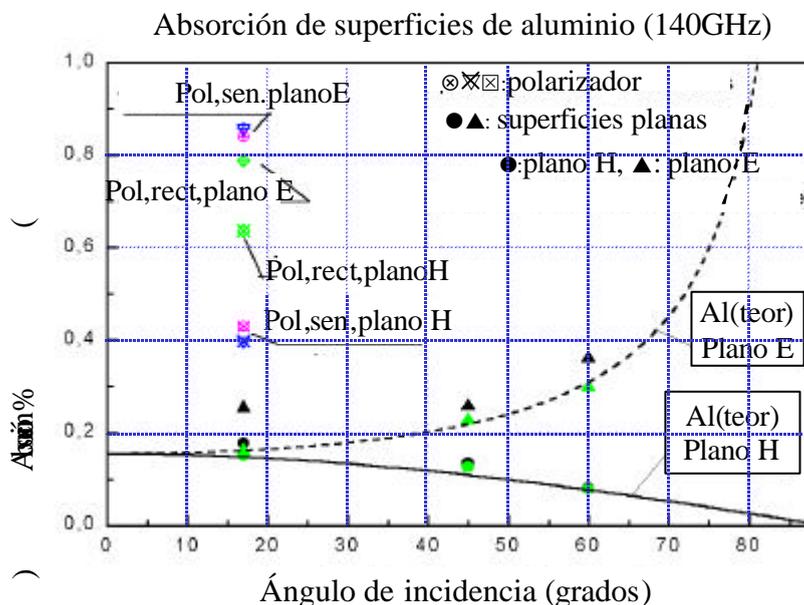


Figura 4.6.2.3. Pérdidas óhmicas medidas a 140 GHz para diferentes superficies de aluminio en función del ángulo de incidencia.

Se midió un girador de la polarización con corrugaciones senoidales y rectas (sen, rect) en plano H y en plano E. También se midieron superficies lisas de Al nuevas y viejas (símbolos en negro y en verde respectivamente). Se compara con las curvas teóricas de

pérdidas para una superficie ideal de Aluminio sin rugosidad y con una conductividad de $2.4 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ en plano E (línea de puntos) y en plano H (línea continua).

Los espejos de aluminio muestran un comportamiento similar a los espejos de cobre. La absorción como función del ángulo de incidencia está en buen acuerdo con la pérdida teórica. De nuevo la absorción es ligeramente más alta que la calculada y se puede explicar por la rugosidad finita de la superficie. Para los polarizadores se encuentra de nuevo un incremento de las pérdidas de reflexión relativa al plano del espejo. Para polarización perpendicular el incremento está alrededor de un factor 4 mientras que no hay una diferencia significativa entre las corrugaciones cuadradas y sinusoidales. En la polarización paralela, las pérdidas en las corrugaciones paralelas son mayores que para el sinusoidal.

Para el caso del material con que se harán los espejos, que es un Al con $\rho \approx 0.0035$, tenemos un factor de seguridad $S=1.4$.

Como las pérdidas aumentan con el ángulo de incidencia, se han colocado los polarizadores con un ángulo de incidencia de 30° .

4.6.3. Pérdidas por conversión de modos

Las pérdidas por distorsión del haz se refieren a la generación de modos de orden superior. Para un haz no astigmático vienen dadas por la expresión [14]:

$$P = \frac{1}{8} \cdot \frac{w^2}{f} \cdot \tan^2 \theta \quad (4.17)$$

donde w es el tamaño del haz en el espejo, f la distancia focal y θ el ángulo de incidencia. Como se deriva de esta expresión, las pérdidas son mayores cuanto mayor sea el ángulo de incidencia. Por ejemplo, en el espejo 7 el haz incide con un ángulo de 53.55° . Para este

$$P_7 = \frac{1}{8} \cdot \frac{84.6^2}{3521.6^2} \cdot \tan^2 53.55 = 0.00137 \quad (4.18)$$

como queda reflejado en la tabla 4.6.1.

4.6.4. Pérdidas por polarización cruzada

Las pérdidas por polarización cruzada generada en los espejos vienen dadas por la

$$P_x = \frac{1}{4} \cdot \frac{w^2}{f^2} \cdot \tan^2 \mathbf{q} \quad (4.19)$$

4.6.5. Pérdidas en la ventana

En la ventana del TJ-II hay también pérdida de potencia debido a la absorción en el material, que es del 1% y al truncamiento del haz. Para calcular éstas últimas tomamos un recinto circular y mediante la expresión:

$$1 - \frac{2}{\mathbf{p}w_v w_h} \int_0^{2\mathbf{p}radio} \int_0^{\mathbf{q}} e^{-2r^2 \left(\frac{\cos^2 \mathbf{q}}{w_v^2} + \frac{\sin^2 \mathbf{q}}{w_h^2} \right)} r dr d\mathbf{q} \quad (4.20)$$

donde w_v y w_h son los radios del haz en los planos vertical y horizontal respectivamente. El radio de la ventana es de 50 mm y el tamaño del haz en los dos planos es $w_v = w_p = 30.1$ mm. Tenemos unas pérdidas del 0.38%.

4.6.6. Otras pérdidas

A estas pérdidas en los espejos hay que sumarle el 4 % que se pierde en la salida del girotrón debido a lóbulos laterales. En total son del orden del 10 %.

Se producen también pérdidas a lo largo del recorrido de las microondas debidas a otras causas, como son: la rugosidad de la superficie de los espejos, la absorción en el aire (ver capítulo 2, apartado 2.1.3.5), errores en el alineamiento, etc., pero son despreciables frente a las calculadas anteriormente.

4.7. Medidas de materiales absorbentes para la protección

Como ya se comentó en el capítulo 2, las líneas de transmisión abiertas suelen rodearse con una cubierta metálica, por una parte, para disminuir lo máximo posible la radiación dispersa que podría afectar a los componentes electrónicos que se encuentren cerca y, por otra, para actuar como protección biológica. Aunque la posibilidad es remota, puede ocurrir que algún espejo se mueva, o incluso se caiga, con lo cual, es conveniente tener el haz siempre confinado para que no se estropee ningún equipo y para evitar accidentes personales. Una fotografía de la parte de dicha protección en la zona del espejo 7 se puede ver en la figura 4.7.1. Las placas de la zona de los espejos pueden retirarse con facilidad para poder acceder a ellos a la hora del alineamiento.



Con las paredes metálicas cubriendo la línea surge otro problema. Si la densidad del plasma es muy alta y se alcanza la densidad de corte, las microondas son reflejadas y pueden llegar hasta el girotrón, afectando su estabilidad. Para evitarlo es conveniente cubrir las láminas metálicas (de aluminio en el caso de las líneas del TJ-II) con un material absorbente.

La radiación dispersa es absorbida por el material y en pulsos de larga duración ($>100\text{ms}$), la temperatura del material puede alcanzar el punto de ignición. Por tanto, es importante elegir materiales con una temperatura de ignición bastante alta. Una buena elección son los materiales cerámicos, pero éstos presentan el problema de cómo adherirlos a las placas metálicas. El absorbente debe adherirse a las placas muy bien y tiene que tener además un buen contacto térmico para evitar un sobrecalentamiento durante la operación. Una buena técnica que se ha probado es la deposición del material mediante un spray a presión: la pistola que contiene el polvo del material dispara hacia la placa de aluminio y debido a la gran velocidad, las partículas penetran en el aluminio y luego forman la película en la superficie del metal.

Para la nueva línea de transmisión se han hecho medidas de diferentes muestras [20]: Al_2O_3 , TiO_2 , B_4C , $\text{Ni}(20)\text{Cr}(80)$ (esta mezcla supone un 20% de Ni y un 80 % de Cr). Las muestras de aluminio tienen unas dimensiones de $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Cada muestra tiene además diferentes grosores de la capa absorbente: $100\mu\text{m}$, $250\mu\text{m}$ y $500\mu\text{m}$.

Para estimar la reflexión de la capa de aluminio cubierta con el material absorbente utilizamos las fórmulas de los coeficientes de reflexión de dos medios separadas por otro medio [5]:

$$TE(\mathbf{q}) = \frac{TE_{12}(\mathbf{q}) + TE_{23}(\mathbf{q}) \cdot e^{2ib(\mathbf{q})d}}{1 + TE_{12}(\mathbf{q}) \cdot TE_{23}(\mathbf{q}) \cdot e^{2ib(\mathbf{q})d}} \quad (4.21)$$

donde 1, 2 y 3 representan cada uno de los medios: aire, dieléctrico y metal respectivamente, d es la capa de absorbente y θ es el ángulo de incidencia. Y

$$TE_{12}(\mathbf{q}) = \frac{\cos(\mathbf{q}) - n_2 \cdot \sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\epsilon_2}}}{\cos(\mathbf{q}) + n_2 \cdot \sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\epsilon_2}}} \quad (4.22)$$

$$TE_{23}(\mathbf{q}) = \frac{\cos(\mathbf{q}) - n_3 \cdot \sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\epsilon_3}}}{\cos(\mathbf{q}) + n_3 \cdot \sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\epsilon_3}}} \quad (4.23)$$

siendo n_2 y n_3 los índices de refracción de cada uno de los medios y ϵ_2 y ϵ_3 las constantes dieléctricas relativas:

$$\epsilon_2 = n^2 (1 + i \cdot \text{tg}) \quad n_2 = \sqrt{\epsilon_2} \quad (4.24)$$

$$\epsilon_3 = i \frac{2 \cdot \mathbf{S}}{f} \quad n_3 = \sqrt{\epsilon_3} \quad (4.25)$$

La expresión (4.21) es válida cuando el campo eléctrico está en el plano de incidencia. Para la incidencia perpendicular tenemos la expresión:

$$TM(\mathbf{q}) = \frac{TM_{12}(\mathbf{q}) + TM_{23}(\mathbf{q}) \cdot e^{2ib(\mathbf{q})d}}{1 + TM_{12}(\mathbf{q}) \cdot TM_{23}(\mathbf{q}) \cdot e^{2ib(\mathbf{q})d}} \quad (4.26)$$

donde

$$TM_{12}(\mathbf{q}) = \frac{\cos(\mathbf{q}) - \frac{\sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\epsilon_2}}}{n_2}}{\cos(\mathbf{q}) + \frac{\sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\epsilon_2}}}{n_2}} \quad (4.27)$$

y TM_{23} con la misma expresión.

A partir de (4.21) y (4.26) se obtienen los coeficientes de reflexión:

$$R_{TE}(\mathbf{q}) = |TE(\mathbf{q})|^2 \quad (4.28)$$

$$R_{TM}(\mathbf{q}) = |TM(\mathbf{q})|^2 \quad (4.29)$$

Los índices de refracción y las tangentes de pérdidas para cada material vienen dados en las tablas de la referencia [17].

Los resultados de los cálculos de los coeficientes de reflexión para un espesor del Al_2O_3 de $500\mu\text{m}$ y para el TiO_2 con un espesor de $150\mu\text{m}$ se presentan en las figuras 4.7.2. y 4.7.3.

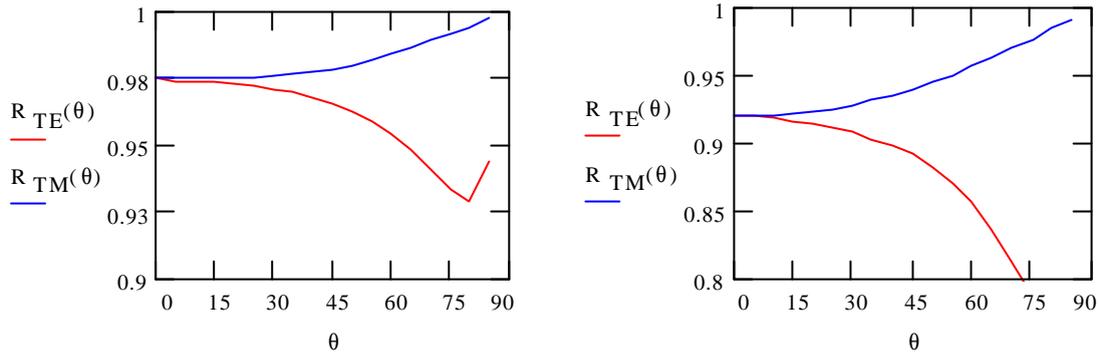


Figura 4.7.2. Coeficientes de reflexión en función del ángulo de incidencia para una placa de $500\mu\text{m}$ de Al_2O_3 (izquierda) y una placa de $150\mu\text{m}$ de TiO_2 (figura de la derecha).

Para calcular la absorción en la capa de absorbente, hay que calcular primero los coeficientes de reflexión y absorción de la superficie metálica:

$$r_{mTE}(\mathbf{q}) = \frac{\left| \cos(\mathbf{q}) - n_3 \sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\mathbf{e}_3}} \right|}{\left| \cos(\mathbf{q}) + n_3 \sqrt{1 - \frac{\text{sen}(\mathbf{q})^2}{\mathbf{e}_3}} \right|} \quad (4.30)$$

$$a_{mTE}(\mathbf{q}) = 10 \cdot \log \left(\frac{1}{r_{mTE}(\mathbf{q})} \right) \quad (4.31)$$

De tal forma, que la absorción en la capa de dieléctrico vendrá dada, en dB, por las expresiones:

$$Abs_{TE}(\mathbf{q}) = 10 \cdot \log \left(\frac{r_{mTE}(\mathbf{q})}{R_{TE}(\mathbf{q})} \right) \quad Abs_{TM}(\mathbf{q}) = 10 \cdot \log \left(\frac{r_{mTM}(\mathbf{q})}{R_{TM}(\mathbf{q})} \right) \quad (4.32)$$

El resultado del cálculo para una capa de Al_2O_3 con un espesor de $500\mu\text{m}$ y una capa de TiO_2 de $150\mu\text{m}$ en función del ángulo de incidencia está representado en la figura 4.7.3.

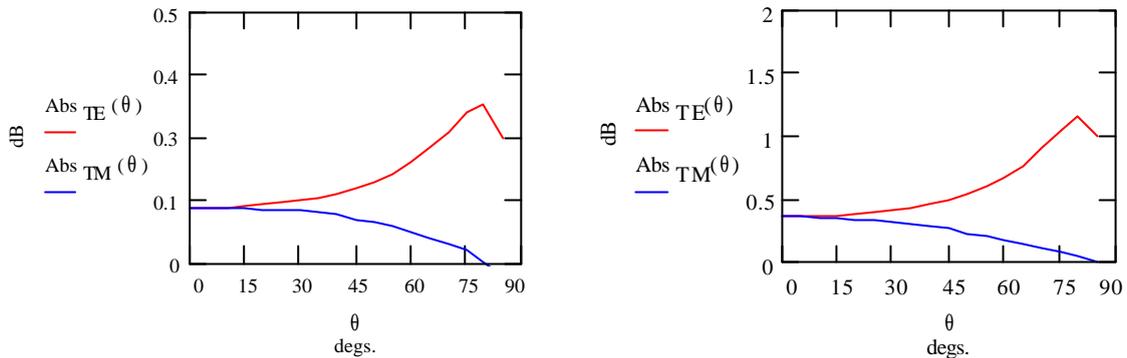


Figura 4.7.3. Coeficientes de absorción para una capa de Al_2O_3 de $500\mu\text{m}$ (figura de la izquierda) y de una capa de TiO_2 de $150\mu\text{m}$ (figura de la derecha) en función del ángulo de incidencia.

Si representamos los coeficientes de absorción para el Al_2O_3 y el TiO_2 en función del espesor de la capa de absorbente, para un ángulo de incidencia de 60° obtenemos las figuras representadas en 4.7.4. Se puede observar que para ciertos espesores aparecen resonancias.

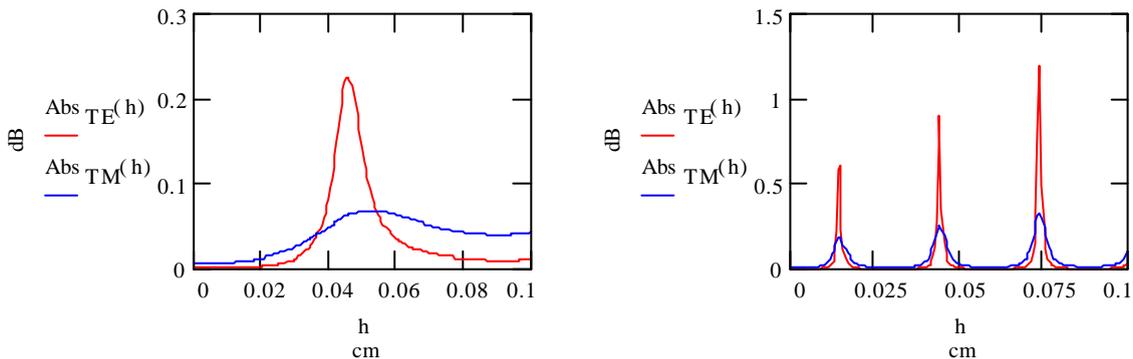


Figura 4.7.4. Absorción para diferentes espesores de la capa absorbente. Figura de la izquierda: Al_2O_3 y figura de la derecha TiO_2 .

Para hacer las medidas se utilizó el montaje que se presenta en la figura 4.7.5. Un diodo Gunn sintonizado a 53.2 GHz se utilizó como fuente. La potencia del diodo es de 100 mW . Dos antenas de bocina estándar de la banda WR-19 se utilizaron como antenas emisora y receptora. La antena receptora y la placa muestra rotan de tal forma que los ejes de giro de ambas coinciden. La antena receptora está fija y la señal se detecta mediante un diodo. Todo el sistema se alinea primero con un láser. Se hicieron las medidas variando el ángulo de incidencia desde 15° a 75° .

Se midió la potencia reflejada para cada muestra y como nivel de referencia se tomó la potencia reflejada por una placa de aluminio de las mismas dimensiones. Se midió con las dos polarizaciones de la onda, en plano E y plano H (vector eléctrico paralelo al plano de incidencia y vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia).

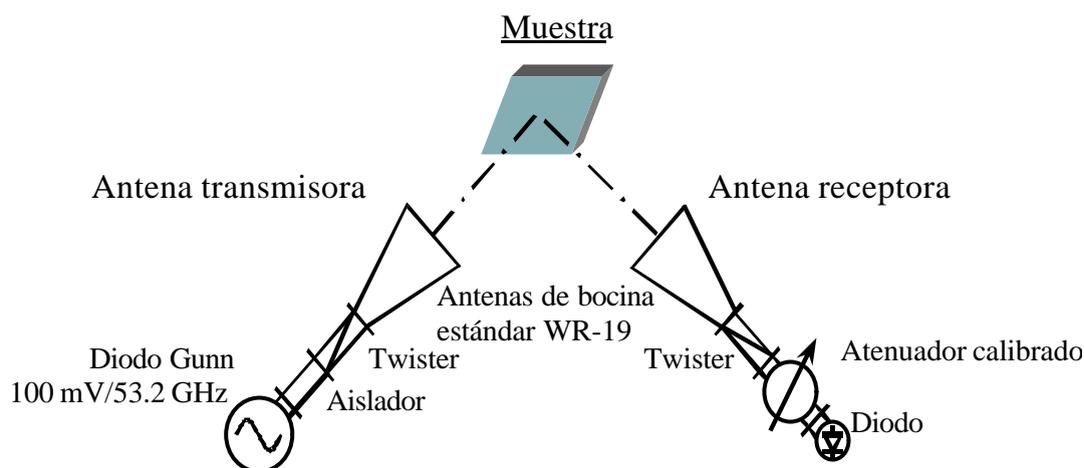


Figura 4.7.5. Montaje experimental para la medida de diferentes muestras de material absorbente.

En una reflexión, el óxido de titanio y el óxido de aluminio tienen mayor que el carburo de boro y la otra mezcla, como se muestra en la figura 4.7.6.

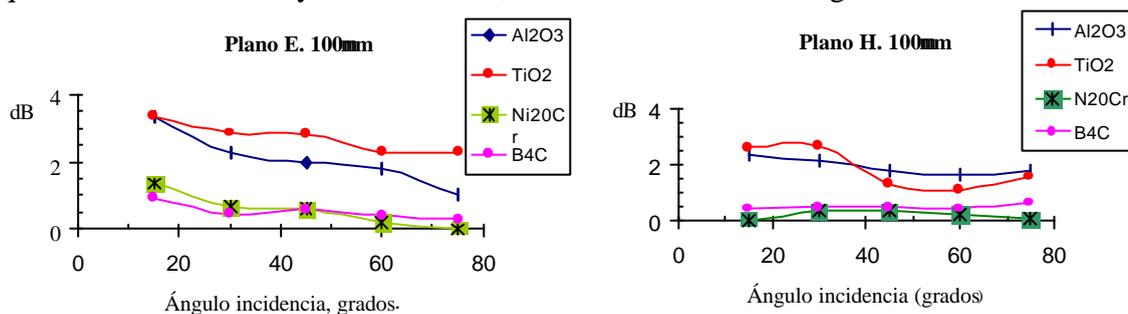


Figura 4.7.6. Eficiencia de absorción para las diferentes muestras en función del ángulo de incidencia en plano E y en plano H.

La onda en plano E se absorbe mejor que en plano H. En las figuras 4.7.7 y 4.7.8. se muestran los resultados para ambas polarizaciones del óxido de aluminio y el óxido de titanio para diferentes espesores.

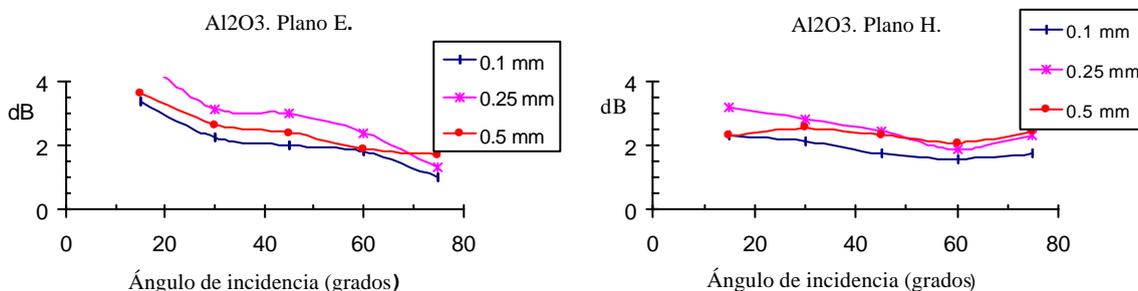


Figura 4.7.7. Absorción de placas de aluminio cubiertas con Al_2O_3 dependiendo del ángulo de incidencia para diferentes espesores de absorbente. Figura de la izquierda, polarización en plano E y figura de la derecha, polarización en plano H.

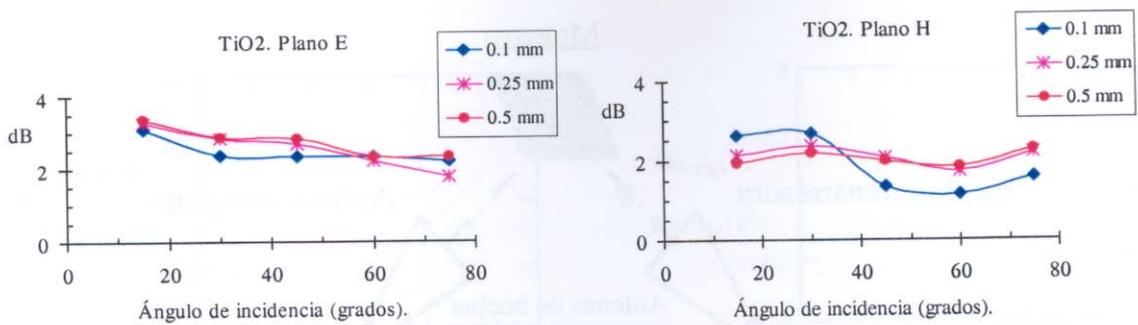


Figura 4.7.8. Absorción de placas de aluminio cubiertas con TiO_2 dependiendo del ángulo de incidencia para diferentes espesores de absorbente depositado. Figura de la izquierda polarización en plano E, figura de la derecha, polarización en plano H.

Puede observarse en las figuras que el óxido de titanio tiene 1dB de absorción en la polarización en plano H y 1.6 dB en la polarización en plano E. El óxido de aluminio absorbe 1dB de la potencia incidente en plano H y 2 dB en la polarización en plano E. Los otros dos materiales tienen una eficiencia de la mitad comparada con Al_2O_3 y el TiO_2 .

Para la nueva línea QTL1 se ha elegido finalmente el óxido de aluminio. Debido a que la técnica es bastante cara, sólo se va a recubrir con material absorbente las zonas más críticas, que son los codos y las zonas posteriores de los espejos. La longitud óptica de la línea es más de 15-20m, con lo cual, si a lo largo de la línea se refleja la potencia unas 10 veces, tenemos aproximadamente una caída de -15 a -20 dB. Con estos niveles, la potencia reflejada ya no afecta a la operación estable del girotrón.

REFERENCIAS

- [1] A.Fernández, W.Kasperek, K.Likin and R.Martín. "Design of the upgraded TJ-II quasi-optical transmission line". International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol 22, pp.649-660, mayo 2001.
- [2] P. F. Goldsmith. "Quasi-optical techniques at millimeter and submillimeter wavelengths". International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 6, N°5, 1982.
- [3] D. Vinogradov. "Mirror conversion of Gaussian beams with simple astigmatism". International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1995 Vol. 16, N° 11.
- [4] L. Empacher and K.Kasperek. "Analysis of a multiple-beam waveguide for free space transmission microwaves". IEEE Transactions. Antennas Propagation. Vol.49, No.3, March 2001, pp.483-493.
- [5] C.Balanis. "Advanced engineering electromagnetics". John Wiley & Sons.USA. 1989
- [6] A. Siegman. "An introduction to masers and lasers". Ed. MacGraw Hill. 1971. USA.
- [7] M.Thumm. "High power microwave transmission systems, external mode converters and antenna technology". Gyrotron Oscillators. C.J. Edgcombe. Ed. Taylor & Francis Ltd. London (UK). 1993.

- [8] J.Doane. “*Grating polarizers in Waveguide Mitre Bends*”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1992, vol 13, pp. 1727-1743.
- [9] L.Empacher et al. “*New developments and tests of high power transmission components for ECRH on ASDEX-Upgrade and W7-AS*”. Proceedings of the 20th International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Diciembre 1995. Florida (USA), pp 473-474.
- [10] A. Olver. “*Basic properties of antennas*”. The handbook of Antenna Design. Ed. Peter Peregrinus Ltd. London (UK). 1986.
- [11] D.Pasquet, J.L.Gautier and P.Pouvil. “*Coupling between Gaussian and guided modes at the input and output of oversized circular waveguides*”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 9, No5, 1988.
- [12] A.Bruschi et al. “*Calorimetric loads for high power transmission lines at millimeter wavelengths*”. Proceedings of the 21st SOFT. September 2000. Madrid.Spain.
- [13] M. Thumm and W. Kasperek. “*Recent advanced technology in electron cyclotron heating systems*”. Fusion Engineering and Design, 1995, Vol 26, pp. 291-317
- [14] J.A. Murphy. “*Off axis ellipsoidal mirrors*”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1987, Vol 8, pp. 1165-1187.
- [15] M.Spiegel y L. Abellanas. “*Fórmulas y tablas de matemática aplicada*”. Serie Schaum. Mac Graw Hill.1989. pp. 106.
- [16] W.Kasperek, A.Fernández, F.Hollmann and R.Wacker. “*Measurements of ohmic losses of metallic reflectors at 140 GHz using a 3-mirror resonator technique*”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2001, Vol 22, N°11,pp.1695-1707.
- [17] Goldsmith. “*Quasioptical Systems*”. IEEE Press. New York. 1997.
- [18] R.G. Jones. “*Effect of mirror resistivity on loss angle measurements in open resonators*”. Electronic Letters, 11, p.525. 1975.
- [19] R.Heidinger and Schwab. “*Experimental and theoretical studies of the surface resistance in open resonator mirror materials*”. Conference Digest, 21st International conference on Infrared and Millimeter Waves. Berlin 1996..
- [20] K.Likin, A.Fernández and R.Martín “*Characterization of microwave absorbing materials*”. Proceedings of the 26th International Conference on Infrared and Millimeter Waves

Capítulo 5 Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

5.1. Medidas en baja potencia

Antes de poner en funcionamiento la línea, hay que verificar los parámetros de diseño de los espejos. Para ello se han realizado medidas en baja potencia simulando con una antena corrugada optimizada la radiación de salida del girotrón [1].

5.1.1. Montaje

El aparato de medida utilizado es un analizador de redes vectorial (AB-Millimetre) funcionando a la frecuencia fija de 53.2GHz. El analizador proporciona una señal de voltaje proporcional a la potencia (en dB), que es leída por un PC. En la figura 5.1.1.1 se observa el aparato.

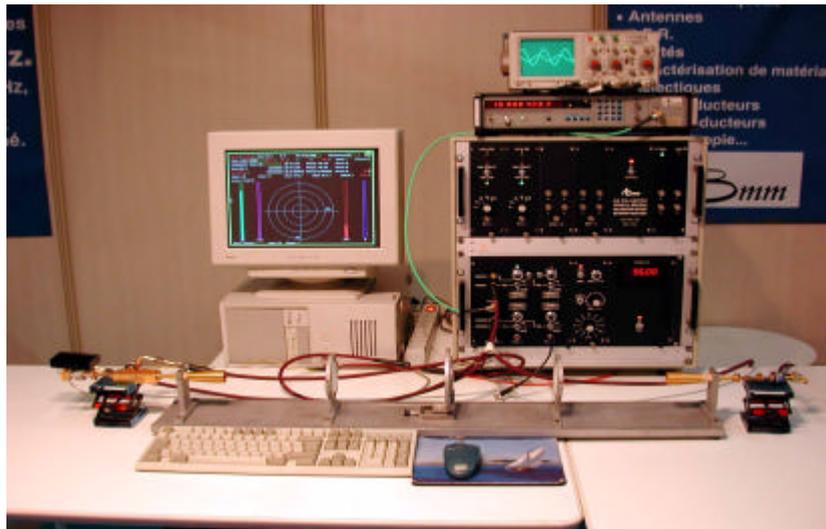


Figura 5.1.1.1. Analizador de redes vectorial de AB-Millimetre

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

Al mismo tiempo el PC dirige los motores de un dispositivo que permite que la antena receptora se mueva a lo largo de los dos ejes perpendiculares a la dirección de propagación. La antena receptora es una antena de bocina rectangular estándar, lo suficientemente pequeña como para tener una buena resolución espacial. El rango dinámico de medida permite una sensibilidad mayor a -40 dB.

Las medidas se realizaron dividiendo la línea en dos partes debido a la dificultad de colocar todos los espejos a las distancias adecuadas en el laboratorio. En la primera serie de medidas se midieron los 5 primeros espejos con curvatura y en la segunda serie los tres últimos.

Los espejos se alinearon con ayuda de un láser. Se colocaron espejos del visible suficientemente pequeños en el centro de cada espejo para poder reflejar el láser. Los errores que se cometen con este método para las distancias que separan los espejos no son mayores de 1mm.

5.1.2. Antenas

Para conseguir simular la radiación de salida del girotrón se ha diseñado una antena de bocina corrugada [2] en colaboración con el departamento de Ingeniería Eléctrica y Electrónica de la Universidad Pública de Navarra. Esta antena posee una transición de diámetro inicial donde se impone un cambio en la profundidad de corrugación (de $\lambda/2$ a $\lambda/4$) para generar el modo HE_{11} deseado. El radio a la salida de esta sección es de 24.28 mm a una longitud de 190mm. Después hay un tramo de 50 mm de guía de onda corrugada con una profundidad de corrugación de $\lambda/4$. Esta pieza es muy importante para la formación del haz. Finalmente otra transición de diámetro de 200mm que lleva a una apertura de 37.16 mm. En la figura 5.1.2.1 se muestra un corte transversal de la antena.

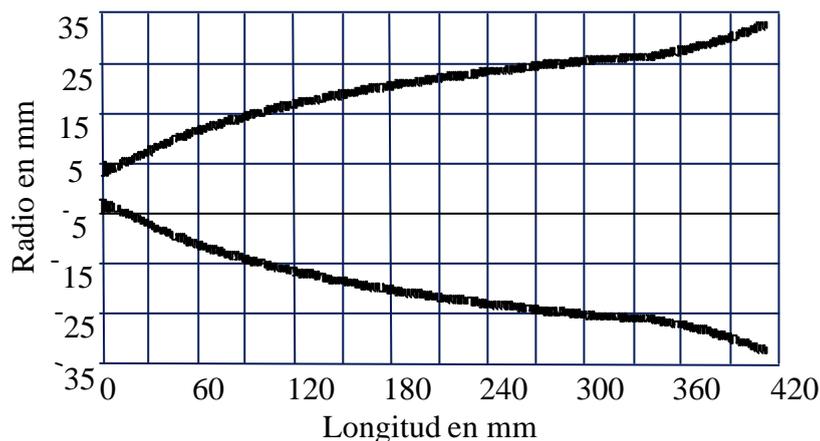


Figura 5.1.2.1. Corte transversal de la antena corrugada optimizada. Longitud total: 412mm. Diámetro inicial: 4.8mm, diámetro en la apertura: 64mm. Eficiencia gaussiana: 99%.

Una fotografía de la antena se puede ver en la figura 5.1.2.2.

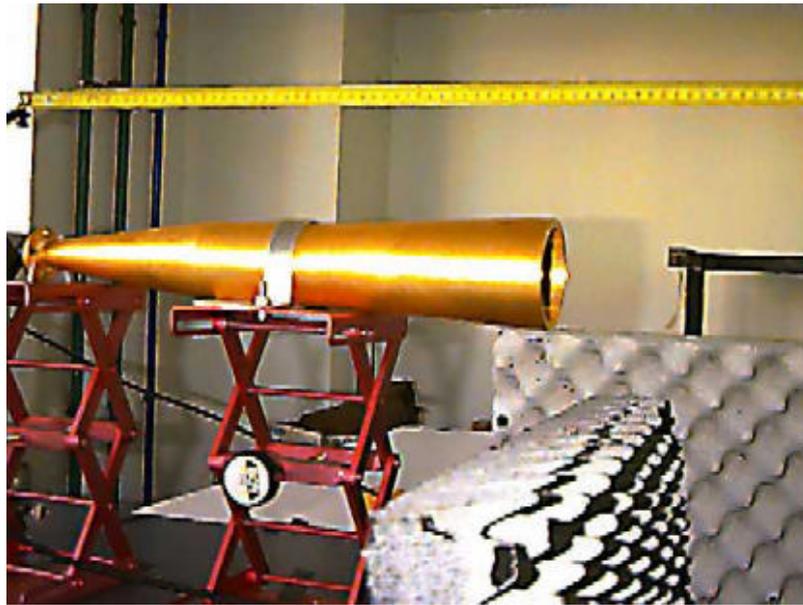


Figura 5.1.2.2. Antena corrugada optimizada diseñada para simular la radiación de salida del girotrón.

La simulación numérica de esta antena se ha realizado con un código de matriz de dispersión y análisis modal junto con un cálculo del campo lejano y cercano basado en el Huygens.

Las medidas del diagrama de radiación concuerdan con los resultados de la simulación [3]. La antena radia un haz con una pureza laterales aparecen a menos de 30dB. En la figura 5.1.2.3. puede verse el diagrama de radiación simulado y los resultados de las medidas para el plano E.

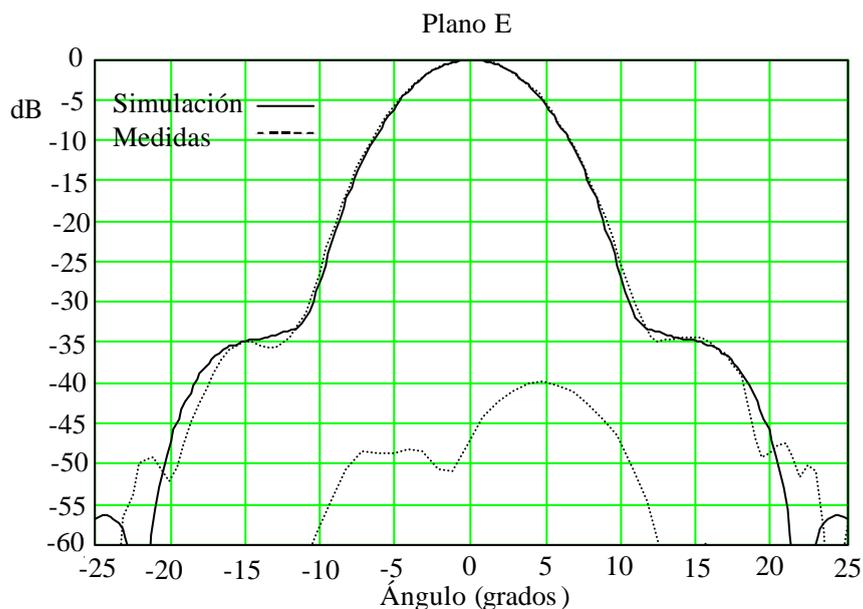


Figura 5.1.2.3. Diagrama de radiación medido (línea de puntos) de la antena en plano E comparado con la simulación numérica (línea continua). La polarización cruzada es menor de 40 dB como muestra la línea discontinua.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

En la figura 5.1.2.4 se presenta una figura del montaje de medida de la antena en el CATR (Compact Antenna Test Range) de ESA-ESTEC (Noordwijk, Holanda).

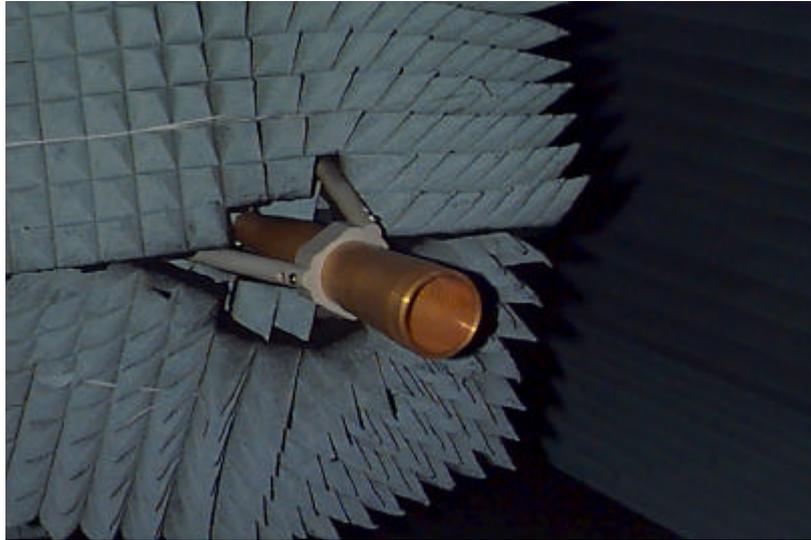


Figura 5.1.2.4. Antena optimizada montada en el CATR para la medida.

Para la segunda serie de medidas se utilizó una antena corrugada de 9 mm de cintura de haz. Esta antena está optimizada para 70 GHz, así que se midió el diagrama de radiación para comprobar la cintura de haz que realmente emitía a 53.2 GHz. Para medir el diagrama de radiación se midió la distribución de potencia del haz en dos planos diferentes. En la figura 5.1.2.5 se presenta la distribución en plano vertical a 382 mm y a 604 mm de la antena y en la figura 5.1.2.6 se presenta la distribución en plano horizontal a las mismas distancias.

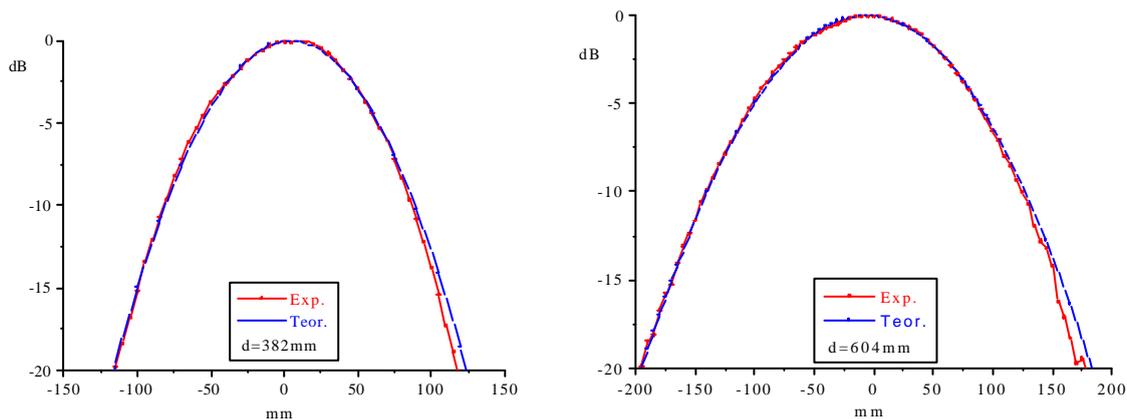


Figura 5.1.2.5. Distribución de potencia en plano vertical a dos distancias de la antena. La figura de la izquierda tiene un tamaño de haz de $w_1=79.19\text{mm}$ y a la segunda distancia tenemos $w_2=124.45\text{mm}$.

Con estos dos datos y las distancias obtenemos una cintura de haz en el plano vertical de $w_0=8.73\text{mm}$.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

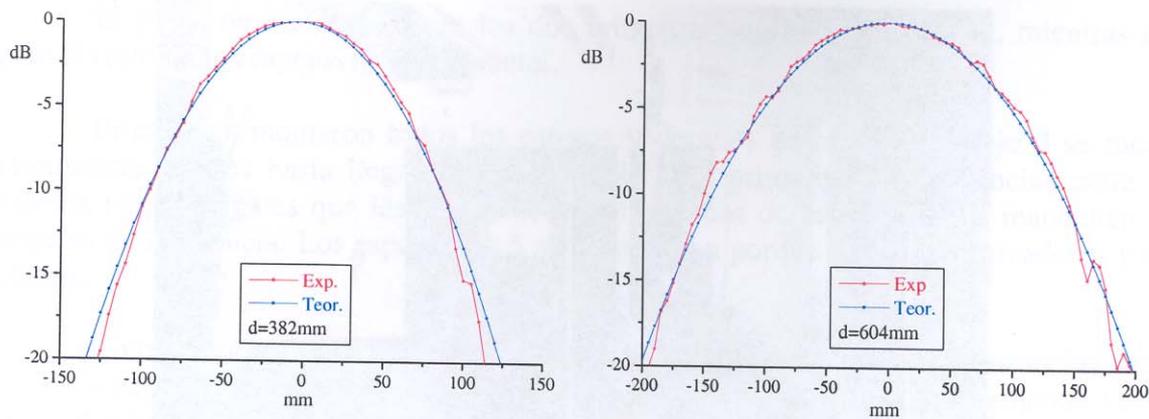


Figura 5.1.2.6. Distribución de potencia en plano horizontal a dos distancias de la antena. La figura de la izquierda tiene un tamaño de haz de $w_1=84.85\text{mm}$ y a la segunda distancia tenemos $w_2=131.52\text{mm}$.

Con estos resultados se obtiene una cintura de haz en el plano horizontal de $w_0=8.25\text{ mm}$.

La comparación entre la co-polarización y la polarización cruzada puede verse en la distribución de potencia en la figura 5.1.2.7 a una distancia de 382 mm de la antena.

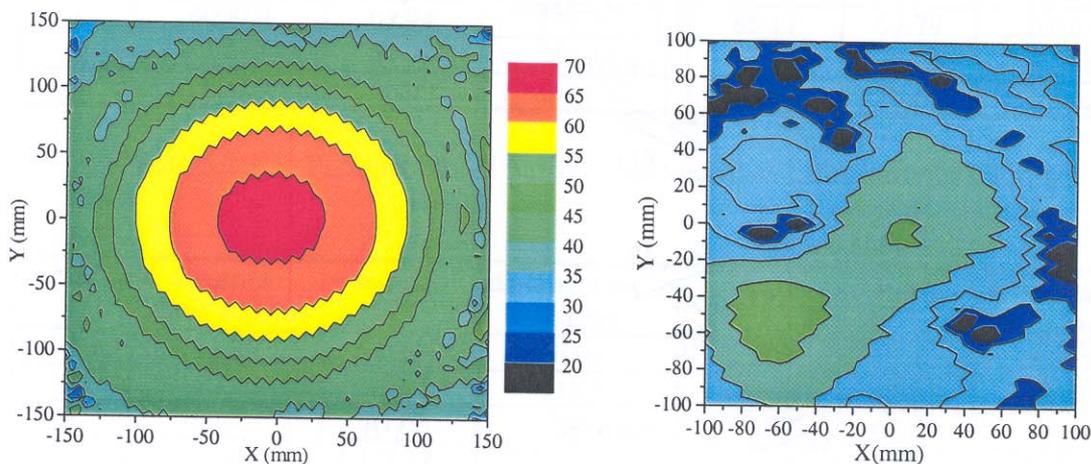


Figura 5.1.2.7. Distribución de potencia a 382 mm de distancia de la antena. La polarización cruzada está 20 dB por debajo de la co-polarización.

5.1.3. Primera serie de medidas. Espejos 1 al 7

El montaje de la primera serie de medidas en el laboratorio del IPF (Institut für Plasmaforschung) de la Universidad de Stuttgart se puede ver en la fotografía de la figura 5.1.3.1. Las partes metálicas del laboratorio, así como la pared posterior de los espejos fueron recubiertas con absorbente para disminuir la radiación dispersa.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea



Figura 5.1.3.1. Montaje en el laboratorio para las medidas de los 7 primeros espejos

En la figura 5.1.3.2. está representado esquemáticamente el montaje para las medidas.

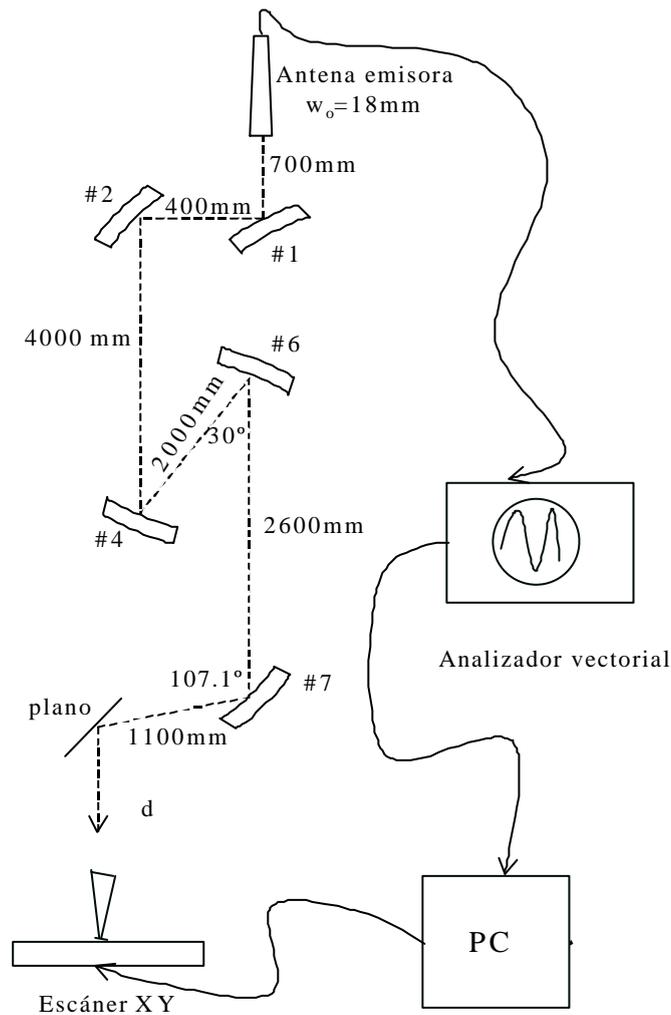


Figura 5.1.3.2. Esquema del montaje para la medida de la primera serie de espejos.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

El plano de incidencia para los dos primeros espejos es el vertical, mientras que para el resto de los espejos es el horizontal.

Primero se montaron todos los espejos y después de medir el espejo 7 se fueron eliminando espejos hasta llegar a medir sólo los dos primeros. Las distancias entre los espejos no son iguales que las de diseño por problemas de espacio. Sí se mantienen los ángulos de incidencia. Los espejos 3 y 5 no se pusieron porque son los polarizadores y son planos.

Como se observa en la figura 5.1.3.2 no se pudieron mantener las distancias reales entre los espejos por falta de espacio en el laboratorio. Esto no es un inconveniente, ya que se pueden hacer las medidas comparando con los cálculos teóricos para esas distancias. Así se comprueba de igual forma que los parámetros de los espejos están bien. En este caso, el haz va a ser astigmático durante todo el recorrido, así que dividimos los resultados teóricos para la configuración del laboratorio en plano vertical y en plano horizontal. En la tabla 5.1.3.1 se muestran los resultados para el plano vertical y en la tabla 5.1.3.2 se muestran para el plano horizontal.

Nr.	distancia entre espejos	$w_{0entrada}$	distancia w_{0ent} -espejo	w_{espejo}	$w_{0salida}$	distancia w_{0sal} -espejo
1	700.0	18.0	700.0	72.1	46.5	1426.88
2	400.0	46.5	1826.88	84.48	61.94	1982.59
4	4000.0	61.94	2017.41	85.17	57.79	2014.42
6	2000	57.79	14.42	57.80	42.09	928.68
7	2600.0	42.09	1671.32	82.77	70.68	1696.01

Tabla 5.1.3.1. Parámetros del haz en plano vertical. Dimensiones en mm.

Nr.	distancia entre espejos	$w_{0entrada}$	distancia w_{0ent} -espejo	w_{espejo}	$w_{0salida}$	distancia w_{0sal} -espejo
1	700.0	18.0	700.0	72.08	13.13	518.51
2	400.0	13.13	918.51	126.25	41.65	2765.43
4	40000.0	41.65	1234.57	67.57	67.57	5.16
6	2000.0	67.57	2005.16	86.04	52.94	2000.35
7	2600.0	52.94	599.65	56.70	56.27	219.79

Tabla 5.1.3.2. Parámetros del haz en plano horizontal. Dimensiones en mm.

Después de los espejos 1 y 2 se midió la distribución de potencia en tres planos diferentes perpendiculares a la dirección de propagación. En la figura 5.1.3.3 se muestra la distribución de potencia a 1920mm de distancia del espejo 2.

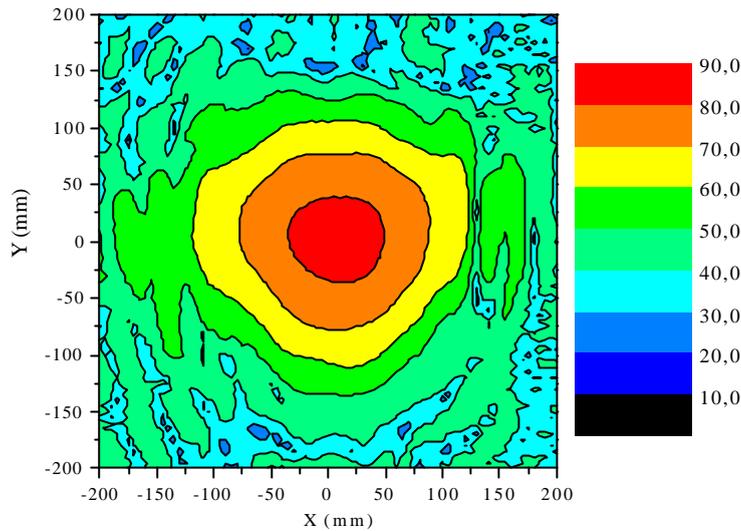


Figura 5.1.3.3. Distribución de a 1920 mm del espejo 2. Escala de colores en dBm.

A partir de la distribución de potencia en dos planos, hacemos una integral para calcular el máximo en las dos direcciones transversales: X e Y. Se compara el haz gaussiano teórico con los datos experimentales y se obtiene la eficiencia. Para la máxima eficiencia sacamos los cortes en los dos planos. La expresión utilizada para la comparación es la siguiente [4]:

$$h(x_{0i}, y_{0i}, w_{xi}, w_{yi}) = \frac{\int \sqrt{P_i(x, y)} \cdot G_i(x, y) dx dy}{\int_s P_i(x, y) dx dy}$$

donde $P_i(x, y)$ es la distribución real del haz en la sección transversal z_i y donde $G_i(x, y)$ es la expresión teórica del haz gaussiano.

En la figura 5.1.3.4 tenemos las secciones en los planos horizontal y vertical:

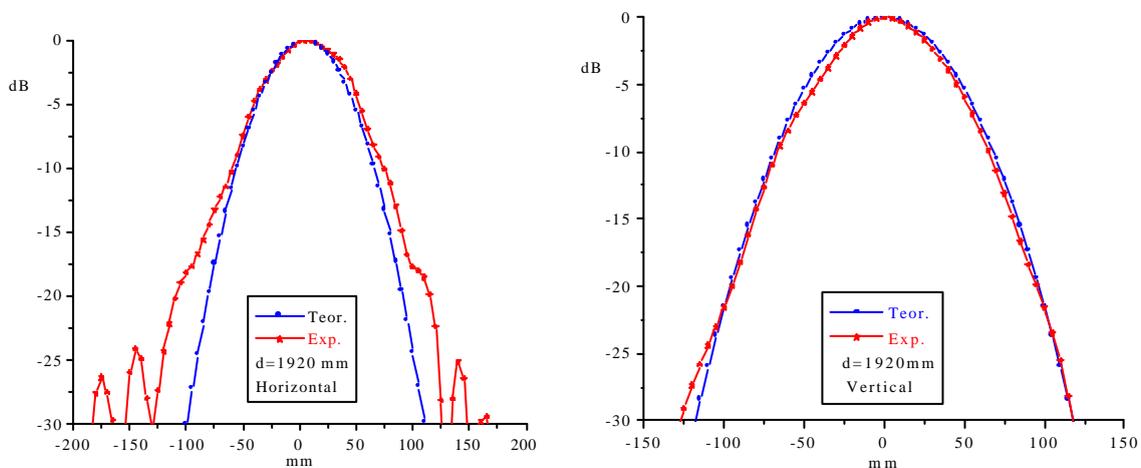


Figura 5.1.3.4. Cortes transversales en los planos horizontal (figura de la izquierda) y vertical (figura de la derecha). Comparación entre el haz gaussiano teórico y las medidas.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

A la distancia de 1920 mm tenemos una anchura de haz: $w_{hor} = 56.56$ mm y $w_{ver} = 63.64$ mm. La eficiencia gaussiana es del 97 %.

En la figura 5.1.3.5 se muestra la distribución de potencia a 2740 mm de distancia del espejo 2.

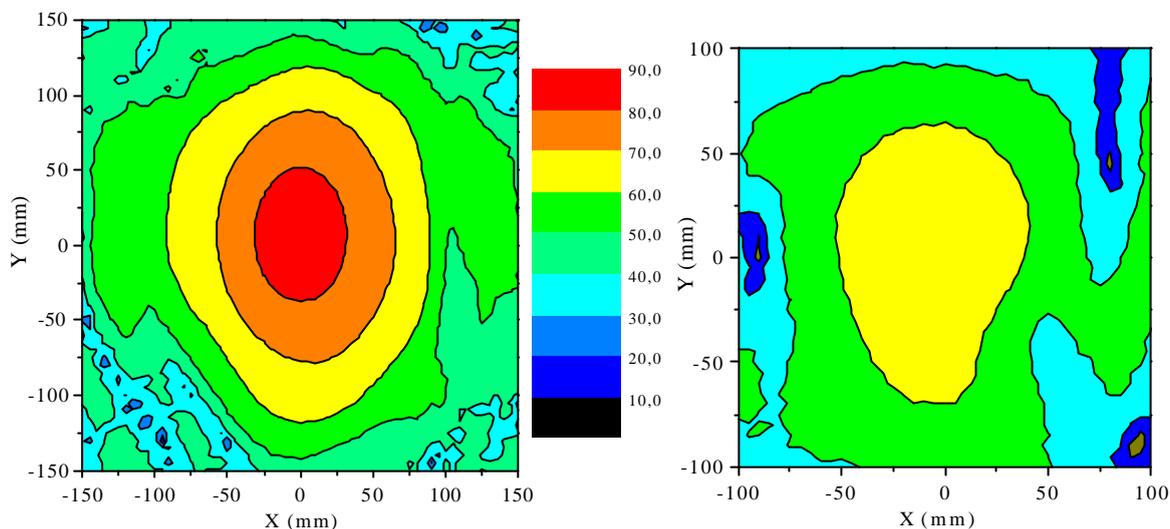


Figura 5.1.3.5. Distribución de potencia a 2740 mm del espejo 2. Escala de colores en dBm. Figura de la derecha: polarización cruzada (-30dB).

Haciendo los cortes transversales en los planos vertical y horizontal obtenemos el siguiente resultado: tamaño de haz en plano horizontal $w_{hor} = 42.42$ mm y en el plano vertical $w_{ver} = 67.88$ mm. La eficiencia gaussiana es del 97%. En la figura 5.1.3.6 están representados ambos cortes.

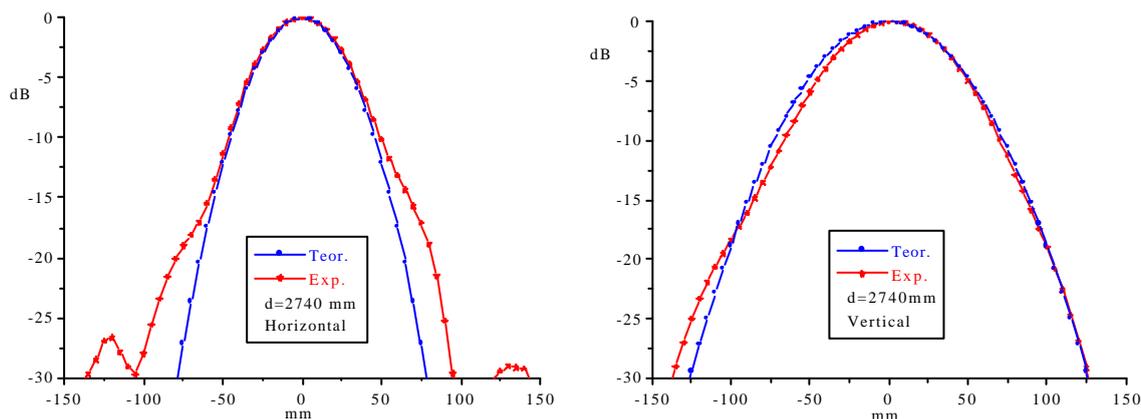


Figura 5.1.3.6. Secciones transversales en planos horizontal (izquierda) y vertical (derecha) a una distancia de 2970 mm del espejo 2.

En la figura 5.1.3.7 se muestra la distribución de potencia a 3730 mm de distancia del espejo 2 para la co-polarización y la polarización cruzada. La diferencia entre ambas es de 30 dB.

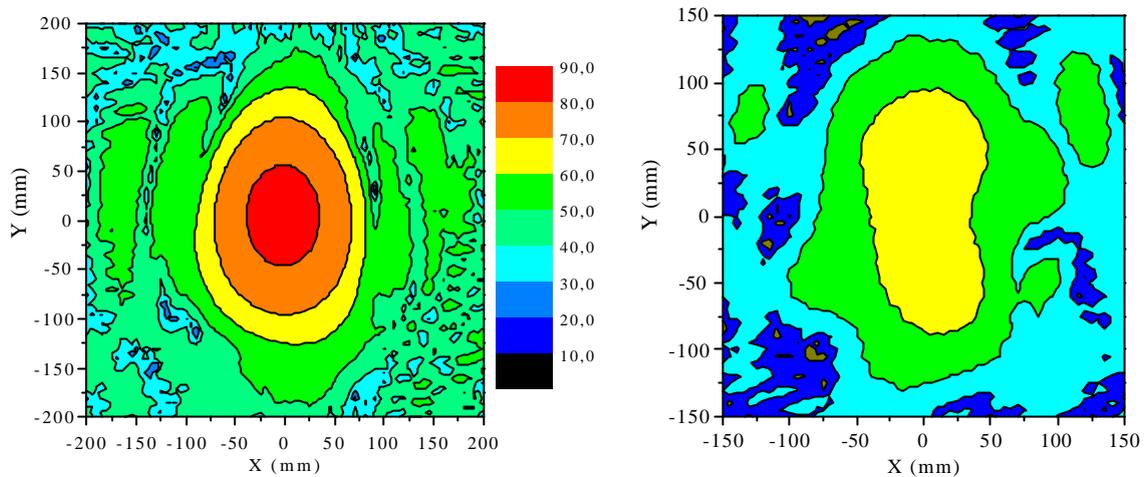


Figura 5.1.3.7. Distribución de potencia a 3730 mm del espejo 2. Escala de colores en dBm. Figura de la derecha: polarización cruzada (-30dB).

Las secciones transversales en los dos planos perpendiculares a la dirección de propagación a 3730 mm del espejo 2 se muestran en la figura 5.1.3.8. El tamaño del haz en el plano vertical es $w_{\text{ver}} = 77,88\text{mm}$ y en el plano horizontal $w_{\text{hor}} = 59,39\text{ mm}$. La eficiencia gaussiana es del 96%.

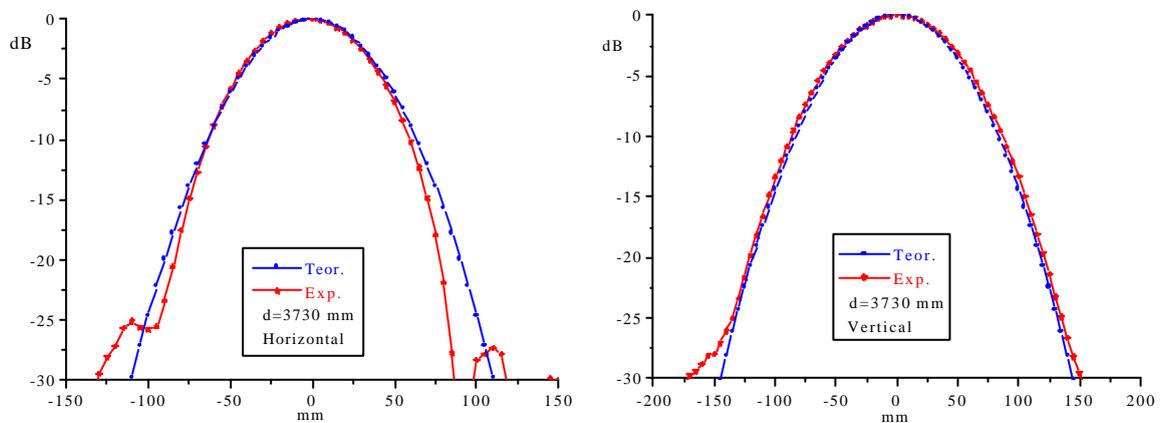


Figura 5.1.3.8. Cortes transversales para la distancia de 3730 mm del espejo 2. Plano horizontal en la figura de la izquierda y plano vertical en la derecha.

Después del espejo 7 se hicieron medidas en dos planos a las distancias de 2620mm y 3100 mm. En la figura 5.1.3.9 se muestra la distribución de potencia para las dos distancias.

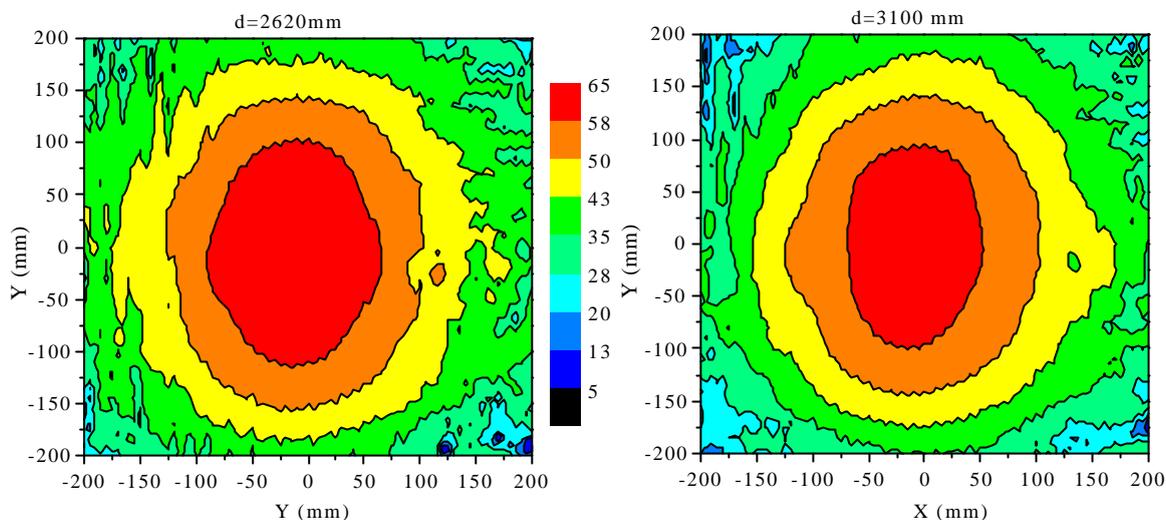


Figura 5.1.3.9. Distribución de potencia del haz en dos planos a 2620 mm y a 3100 mm de distancia del espejo 7.

Si calculamos los cortes transversales obtenemos los tamaños del haz en los planos horizontal y vertical. En la figura 5.1.3.10 para la distancia de 2720 mm. Se obtiene un tamaño de haz en plano horizontal $w_{hor} = 98,00$ mm y en el plano vertical $w_{ver} = 160,89$ mm. La eficiencia gaussiana es del 89%. En la figura 5.1.3.11 se representan los dos cortes para la distancia de 3100mm. El radio del haz en plano vertical es $w_{ver} = 138,6$ mm y en plano horizontal $w_{hor} = 106,50$ mm. La eficiencia gaussiana es del 90 %.

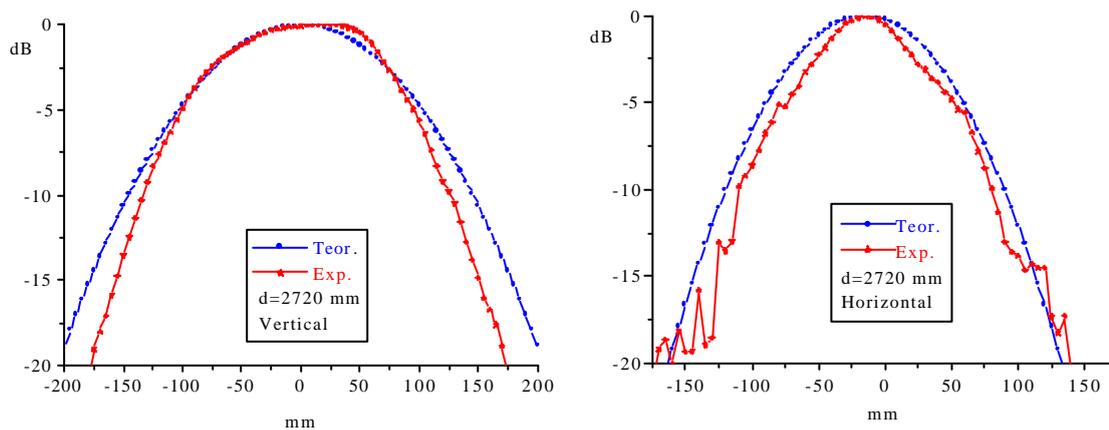


Figura 5.1.3.10. Cortes transversales después del espejo 7 en planos vertical y horizontal a la distancia de 2720 mm.

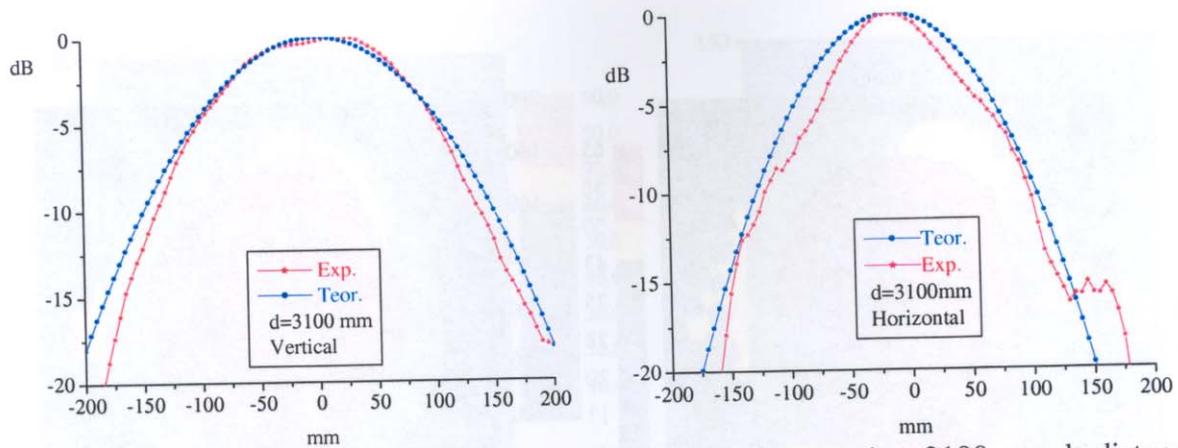


Figura 5.1.3.11. Cortes transversales de la distribución de potencia a 3100 mm de distancia del espejo 7 en planos vertical (izquierda) y horizontal (derecha).

Además de las medidas mostradas, se hicieron también medidas después de los espejos 4 y 6. En la tabla 5.1.3.2 quedan resumidas todas las medidas y se comparan los resultados teóricos con los experimentales después de cada espejo. Se puede observar que la concordancia es muy buena. Es decir, los espejos están contruidos según los parámetros de diseño.

Espejo	distancia	Experimental		Teórico		eficiencia
		whor	wver	whor	wver	
1&2	1920	56,56	63,64	55,33	61,96	97%
	2740	42,42	67,88	41,66	65,71	97%
	3730	59,39	77,88	58,84	80,00	96%
4	3200	195,67	67,9	108,70	68,53	97%
	4190	128,4	87,97	130,33	88,91	96%
6	1990	53,98	66,4	52,94	66,53	95%
	2470	56,89	76,78	55,28	78,05	95%
7	2720	98,00	160,89	97,61	192,96	89%
	3100	106,50	138,6	107,74	140,82	90%

Tabla 5.1.3.2. Comparación de los resultados experimentales con los teóricos. Las dimensiones están en mm.

5.1.4. Segunda serie de medidas. Espejos 10 al 8

El montaje de la segunda serie de medidas se puede ver en la figura 5.1.4.1. Para la medida de estos tres espejos se utilizó una antena de bocina optimizada a 70 GHz, pero con una cintura de haz de 9 mm próxima a la focalización real del haz en el plasma. Al utilizarla para 53.2 GHz, la anchura del haz disminuye un poco, pero sirve todavía para las medidas. La iluminación se hizo a partir del último espejo, y se midió en sentido opuesto a la dirección de propagación real.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

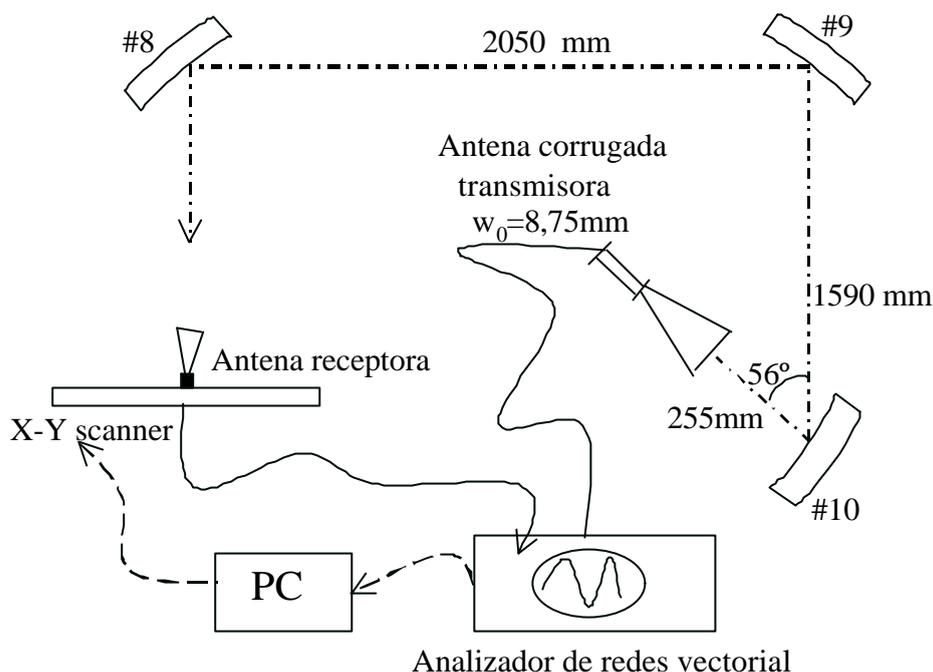


Figura 5.1.4.1. Montaje para medir los tres últimos espejos de la línea. La antena emisora ilumina en el sentido contrario al de propagación.

Tampoco en este caso se han mantenido exactamente las distancias entre los espejos. Los resultados teóricos para el montaje del laboratorio se resumen en la tablas 5.1.4.1 y 5.1.4.2.

Nr.	distancia entre espejos	$w_{0\text{entrada}}$	distancia $w_{0\text{ent}}$ -espejo	w_{espejo}	$w_{0\text{salida}}$	distancia $w_{0\text{sal}}$ -espejo
10	255	8.73	255	53.15	36.51	785.72
9	1590	36.51	804.28	53.82	24.60	656.07
8	2050	24.60	1393.93	104.63	92.06	2550.49

Tabla 5.1.4.1. Parámetros del haz para el montaje del laboratorio para medir los tres últimos espejos de la línea. Plano vertical. Dimensiones en mm.

Nr.	distancia entre espejos	$w_{0\text{entrada}}$	distancia $w_{0\text{ent}}$ -espejo	w_{espejo}	$w_{0\text{salida}}$	distancia $w_{0\text{sal}}$ -espejo
10	255	8.25	255	56.09	36.96	868.79
9	1590	36.96	721.21	50.92	25.12	619.81
8	2050	25.12	1430.19	105.25	87.85	2836.79

Tabla 5.1.4.2. Parámetros del haz para el montaje del laboratorio para medir los tres últimos espejos de la línea. Plano horizontal. Dimensiones en mm.

La distribución de potencia se midió a dos distancias del espejo 8: 872mm y 1604mm. En la figura 5.1.4.2 se presenta la distribución de potencia a las dos distancias.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

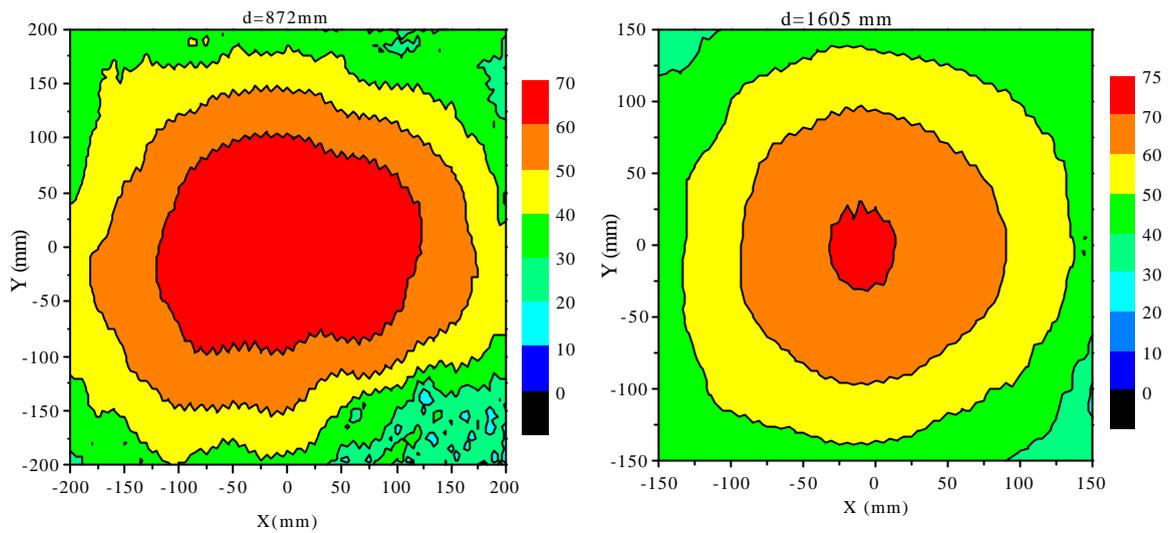


Figura 5.1.4.2. Distribución de potencia en los planos correspondientes a las distancias 872 mm y 1605mm del espejo 8.

En la figura 5.1.4.3 se presentan las secciones horizontales de las distribuciones de potencia anteriores a las dos distancias.

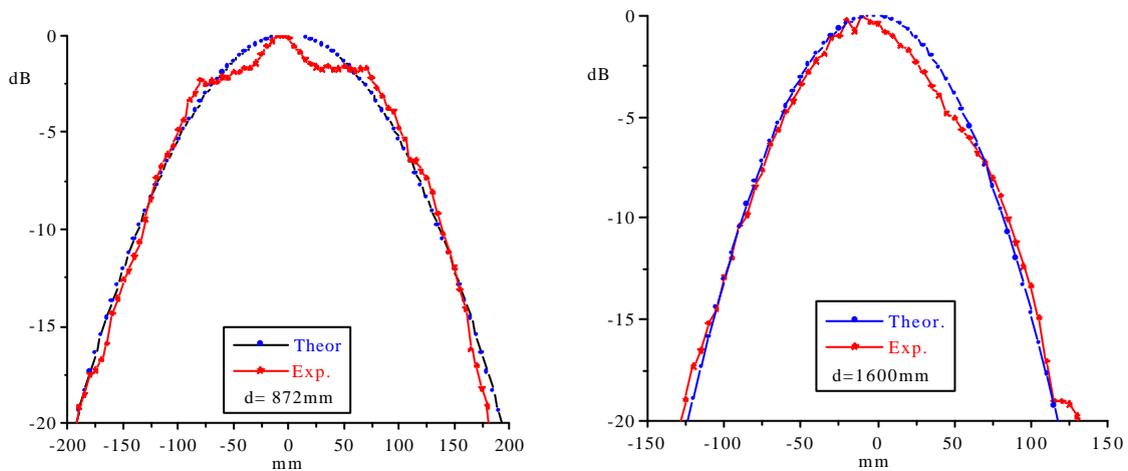


Figura 5.1.4.3. Secciones del plano horizontal a las dos distancias de medidas.

Tenemos un tamaño del radio de $w_{hor} = 120,28$ mm para $d=872$ mm y un $w_{hor} = 82,20$ mm para la distancia $d=1605$ mm.

En la figura 5.1.4.4 se presentan las secciones en plano vertical a esas mismas dos distancias:

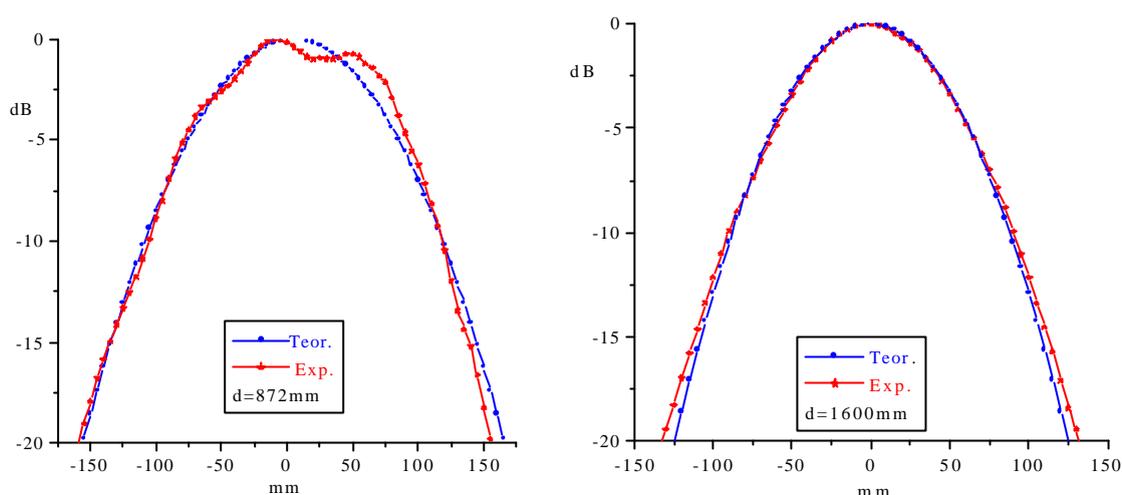


Figura 5.1.4.4. Cortes transversales en plano vertical a las dos distancias el espejo 8.

Tenemos un tamaño del radio de $w_{ver}= 106,06$ mm para la primera distancia: $d=872$ mm y un $w_{ver}= 85,09$ mm para la segunda distancia: $d=1605$ mm.

En la tabla 5.1.4.3 se presenta la comparación de los resultados experimentales con los teóricos. La concordancia vuelve a ser buena.

Espejo	distancia	Experimental		Teórico		eficiencia
		w_{hor}	w_{ver}	w_{hor}	w_{ver}	
10&9&8	872	120.2	106.0	94.31	97.70	89%
	1605	82.20	85.09	89.95	93.89	87%

Tabla 5.1.4.3. Datos teóricos y experimentales de los tamaños de haz en las secciones medidas. Las dimensiones están en mm.

5.1.5. Medidas de los polarizadores

Para medir los polarizadores las antenas emisora y receptora se mantuvieron fijas y se rotaron los polarizadores por medio del motor que llevan incorporado en el soporte. Las antenas y el polarizador se alinearon primero con ayuda de un láser. Se midió la amplitud y la fase de la señal por medio del analizador de redes vectorial. Como antena emisora se utilizó la antena corrugada optimizada y como antena receptora se utilizó una antena de bocina lo más pequeña posible para tener una buena resolución espacial. El montaje para medir los polarizadores se observa en la figura 5.1.5.1.

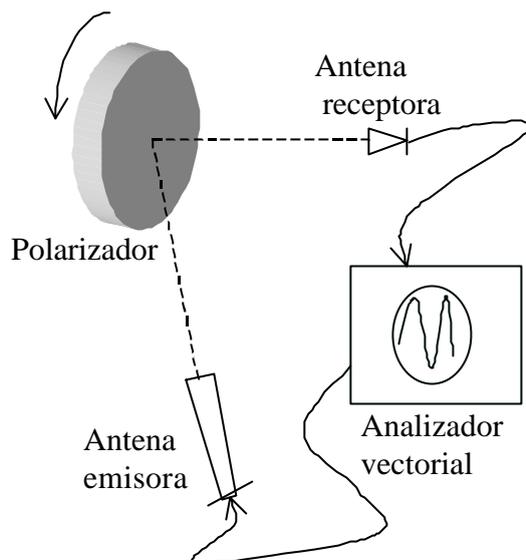


Figura 5.1.5.1. Montaje para la medida de los polarizadores.
Las antenas se mantienen fijas y el polarizador se gira.

Las medidas del polarizador elíptico se muestran en la siguiente 5.1.5.2). Se obtiene una variación de la potencia de 3dB. Al ir girando el polarizador, las componentes del campo eléctrico van cambiando de posición con respecto a la antena receptora. Esta antena tiene sección rectangular, con lo cual, tiene su máximo cuando el campo eléctrico es vertical. El cambio de fase de 90° es precisamente el correspondiente al giro del campo eléctrico cuando el polarizador da una vuelta completa.

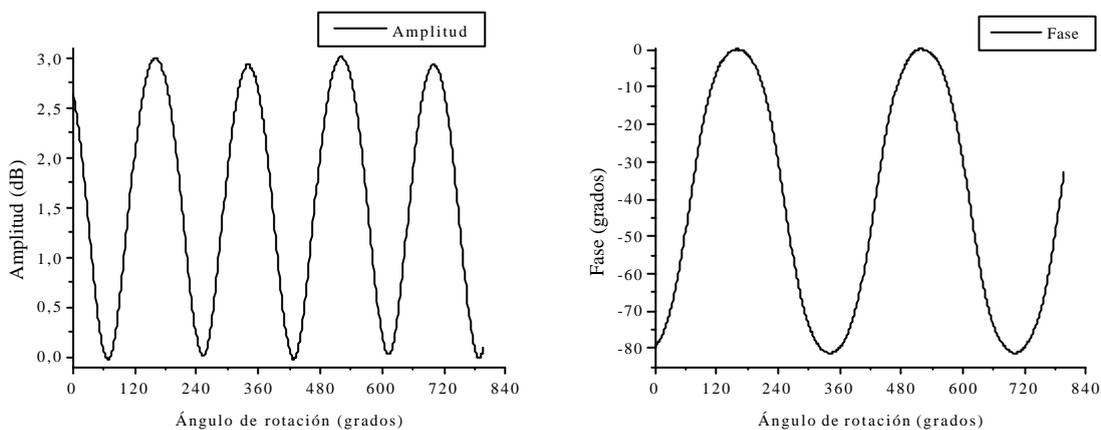


Figura 5.1.5.2. Fase y amplitud del polarizador elíptico.
Variación de 85° en la fase en cada rotación y de 3 dB en la amplitud.

Las medidas del girador de la polarización se muestran en la figura 5.1.5.3. La variación de la amplitud es de 20 dB. En teoría, el campo eléctrico pasa de estar con la polarización correcta de la antena a estar totalmente perpendicular, con lo cual, en este último caso, el acoplamiento debería ser totalmente 0. Los 20dB son, sin embargo, suficientes. El cambio en la fase es de 180° , como corresponde.

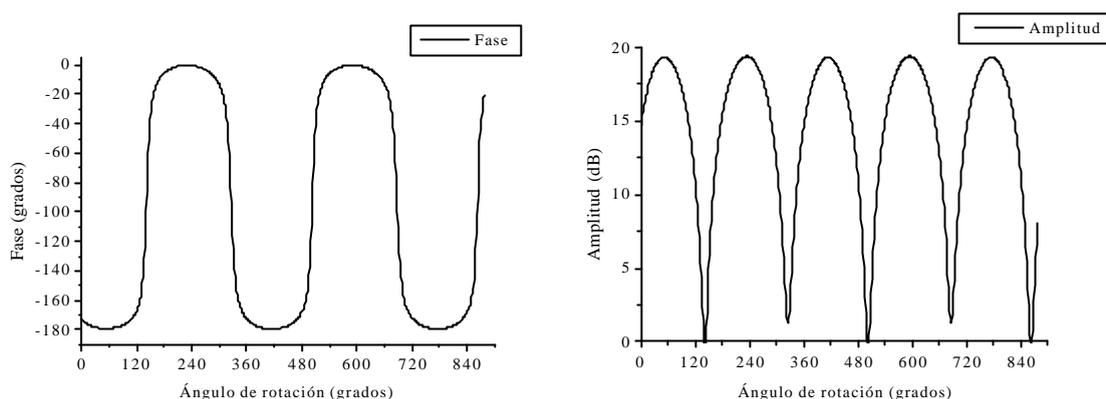


Figura 5.1.5.3. Fase y amplitud en el girador de la polarización
Variación de 180° en la fase en cada rotación y de 20 dB en la amplitud.

5.1.6. Medida de los acopladores de potencia

Para comprobar el diagrama de radiación de los acopladores de potencia se utilizó el montaje experimental está esquematizado en la figura 5.1.6.1. La fuente de microondas es un diodo Gunn de 100mW de potencia y sintonizado a 53.2GHz. La antena emisora está fija. Es una antena de bocina estándar para la banda WR-19. El espejo se coloca en un soporte rotatorio para poder cambiar el ángulo de incidencia.

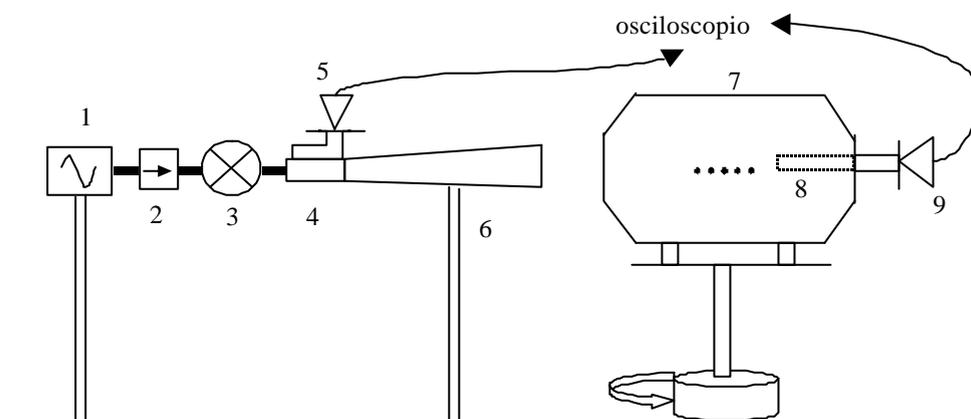


Figura 5.1.6.1. Esquema de la medida.

Componentes: 1-diodo Gunn; 2-aislador; 3-modulador; 4-acoplador direccional de 20dB 5-diodo de microondas; 6-antena corrugada; 7-espejo; 8-tramo de guía de onda rectangular estándar WR19 unida al acoplador interno del espejo; 9- diodo de microondas.

Todo el sistema es alineado con un láser. Primero se sitúa el láser perpendicular al banco de microondas y se alinea mediante una pantalla colocada lo más lejos posible para disminuir los errores. Una vez alineado, se coloca el soporte del espejo para que esté

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

perpendicular al láser y la luz incide en el centro del espejo. Se coloca el espejo y se confirma que rota en torno al eje. Por último se alinea la antena.

La detección se realiza mediante un diodo de microondas con una sensibilidad de 50mV/mW. Para aumentar la sensibilidad se utiliza un amplificador y además se modula la señal con una frecuencia de modulación de 1 kHz.

Se ha intentado medir la potencia a la salida para diferentes ángulos, pero la sensibilidad no es suficiente. Se tiene que medir de nuevo con un oscilador de más potencia tipo IMPATT o TWT. Otra solución es medir el diagrama de radiación con el analizador vectorial utilizado para la serie de medidas, pero tendremos que trasladar el espejo.

5.2. Medidas en alta potencia

Una vez verificados los parámetros de los espejos a baja potencia, se colocan los espejos en los soportes de la línea en la nave del TJ-II. Antes de comenzar la puesta en marcha definitiva se tienen que realizar medidas a potencia nominal de los parámetros del

5.2.1. Dispositivo de medida

Las medidas a alta potencia presentan una serie de dificultades: hay que mantener las normas de seguridad y las medidas tienen que hacerse desde la sala de control, por lo tanto, hay que buscar materiales que sean sensibles al calentamiento, pero que soporten la alta densidad de potencia. Un método es utilizar una cámara de infrarrojos, como se vio en el capítulo 3, que es el que se emplea en la compañía que fabrica los girotrones. El problema de este método es que dicha cámara tiene un coste muy elevado.

Para realizar las medidas en alta potencia de la línea QTL1, ya montada en la nave experimental del TJ-II, se ha desarrollado un dispositivo especial basado en bolómetros, en colaboración con el Instituto de Física Básica (IOFAN) de Moscú [5].

Se dispone de 29 bolómetros que se pueden colocar en un objetivo lineal o en un objetivo en forma de cruz. Detrás de estos objetivos se coloca una carga falsa para reducir la radiación dispersa. La unidad de control tiene un multiplexor, un amplificador y una fuente de alimentación. Un transformador de aislamiento evita que haya una conexión directa entre el dispositivo de medida y el resto de aparatos utilizados en el experimento. Un conversor analógico-digital convierte la señal para que los datos puedan ser procesados en un PC desde la sala de control de los girotrones. La operación del dispositivo es controlada por un programa de ordenador desarrollado en Turbo Pascal. Para comenzar la operación se utiliza un pulso de sincronismo mandado por el sistema de control de los girotrones. Los componentes principales del dispositivo están esquematizado en la figura 5.2.1.1.

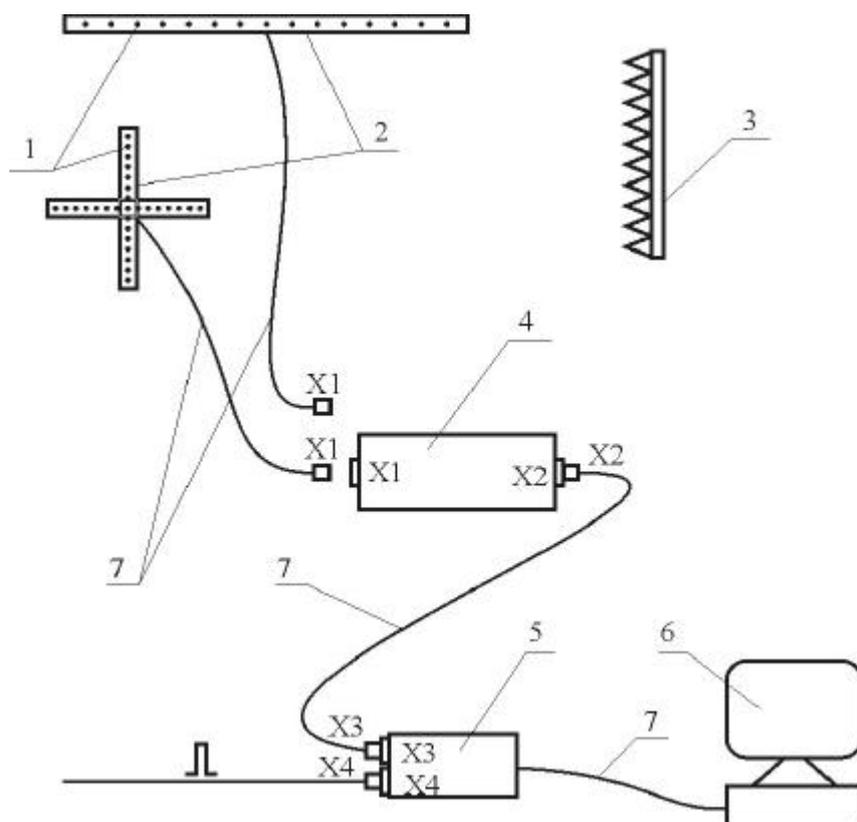


Figura 5.2.1.1. Sistema de medida MED-2.

Componentes del sistema: 1-bolómetros, 2-objetivos lineal y en cruz, 3- carga, 4- controlador, 5- unidad de sincronismo, 6-PC 486, 7-cables de conexión.

Los bolómetros constan de una cabeza de material absorbente, una resistencia, un tubo de acero, un tubo aislante, un cono de protección y el conector. El material de la cabeza absorbente es un compuesto de polvo de acero y carbono de cuarzo, horneado a alta temperatura (1000°C). Este compuesto absorbe muy bien las microondas y tiene una conductividad térmica muy alta. Los parámetros de las resistencias térmicas son los siguientes: resistencia de 30 kΩ para 20°C, la sensibilidad tiene un rango de 1.1 a 1.3 kΩ/°C, el tiempo característico es de 5 s, el rango de la temperatura de operación: -60°C a 155°C y el diámetro es de 3.6 mm. Estas resistencias miden la temperatura de la cabeza absorbente. El tubo de acero inoxidable se usa como soporte para la cabeza absorbente, así se consigue tener un aislamiento térmico entre la resistencia y la base con los terminales (hay que hacer notar que esta base también absorbe la potencia de microondas). El tubo aislante cubre el tubo de acero inoxidable para aumentar el umbral de arcos eléctricos. La parte cónica protectora evita que la potencia de microondas penetre en los terminales. La base de los terminales tiene unos agujeros para que los bolómetros puedan enroscarse en ellos. El tiempo característico de cada bolómetro es aproximadamente 29 s.

Un esquema de uno de los bolómetros está representado en la figura 5.2.1.2.

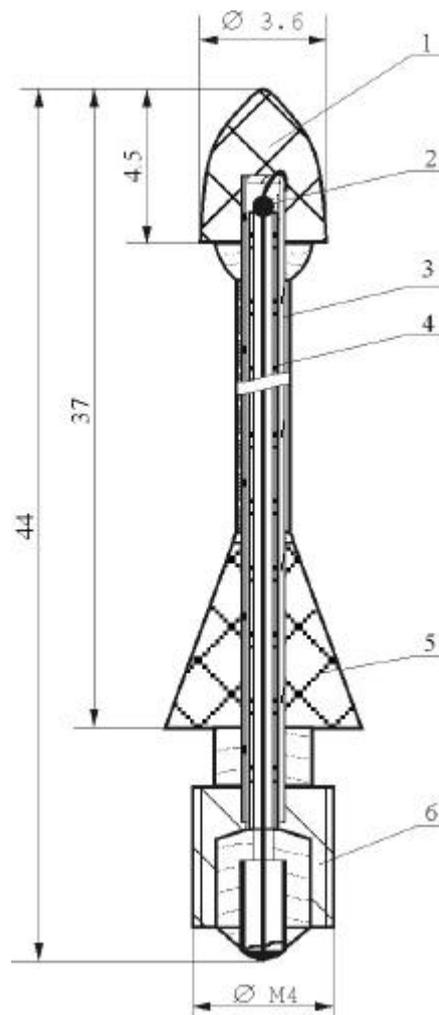


Figura 5.2.1.2. Esquema de un bolómetro. 1 – cabeza absorbente; 2 - resistencia; 3 – tubo de acero inoxidable; 4 – tubo aislante; 5 – cono de protección; 6 - terminal.

Antes de comenzar las medidas hay que calibrar los bolómetros. Para ello, se coloca un calentador óhmico en la cabeza absorbente del bolómetro. Dicho calentador está formado por un alambre de alta resistencia, de una longitud de 35 mm. El calentador se alimenta por medio de la descarga de un condensador de alta capacidad: 33000 mkF. Este condensador se carga por medio de una fuente de alimentación de 3 V, a través de una resistencia de 500 Ω . La energía total del pulso es de 1.5 J. El contacto térmico entre el calentador y la cabeza absorbente debe ser muy bueno, ya que en caso contrario los valores medidos pueden diferir en un 25%.

Los bolómetros se pueden colocar en un objetivo en forma lineal, que se puede observar en la figura 5.2.1.3, o en un objetivo en forma de cruz (figura 5.2.1.4). La longitud del objetivo lineal son 27 cm y se puede medir la distribución de potencia con una resolución de 9 mm. La distribución de potencia en los dos planos se puede medir con el objetivo en forma de cruz al mismo tiempo. Las dimensiones del son 9x9cm² y la resolución espacial es de 6 mm. Para medir la distribución de potencia, los objetivos tienen que estar alineados para que el centro del haz coincida con el centro del objetivo.

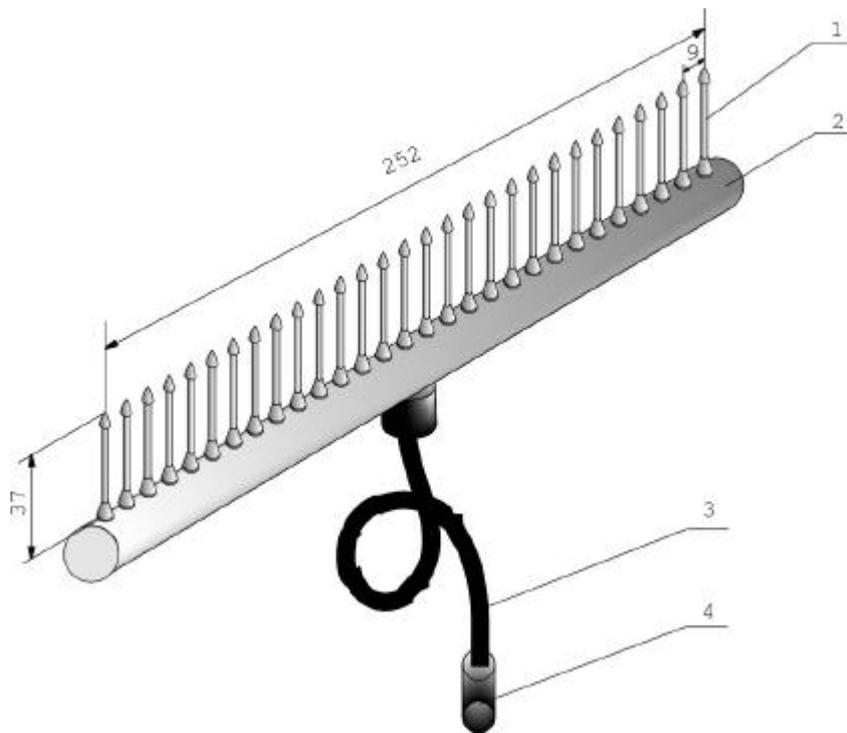


Figura 5.2.1.3. Objetivo en forma lineal.
Partes: 1-bolómetros, 2-base, 3-cable, 4-conector.

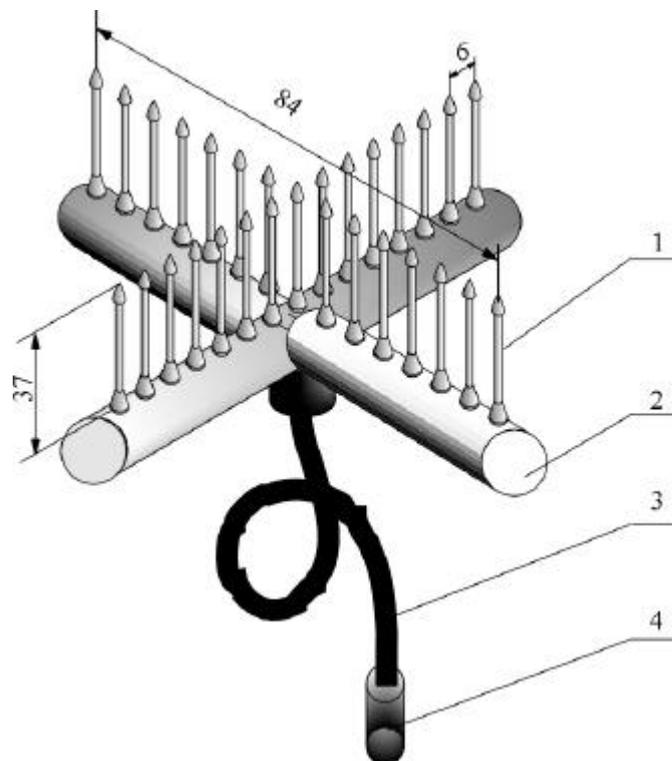


Figura 5.2.1.4. Objetivo en forma de cruz.
Partes: 1-bolómetros, 2-base, 3-cable, 4-conector.

Medidas de los parámetros del haz a lo largo de la línea

Debido al riesgo de arcos el umbral de la densidad de potencia de los bolómetros no puede superar los 30 kW/cm². El ruido del circuito de medida es el que determina la sensibilidad del aparato. En términos del nivel de ruido la mínima densidad de potencia que los bolómetros pueden distinguir es de 100W/cm². Las medidas se llevarán a cabo con pulsos de microondas de 5 ms y 300 kW de potencia. El aparato se dispara 8 ms antes que el girotrón para adquirir el nivel de referencia. El tiempo de adquisición de una muestra (la muestra está formada por un punto de cada bolómetro, así que hay 29 puntos) es de 4.35ms. La frecuencia de muestreo es de 6.7 kHz.

5.2.2. Medidas de la polarización

Para comprobar la polarización a alta potencia se ha diseñado una rejilla metálica. La rejilla refleja las microondas cuando el campo eléctrico es paralelo a los hilos, ya que la distancia entre los mismos es menor que $\lambda/2$ (está en corte). Si se va girando la rejilla 90°, la potencia pasa sin reflexión (el campo no genera corrientes en los hilos y la rejilla no afecta a la estructura del campo). Para medir el plano de polarización hay que ir girando la rejilla (por ejemplo, en ángulos de 9°) hasta formar 180° con una posición de referencia (por ejemplo, cuando los hilos están en plano horizontal). Y es necesario colocarla de tal manera que la potencia reflejada no vuelva al girotrón. En este caso se ha elegido 45°, aunque se puede elegir cualquier ángulo. La potencia reflejada se recoge con una antena de bocina de sección rectangular y se mide con un diodo de microondas. También se podría medir la potencia transmitida (con la diferencia de que estaría en contrafase).

El material con el que se han fabricado los hilos es tungsteno y se puede medir con longitudes de pulso no mayores a 5 ms para evitar los arcos eléctricos. La rejilla va montada en un soporte especial, que se coloca en el soporte de la línea de transmisión.

REFERENCIAS

- [1] A.Fernández, K.Likin, F.Hollmann, W.Kasperek, R.Martin. “Cold test of upgraded TJ-II transmission line”. Proceedings of the 26th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Toulouse, France, september 2001.
- [2] J.Teniente, R.Gonzalo, C.del Río, J.Marti, M.Sorolla, A.Fernandez, K.Likin, R. Martin. “Optimal corrugated horn antenna for low-power testing of the quasioptical beam waveguide at TJ-II stellarator”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol 20 , pp pp1757-1769, octubre 1999.
- [3] A.Fernández, K.Likin, et al. “Low power characterisation of the TJ-II stellarator quasi-optical beam waveguide”. Proceedings of the AMTA, 1999.
- [4] S.O.Kuznezov and V.I.Malygin. “Determination of gyrotron wave beam parameters”. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol 12, Nr.11, 1991, pp.1241-1252.
- [5] A.Bolshakov, K.Likin,A.Fernandez,R.Martin. “MED-2 device for measurements of microwave power distribution”. Enviado a la revista Review of Scientific Instruments.

Capítulo 6 Conclusiones y líneas futuras

6.1. Conclusiones

Se ha diseñado y fabricado una línea de transmisión de potencia, basada en técnicas cuasi-ópticas, para el sistema de ECRH del stellarator TJ-II. Dicha línea sustituye a otra línea de transmisión de espejos, que no permitía flexibilidad en los experimentos de calentamiento y de inducción de corriente. Se ha conseguido mejorar las principales deficiencias que presentaba la línea primitiva.

La nueva línea tiene un recorrido óptico de 20 m y consta de 10 espejos: 8 elipsoidales y dos planos, que son corrugados y actúan de polarizadores. Los dos primeros espejos corrigen el astigmatismo de la radiación de salida del girotrón y permiten tener un haz gaussiano con sección circular en todo el recorrido. En el caso de tener que cambiar el girotrón, cambiando estos dos primeros espejos se puede mantener el resto de la línea. Además, la línea está diseñada con una disposición cofocal, que permite tener un gran ancho de banda.

Tiene un espejo interno que permite variar el ángulo de lanzamiento de las microondas dentro de la cámara tanto en dirección poloidal como en dirección toroidal. Esto permite calentar en el eje y fuera del mismo en cualquiera de las configuraciones magnéticas del TJ-II. Este espejo focaliza el haz a la misma distancia y con el mismo tamaño de haz que la actual QTL2, con lo cual se consigue tener dos líneas perfectamente simétricas. Con esta disposición se pueden hacer experimentos de inducción de corriente y controlar los perfiles de corrientes en el plasma.

Se han diseñado dos polarizadores que consisten en un par de espejos planos con corrugaciones, que permiten optimizar la polarización para aumentar la eficiencia de absorción de las microondas por el plasma. Uno rota la polarización y el otro consigue la polarización elíptica. Las corrugaciones tienen un perfil senoidal para evitar arcos eléctricos a alta potencia.

Conclusiones y líneas futuras

Para poder medir la potencia suministrada por el girotrón y las pérdidas a lo largo de la línea en tiempo real, se han diseñado dos espejos con un acoplador direccional incorporado. El espejo 2 mide la potencia suministrada por el girotrón y el espejo 9 mide la potencia inyectada en la cámara. Además, se puede medir también la potencia reflejada, que puede provocar problemas en el girotrón. Por otra parte, se ha colocado una carga de agua cilíndrica, que permite medir la potencia entre disparos y calibrar estos espejos. Se ha desarrollado un programa de ordenador para hacer los cálculos potencia.

Las pérdidas a lo largo de la línea se estiman en un 10 %. La mayoría de estas pérdidas son debidas al truncamiento del haz en los espejos. El resto se deben principalmente a la distorsión del haz, a la generación de polarización cruzada y a las pérdidas óhmicas. Se han realizado medidas de las pérdidas óhmicas con una técnica novedosa, que es un resonador de tres espejos. Estas medidas han sido muy útiles para el diseño de los polarizadores.

Se han hecho medidas de materiales absorbentes para poder recubrir la protección metálica y evitar que las reflexiones puedan afectar al régimen estable del girotrón. Los materiales que presentan mejores características son el Al_2O_3 y el TiO_2 . Recubriendo las paredes se consigue una caída de la potencia reflejada de 15 a 20 dB, que es suficiente para evitar que la potencia afecte al girotrón en los casos de alcanzar la densidad de corte en el plasma.

Para verificar los parámetros de diseño de los espejos se han llevado a cabo medidas en baja potencia de los parámetros de haz. Las medidas se realizaron en los laboratorios del Institut für Plasmaforschung (IPF) de la Universidad de Stuttgart (donde también se fabricaron los espejos). Se ha comprobado que los resultados experimentales concuerdan con los resultados teóricos y que los espejos están fabricados correctamente. En colaboración con la Universidad Pública de Navarra se diseñó una antena corrugada optimizada para llevar a cabo estas medidas. La antena tiene una radiación de salida que simula la radiación del girotrón. La antena se midió en la cámara anecoica de ESA-ESTEC (Noordwijk, Holanda) con muy buenos resultados.

El espejo interno permite la variar la zona de deposición de potencia. Se calibró en el laboratorio de microondas del Ciemat con ayuda de un soporte especial. Una vez calibrado, se colocó dentro de la cámara de vacío del TJ-II y se alineó con respecto a la brida por medio de un láser. La posición del mismo se modifica desde la sala de girotrones con un programa que controla los motores.

Para montar la línea en la nave del TJ-II se diseñaron unos soportes especiales. Una vez montados los espejos, se alinearon con un láser. Como paso final antes de la operación normal, hay que hacer medidas de los parámetros del haz a alta potencia. Uno de los métodos más habituales es utilizar una cámara de infrarrojos, pero es un dispositivo muy caro. Se ha diseñado y desarrollado otro sistema de medida basado en colaboración con el Instituto de Física Básica (IOFAN) de Moscú. Estos acoplados a unos objetivos en forma de cruz y en forma lineal. Con pulsos de girotrón cortos: 5ms, se puede obtener la forma del haz a lo largo de la línea y volver comprobar la bondad del diseño. También se ha diseñado y fabricado una rejilla para poder comprobar la

6.2. Líneas futuras

A raíz de este trabajo se han desarrollado programas de diseño y métodos de medida que pueden aplicarse a otras líneas de transmisión. Se van a llevar a cabo colaboraciones con otras máquinas de fusión importantes JET (Joint European Tokamak) [1,2] y el proyecto ITER (International Thermonuclear Reactor) para participar en el diseño de líneas de transmisión y en las antenas de lanzamiento

La línea se medirá a alta potencia con los dispositivos de bolómetros tan pronto como el girotrón esté instalado y en funcionamiento.

Se piensa utilizar la idea de los bolómetros para tener un sistema de comprobación del alineamiento de los espejos. Se colocaría un bolómetro en cada extremo del espejo y cualquier modificación en la potencia de cada uno podría dar una indicación de la pérdida de alineamiento. Esto es importante para el caso de los monitores de potencia, ya que son sensibles al ángulo y una variación de potencia podría también ser debida a un desalineamiento del espejo que hay que discernir.

REFERENCIAS

- [1] E.Bertolini et al. “*The JET Project: Progress toward a Tokamak Thermonuclear Reactor*” . Informe (JET-P(93)02)
- [2] A.Fernández, K.Likin, P.Manintveld, A.G.A.Verhoeven, R.Martín “*Conceptual design of quasi-optical transmission lines for JET-EP*”. Proceedings of the 26th International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Toulouse, Francia, septiembre 2001.

- "Design of the upgraded TJ-II quasi-optical transmission line".
A.Fernández, W.Kasperek, K.Likin, R.Martín. Proceedings of the 25th International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Pekín (China). Septiembre 2000. Presentación oral.
- "Low power characterisation of the TJ-II Stellarator quasi-optical beam waveguide".
A.Fernández, K. Likin et al. Proceedings of the AMTA (Antenna Measurements Techniques Association) Conference. Montreal. Canada. 4-8 October 1999. Presentación oral.
- "Measurements of the gyrotron frequency spectrum".
A.Fernández, K. Likin, R. Martín, A. Cappa. Proceedings of the 21st International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Monterey (California), 5-10 Septiembre, 1999. Póster.
- "Wave beam parameters into the TJ-II transmission lines".
K. Likin, A. Fernández, R. Martín et al. Proceedings of the 21st International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Monterey (California), 5-10 Septiembre, 1999. Presentación oral.
- "Optimized antenna system for low power testing of the quasioptical transmission line at TJ-II".
Sorolla M., Del Río C., Gonzalo R., Sánchez A., Martín R., Fernández A., Cepero J.R. Proceedings of the 21st International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Berlín, 14-19 July 1996.

3. Comunicaciones a congresos nacionales.

- "Líneas de transmisión cuasiópticas en el stellarator TJ-II".
A.Fernández, K.Likin, M. Sorolla, R. Martín. XIII Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio. URSI'98. Pamplona, 18-20 septiembre 1998. Póster.

"Guía de onda cuasióptica de potencia en el TJ-II".

Sorolla M., Martín R., Likin M., Sánchez A., Del Río C., Gonzalo R., Arriazu C., Fernández A., Cepero J.R. XI Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio. URSI'96. Madrid, 18-20 septiembre 1996.



4. Informes técnicos Ciemat.

- "*Diseño avanzado de la primera línea de transmisión cuasi-óptica del sistema ECRH del TJ-II*".
A.Fernández, K. Likin, R.Martín. 889, abril 1999.
- "*Líneas de transmisión cuasi-ópticas para el sistema ECRH del stellarator TJ-II*".
A.Fernández, K. Likin, R. Martín, A. Cappa, J.R. Cepero. 896, mayo 1999.

