



Universidad
Carlos III de Madrid

Departamento de Tecnología Electrónica

Tesis Doctoral

Metodología para el diseño de diagnósticos interferométricos de alta resolución espacial para la medida de perfiles de densidad electrónica en plasmas de fusión. El interferómetro heterodino de haz expandido y de dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II

Autor: Pablo Pedreira Conchado

Tutor: Pablo Acedo Gallardo

Leganés, Septiembre de 2011

Tesis Doctoral

TÍTULO :

METODOLOGÍA PARA EL DISEÑO DE DIAGNÓSTICOS INTERFEROMÉTRICOS DE ALTA RESOLUCIÓN ESPACIAL PARA LA MEDIDA DE PERFILES DE DENSIDAD ELECTRÓNICA EN PLASMAS DE FUSIÓN. EL INTERFERÓMETRO HETERODINO DE HAZ EXPANDIDO Y DE DOS LONGITUDES DE ONDA DEL STELLARATOR TJ-II.

AUTOR : D. PABLO PEDREIRA CONCHADO

TUTOR : DR. PABLO ACEDO GALLARDO

DEPARTAMENTO : TECNOLOGÍA ELECTRÓNICA

TRIBUNAL:

FIRMA

PRESIDENTE : JUAN CARLOS MIÑANO DOMINGUEZ

VOCAL : PETRA KORNEJEV

VOCAL : LUIS ENRIQUE GARCIA MUÑOZ

VOCAL : BERNARDO ZURRO HERNANDEZ

SECRETARIO : JOSE ANTONIO GARCIA SOUTO

CALIFICACIÓN

Leganés, de

de 2011

RESUMEN

Este trabajo de tesis doctoral desarrolla una metodología para el diseño de diagnósticos interferométricos multicanal para la medida de perfiles de densidad electrónica de alta resolución espacial en plasmas de fusión confinados magnéticamente y su validación a través del diseño de un diagnóstico para el stellarator TJ-II..

A mediados del siglo XX surge la fusión termonuclear como una solución y alternativa a los problemas que se derivan del uso de los combustibles fósiles como fuentes de energía. Para obtener una reacción de fusión termonuclear entre deuterio y tritio (combustibles típicos en este tipo de fusión) se necesita alcanzar muy altas temperaturas y ser confinada en un tiempo específico. En dispositivos de fusión por confinamiento magnético (tokamak y stellarator), al alcanzar estas temperaturas la materia se convierte en plasma y dicha reacción es controlada mediante fuertes campos magnéticos. Para estudiar el comportamiento del plasma confinados magnéticamente existen varios diagnósticos, entre ellos las técnicas interferométricas. Podemos determinar la densidad electrónica local del plasma a través del desfase que introduce el plasma a una onda electromagnética cuando lo atraviesa en un punto concreto

Para obtener un control total sobre la evolución temporal y espacial de la densidad electrónica obteniendo así información sobre diferentes fenómenos relacionados con el transporte de energía y partículas se debe iluminar el plasma en varios puntos muy próximos entre sí simultáneamente para obtener un perfil de densidad de alta resolución espacial. Por ello, surgen los sistemas interferométricos multicanal entre los que cabe destacar los interferómetros de haz expandido que iluminan el plasma con un solo haz de medida y poseen mayor resolución que los sistemas interferométricos de haces discretos.

Los interferómetros de haz expandido presentan varios inconvenientes. Desde el punto de vista de diseño, no es trivial el diseño del brazo de medida ya que depende de las dimensiones de los accesos que poseen los dispositivos de fusión así

como la propagación de los haces desde la mesa óptica donde están las fuentes láser hasta el interior del dispositivo. Por tanto, el uso de programas de diseño óptico permite simular y posteriormente diseñar complejos brazos de medida a priori antes de la instalación del interferómetro.

Desde el punto de vista instrumental, existen varias fuentes de error que perjudican la obtención de la medida de densidad electrónica como son la pobre calidad del frente de onda del haz expandido de medida, los niveles de crosstalk óptico y electrónico asociados a la electrónica y a los elementos fotodetectores empleados en la medida y muestreo del frente de fase interferencial, las variaciones de fase espurias debidas a las vibraciones mecánicas presentes en el entorno del dispositivo de fusión y el propio interferómetro, y la posterior aplicación de métodos de interpolación para la reconstrucción de dicho frente de fase y cancelación de las variaciones de fase debidas a dichas vibraciones mecánicas. Para la calibración de la calidad del frente de onda heterodino, la evaluación del crosstalk y el estudio de métodos de interpolación para la reconstrucción de frentes de fase se diseñó un interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne ($0.633\mu\text{m}$). En dicho esquema interferométrico se utilizó un detector de fase multicanal basado en demodulación I/Q de alta precisión en la medida de fase.

Posteriormente se traslada este estudio a un interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda $\text{CO}_2/\text{He-Ne}$ ($10.6\ \mu\text{m}/0.633\mu\text{m}$) para validar esta metodología extendida a un sistema con dos longitudes de onda y evaluar la capacidad de sustracción de variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas. El diseño de este prototipo interferométrico ha sido diseñado mediante el programa de diseño óptico Zemax. Además, se ha diseñado en colaboración con la empresa Vigo System un array fotovoltaico de 32 elementos para la medida del frente de onda interferencial de CO_2 .

Tras la validación de la metodología de diseño para este tipo de interferómetros, se diseña y se instala un interferómetro heterodino de haz expandido de $\text{CO}_2/\text{Nd:YAG}$ ($10.6\ \mu\text{m}/1.064\mu\text{m}$) en el stellarator TJ-II (LFN-CIEMAT) con 17 líneas de visión y 3mm de resolución espacial en el plasma. Para ello, previamente se ha simulado mediante el programa Zemax permitiendo controlar la propagación

de los haces a lo largo de ambos brazos del interferómetro. La mayoría de los elementos ópticos, así como sus monturas, han sido diseñados a medida debido a las especificaciones de nuestro diseño. Además se presenta el detector de fase multicanal, los sistemas de detección que se emplean para la medida de los frentes de onda interferenciales para ambas longitudes de onda y la etapa de acondicionamiento de señal previa al detector de fase.

Por último, se presenta los resultados experimentales obtenidos tras la instalación de este sistema interferométrico durante los meses de Junio-Noviembre de 2010 y las conclusiones finales obtenidas tras este trabajo de tesis.

AGRADECIMIENTOS

Tras aterrizar nesta Universidade a finais de Xaneiro de 2005 procedente dende a miña Galiza natal e poñendo a vista atrás a día de hoxe, é case imposible recordar a tanta xente que coñecín, que me apoiaron e axudaron a rematar este documento que tes neste intre nas túas mans.

En primer lugar, quisiera agradecer la oportunidad de iniciarme en la investigación, por todo el aprendizaje adquirido y por su apoyo hasta el final a mi director de tesis, Pablo Acedo Gallardo. Su experiencia, su paciencia y sus consejos en todos los ámbitos de la investigación me han sido de gran ayuda durante todo este recorrido.

Este párrafo se lo quiero dedicar a Rubén Criado, que desde que llegó a nuestros laboratorios como estudiante y ahora como investigador y amigo, me ha ayudado siempre y, que gracias a él, los últimos años de tesis fueron los más fructíferos y emocionantes, compartiendo conmigo muchas horas, días, meses y años de laboratorio tanto en la Universidad como en el CIEMAT: Gracias por todo.

También tengo que agradecer a Ernesto García por su colaboración en la realización de las placas/circuitos/cajeado de los arrays/monturas/etc... Son tantas cosas que simplemente puedo decirle: gracias. A José Ramón López por su inestimable trabajo con el sistema de detección de fase multicanal y por sus explicaciones. José Ramón, gracias por tu trabajo.

Agradecer también al personal del Laboratorio Nacional de Fusión – CIEMAT por su colaboración en el proyecto y por su ayuda: Luis Esteban, Miguel Sánchez, Joaquín Sánchez, Teresa Estrada, Tim Happel y Bernardo Zurro.

Me gustaría dar las gracias a Matthias Hirsch y a Petra Kornejew por hacer posible mi estancia de investigación en el Instituto Max Planck – Instituto para la

Física de Plasmas (MPI-IPP) en Greifswald y también agradecer a Heiko Dreier por mi visita al Centro de Investigación de Jülich.

Las siguientes personas que voy a nombrar son las que día a día me han dado su apoyo, me han soportado y gracias a ellos por hacer que nunca me rindiera. Estos personajes son mis compañeros del despacho 1.2F07: David Sánchez, Juan Carlos Torres y Pedro Contreras. Gracias por todos los buenos y mejores ratos que he pasado con vosotros dentro y fuera del despacho, y por compartir conmigo mis andanzas en esto de la investigación+docencia+vida. También he de citar a Cristina de Dios, Carlos Marcos y Julio Posada por el buen rato que hemos pasado juntos compartiendo docencia, hogar e investigación. Cris, Carlos: siempre recordaré las cervezas y los chupitos de Frangelico que nos hemos tomado en el piso para sobrellevar cada día los duros momentos de la investigación. ¡A vuestra salud!

Un especial agradecimiento a todos mis compañeros de laboratorio por enseñarme desde el primer día a manejarme en el laboratorio y por toda la experiencia que he adquirido gracias a vosotros: Rui, Vincent y Antón. También quiero agradecer al resto de personal del grupo GOTL que, de forma directa o indirecta, compartieron conmigo estos años de dura tesis: Horacio Lamela, José Antonio García, Guillermo Carpintero, Marta Ruiz, Guillermo Guarnizo, Jorge Orbe, Robinson C. Guzmán y Jesús Rubio. De xeito especial quero lle agradecer a Daniel Gallego o seu compañeirismo, a súa amizade e o seu grande coñecemento de Matlab que tan ben me viu até o final.

En esta Universidad, a parte de los anteriormente citados, he conocido a grandes personas y compañeros/as que han hecho que venir al trabajo sea más una diversión que una obligación, así que gracias a: Jorge Sevillano, Judith, Almudena, Carlos Macià, María, Noemí, Yolanda (madre e hija), Manuel, Dimitris, Julio Montalvo y Delia. Cabe destacar la amistad y el apoyo que me ha dado David Barrios desde que llegué al despacho 1.2B16 y sobre todo este último año.

¿Existe vida fóra da Universidade mentres fas a tese? Si e moita, só hai que saber como e con quen vivila. Para iso necesitas a xente que che alede a vida e che axude a sobrevivir nun medio tan hostil como é “a gran cidade”. Por iso, teño que

agradecer a todos os galegos/as que emigraron comigo a Madrid, que fixeron que o sentimento de morriña fora menor e que esta experiencia fora increíble grazas a todos/as eles/as. Moitas grazas a Miguel, Silvia, Iván, Manuela e Gabi e en especial a Sara e a Martín por estar aí sempre, polo voso apoio incondicional en todos os aspectos da miña vida e grazas a vós esta tese xa está rematada. También quisiera agradecer la amistad y el compañerismo de Joaquín, Mari, Esther y Marcos que me mostraron desde el primer día que llegué a Leganés y que conservaré para siempre. Ademáis, véxome na obriga de nomear a outras persoas que dende fai moito tempo teño a sorte de ter a súa amizade e apoio: Quique, Pilar, Olalla, Fran, Sofía, Maite, Alejandra, Natalia, David, Yolanda, Sandra, Loli... e se me esquezo de alguén espero que me poida perdoar.

Nada disto sería posible sen as persoas máis importantes da miña vida, grazas a eles son quen son e así irei para a caixa: A miña familia. A meu irmán David por estar aí sempre, polo teu apoio incondicional e por aturarme todos estes anos ti e máis Lorena, a mellor cuñada que podería ter. Aos meus avós e avoas (David, Sinda, María e Pepe) que sempre recordo e recordarei e que son e serán parte fundamental da miña vida. A María García Presa, por ser una máis da familia, por estar aí dende neno até agora sempre que te necesitei e por todas as copas de cava e Martini que aínda nos quedan por baixar. Finalmente, quero lle adicar concretamente esta tese aos meus pais, Elvira e David, por darme todo nesta vida, polos vosos ánimos e apoios sempre de xeito incondicional e que todo o que teño nesta vida é grazas a vós.

ÍNDICE

CAPÍTULO I. INTRODUCCIÓN.....	5
CAPÍTULO II. TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA PARA LA MEDIDA DE PERFILES DE DENSIDAD ELECTRÓNICA DE ALTA RESOLUCIÓN ESPACIAL EN PLASMAS CONFINADOS MAGNÉTICAMENTE.	19
II.1. Introducción.....	19
II.2. Principios generales de la medida de densidad electrónica en plasmas confinados magnéticamente mediante técnicas interferométricas.	21
II.2.1. Propagación de una onda electromagnética a través de un plasma.	21
II.2.2. Extracción de las características ópticas de un plasma de fusión: Interferometría.	25
II.3. Diagnósticos interferométricos para la medida de densidad electrónica. Aspectos instrumentales.....	30
II.4. Sistemas interferométricos para la medida del perfil espacial de densidad en plasmas confinados magnéticamente.....	42
II.4.1. Sistemas interferométricos multicanal: Sistemas de haces discretos y sistemas de haz expandido.	42
II.4.2. Reconstrucción de perfiles espaciales de densidad electrónica.	46
II.5. Revisión de los sistemas interferométricos multicanal para la medida de perfiles de densidad de plasma instalados actualmente.	51
II.6. Conclusiones.	56
CAPÍTULO III. METODOLOGÍA DE DISEÑO PARA SISTEMAS INTERFEROMÉTRICOS DE HAZ EXPANDIDO DE ALTA RESOLUCIÓN ESPACIAL. VALIDACIÓN.....	59
III.1. Introducción	59
III.2. Diseño del brazo de medida de un interferómetro de haz expandido: Herramientas.	64
III.2.1. Ejemplo de diseño de un brazo de medida de un interferómetro: Interferómetro dispersivo de CO ₂ instalado en el dispositivo de fusión TEXTOR.	70
III.3. Determinación de la resolución espacial de un interferómetro multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda.	76
III.3.1. Fundamentos de la formación de la imagen óptica. Criterio de Rayleigh.	77
III.3.2. Determinación de la resolución espacial del perfil densidad electrónica a partir de la imagen de fase interferométrica a partir de la óptica de Fourier.	80
III.3.3. Reconstrucción espacial de perfiles de frentes de fase interferométricos heterodinos.	83
III.4. Validación de la metodología de diseño: Calibración del frente de onda interferométrico heterodino mediante un interferómetro homodino/heterodino de haz expandido.....	86

III.4.1. Descripción del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne.....	88
III.4.2. Recuperación del frente de onda heterodino. Medida de fase de alta resolución mediante un detector de fase integrado.....	92
III.4.3. Recuperación del frente de onda heterodino. Estudio de la evolución espacial de un frente de onda interferencial heterodino.....	93
III.4.4. Recuperación del frente de onda heterodino: Reconstrucción del frente de fase interferencial. Validación experimental.....	98
III.5. Validación de la metodología de diseño: Prototipo de interferómetro heterodino de CO ₂ /He-Ne multicanal de haz expandido.....	103
III.5.1. Diseño del prototipo inteferométrico heterodino de CO ₂ / He-Ne con Zemax y descripción de la instalación.....	103
III.5.2. Validación experimental del diseño óptico.....	107
III.5.3. Sistema de detección para el interferómetro de dos longitudes de onda.....	111
III.5.4. Estudio de la sustracción vibraciones mecánicas.....	114
III.6. Conclusiones.....	119
CAPÍTULO IV. DISEÑO DEL INTERFERÓMETRO HETERODINO DE CO₂/Nd:YAG MULTICANAL DE HAZ EXPANDIDO EN EL TJ-II.....	123
IV.1. Introducción.....	123
IV.2. Diseño del sistema óptico interferométrico heterodino láser de dos longitudes de onda multicanal de haz expandido para el stellarator TJ-II.....	125
IV.2.1. El Stellarator TJ-II. Laboratorio Nacional de Fusión.....	125
IV.2.2. Condiciones de contorno impuestas por el TJ-II previas al diseño del interferómetro multicanal de haz expandido.....	128
IV.2.2.1. Condiciones iniciales para el diseño e instalación del interferómetro multicanal de haz expandido.....	128
IV.2.2.2. Condiciones de contorno impuestas por el TJ-II.....	130
IV.2.3. Diseño del interferómetro. Simulaciones de la propagación.....	133
IV.3. Diseño del sistema óptico del interferómetro.....	138
IV.3.1. Instalación del interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda en el TJ-II.....	142
IV.4. Validación experimental del diagnóstico.....	148
IV.4.1. Validación experimental del diagnóstico interferométrico. Verificación de la propagación.....	148
IV.4.2. Validación experimental del diagnóstico interferométrico. Resolución espacial.....	149
IV.5. Desarrollo de los elementos auxiliares de la etapa de procesamiento de las señales interferométricas heterodinas.....	156
IV.5.1. Sistemas de detección para las señales heterodinas CO ₂ y Nd:YAG.....	156
IV.5.2. Procesamiento de las señales y detección de fase multicanal.....	157
IV.5.3. Detector de fase multicanal.....	161
IV.6. Conclusiones.....	163
CAPÍTULO V. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y CONCLUSIONES... 167	
V.1. Introducción.....	167

V.2. Resultados experimentales	168
V.2.1. Determinación de la resolución en la medida de integral de línea de densidad.....	168
V.2.2. Medidas obtenidas durante la operación del TJ-II.	176
V.3. Conclusiones.....	180
ANEXO I. PUBLICACIONES Y APORTACIONES A CONGRESOS.....	191
ANEXO II. ARRAY PIN DE 35 ELEMENTOS PARA LA DETECCION DE SEÑALES HETERODINAS DE He-Ne.....	193
ANEXO III. DETECTOR DE FASE INTEGRAL MULTICANAL BASADO EN FPGA PARA MEDIDAS DE SEÑALES HETERODINAS DE CO₂ Y He-Ne.....	199
A.III.1. Introducción.....	201
A.III.2. Proceso de medida de fase.....	201
A.III.2.1. Desfase entre 0 y 2π	201
A.III.2.2. Desfase $>2\pi$	202
A.III.3. Diagrama de bloques.....	203
A.III.3.1. Conversión A/D.....	204
A.III.3.2. Desfase $\pi/2$	205
A.III.4. Multiplicadores.....	205
A.III.5. Filtrado paso bajo.....	205
A.III.6. Control Automático de Ganancia.....	206
A.III.7. Demodulador IQ.....	207
A.III.8. Contador de Ciclos de Desfase.....	207
A.III.9. Medidor de fase.....	208
A.III.10. FIFO de salida.....	210
A.III.11. Generación de Relojes de Muestreo y Adquisición.....	210
A.III.12. Calibración del detector de fase.....	211
ANEXO IV. DETECTOR LINEAL FOTOVOLTAICO DE 32 ELEMENTOS PARA LA MEDIDA DE SEÑALES DE CO₂.....	213
ANEXO V. DISEÑO DE ELEMENTOS ÓPTICOS, MONTURAS Y SISTEMA DE ALZADO PARA LA INSTALACIÓN DE LA ÓPTICA Y DISPOSITIVOS OPTOELECTRÓNICOS DEL INTERFERÓMETRO MULTICANAL EN EL STELLARATOR TJ-II.....	221
A.V.1. Sistema de alzado de los láseres de CO ₂ y Nd:YAG:.....	223
A.V.2. Sistema de alzado de los moduladores acústicos para los haces de CO ₂ y Nd:YAG:.....	226
A.V.3. Aperturas de conformación de haz de medida, monturas y sistema de alzado.....	229
A.V.4. Periscopio.....	232

A.V.5. Espejos rectangulares para la propagación de los haces a lo largo de la mesa óptica.....	234
A.V.6. Elementos ópticos de 1” y 2”.....	238
A.V.7. Espejos de 5” y 7” de los sistemas telescópicos de magnificación y demagnificación.....	241
ANEXO VI. ETAPA DE ACONDICIONAMIENTO DE LAS SEÑALES INTERFEROMÉTRICAS HETERODINAS DE CO₂ Y Nd:YAG.....	247
Referencias.....	249

CAPÍTULO I.

INTRODUCCIÓN.

Desde mediados del siglo pasado se buscan fuentes de energía que puedan sustituir a los combustibles fósiles (petróleo, carbón, etc...) debido al nivel de contaminación asociado a su uso y a un eventual agotamiento de reservas de dichos combustibles. Una alternativa que se ha ido desarrollando desde la década de 1950 es la obtención de energía mediante la fusión termonuclear. Básicamente, la fusión termonuclear se basa en la unión de dos núcleos atómicos ligeros para formar un núcleo más pesado liberando en dicho proceso una gran cantidad de energía. Para que estas reacciones de fusión ocurran, los dos núcleos atómicos han de alcanzar una velocidad tal que sean capaces de vencer la fuerza de repulsión electrostática que existe entre ellos hasta que las fuerzas nucleares de corto alcance fusionen los dos núcleos. Para sostener dicha reacción, la materia debe ser sometida a altas temperaturas (más de 100 millones de grados centígrados), en condiciones de alta densidad (más de 10^{20} partículas/m³) y es necesario confinarla por un período específico de tiempo (más de un segundo) siendo éstos los parámetros típicos que se manejan en el caso de confinamiento magnético [I-1]. Cuando la materia se encuentra a las mencionadas temperaturas necesarias para que haya una reacción de fusión, el gas se transforma en lo que denominamos plasma, entendiendo por plasma como el cuarto estado de la materia en el que los átomos se encuentran total o parcialmente ionizados (iones positivos y electrones) siendo en su conjunto eléctricamente neutro y buen conductor de electricidad.

El dispositivo de fusión más avanzado diseñado hasta ahora y que se encuentra en construcción actualmente en Francia es ITER (Reactor Termonuclear Experimental Internacional). Es un experimento científico a gran escala en configuración tokamak que ayuda a demostrar que es posible producir energía comercial a partir de la fusión (Figura I.1). Los combustibles que se utilizarán en ITER son el deuterio y el tritio. La

fusión entre ellos producirá un núcleo de helio, un neutrón y energía. El núcleo de helio lleva carga eléctrica y responde a los campos magnéticos del tokamak mientras que alrededor del 80% de la energía producida la porta el neutrón que no tiene carga eléctrica y además no le afecta los campos magnéticos. Dichos neutrones serán absorbidos por las paredes del tokamak, transfiriendo su energía en forma de calor. En ITER, este calor será dispersado a través de torres de refrigeración. En el posterior prototipo de planta de fusión llamada DEMO (Reactor de Fusión de Demostración) y en instalaciones de fusión industriales futuras, el calor será usado para producir vapor y, mediante turbinas y alternadores, electricidad [I-2].

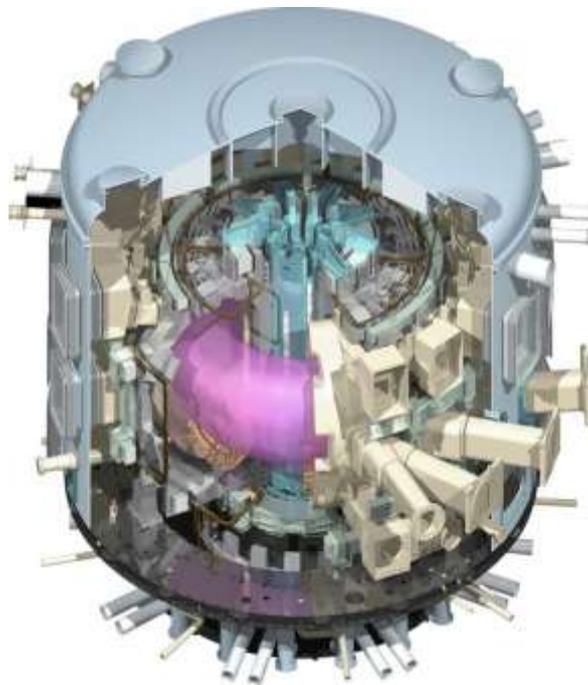


Figura I.1: Detalle del tokamak ITER actualmente en construcción [I-2].

La reacción de fusión que se establece como más sencilla es la producida entre deuterio y tritio (D-T) considerándose por tanto la mejor estrategia para un reactor de fusión de primera generación puesto que estos elementos reaccionan más fácilmente. Con la fusión de estos dos combustibles seríamos capaces de producir la cantidad de energía equivalente a ocho toneladas de petróleo por cada gramo de deuterio y tritio [I-1]. Además, estos materiales son fáciles de obtener y relativamente amigables con el medio ambiente.

Para poder obtener las condiciones de fusión se ha de confinar el plasma. Existen dos tipos de confinamiento: Confinamiento magnético y confinamiento inercial. Por lo relevante a este trabajo de tesis, nos vamos a centrar en el confinamiento magnético. Dicho confinamiento se puede definir como el método basado en el uso de campos magnéticos fuertes para constreñir el movimiento de las partículas constituyentes del plasma. En este caso, el plasma se confina en una cámara de forma toroidal alejándolo de sus paredes mediante fuertes campos magnéticos. Estos campos magnéticos se descomponen en dos componentes: el campo magnético poloidal, que se define como la componente azimutal (dirección paralela a la circunferencia menor del toro) del campo magnético destinado a confinar un plasma; y segundo, el campo toroidal que se define como la componente del campo magnético en dirección toroidal, es decir, en la dirección según el toro (equivalente a la dirección axial en coordenadas cilíndricas).

Este confinamiento se puede realizar mediante dos tipos de dispositivos de fusión, stellarators y tokamaks, cuya geometría es toroidal. Los stellarators fueron populares en las décadas de 1950 y 1960, pero los mejores resultados de los diseños de tokamak permitieron decantarse a favor de éstos a partir de la década de 1970. Más recientemente, en la década de 1990, los problemas con el concepto tokamak ha llevado a retomar el interés en los diseños stellarator, y un nuevo número de dispositivos han sido construidos. Algunos de los experimentos stellarator más modernos e importantes son el TJ-II del Laboratorio Nacional de Fusión del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (LNF - CIEMAT) en Madrid, el Wendelstein-7X (en construcción) del Instituto Max Planck para la Física de Plasmas (MPI-IPP) en Greifswald (Alemania) [I-3] y el LHD en el Instituto Nacional para la Ciencia de Fusión (NIFS) en Tokio (Japón) [I-4]. Un ejemplo de estos dispositivos de fusión es el que se muestra en la figura I.2 donde se presenta el esquema de la máquina stellarator TJ-II indicando cómo son y cómo están posicionadas las bobinas poloidales y toroidales que generan los dos tipos de campo magnético para el confinamiento del plasma [I-5].

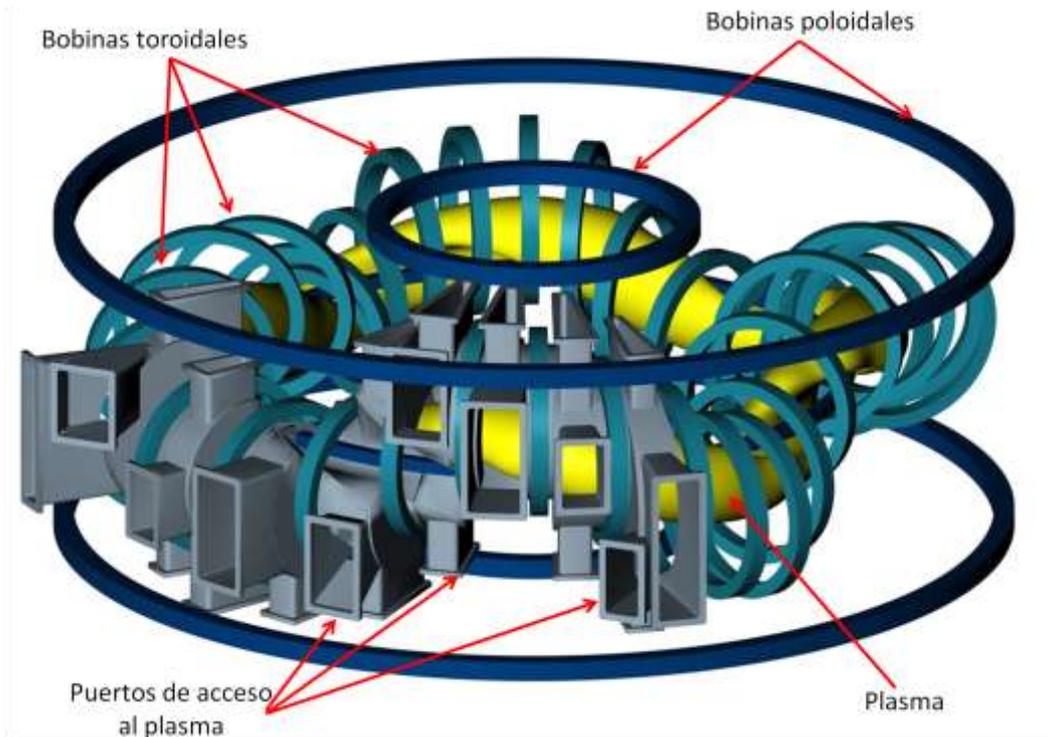


Figura I.2: Esquema de la máquina de fusión stellarator TJ-II del Laboratorio Nacional de Fusión [I-5].

Para estudiar el comportamiento y las principales características de los plasmas confinados magnéticamente existen numerosos tipos de diagnósticos para obtener información sobre la variación espacial y temporal de los parámetros fundamentales del plasma (densidad del mismo, temperatura del plasma y tiempo de confinamiento) [I-1]. La interferometría es una técnica fundamental y ampliamente usada en todos los dispositivos de fusión que se basa en la medida del desfase que sufre una onda electromagnética cuando atraviesa el plasma y a partir de dicho desfase conocer el índice de refracción y la densidad del plasma. Este diagnóstico permite conocer la distribución de la densidad electrónica del plasma con alta resolución temporal en tiempo real permitiendo así poder entender diferentes fenómenos relacionados con el transporte de energía y de partículas.

Además de la medida de la evolución de la densidad electrónica con objetivos científicos, los interferómetros pueden ser exitosamente integrados en sistemas de control para la posición del plasma y calentamiento adicional [I-6]. Los dispositivos de fusión avanzados están equipados con elaborados sistemas de control de feedback para asegurar la operación de pulsos largos reproducibles. La información necesaria de entrada en el estado de plasma es proporcionada en tiempo real mediante una variedad

de diagnósticos entre los cuales modernos interferómetros juegan un papel muy importante. Los sistemas interferométricos sirven para proteger la vasija bloqueando los haces de calentamiento neutros a densidades objeto insuficientes, controlar la densidad electrónica durante toda una descarga actuando en los sistemas de inyección de gas, y posicionar el plasma de forma precisa en la cámara de vacío ajustando las corrientes adecuadas de las bobinas de campo magnético. Aparte de la realización de estas funciones de control, los datos interferométricos pueden ser transformados en información instantánea sobre la distribución de densidad electrónica y su reacción para medidas operacionales como las inyecciones de gas o pulsos de calentamiento adicional, además de ayudar a tomar decisiones de control sobre la máquina [I-7].

Las principales ventajas de esta técnica interferométrica para la medida de densidad electrónica son: (a) la evolución de la densidad electrónica puede ser seguida con alta resolución temporal (en contraste con el scattering Thompson); (b) no requiere una calibración absoluta de su instrumentación; y (c) no necesita información adicional de otros diagnósticos (como en el caso de la medida espectroscópica de la densidad) [I-6].

Sin embargo, estos sistemas también presentan inconvenientes. Uno de los principales problemas que surgen a la hora de determinar correctamente la densidad electrónica del plasma son las variaciones de fase espurias debidas a las vibraciones mecánicas presentes en la propia máquina y en el entorno en el que se encuentra inmerso el interferómetro. Dichas vibraciones introducen variaciones de fase que no corresponden al objeto de estudio, que en este caso es el plasma, y se superponen a las mismas. Existen diferentes métodos para compensar en lo posible los efectos de las vibraciones mecánicas: estructuras masivas y/o esquemas interferométricos que emplean dos longitudes de onda para obtener la medida del perfil de densidad electrónica con alta resolución espacial compensando las vibraciones mecánicas que perturban la medida de dicha densidad [I-6].

Los interferómetros heterodinos de dos longitudes de onda son una de las soluciones a este problema y son capaces de obtener el perfil espacial de densidad electrónica compensando dichas variaciones espurias de fase. En este tipo de interferómetros la longitud de onda mayor (normalmente en el infrarrojo medio) mide

las variaciones de fase debidas al plasma y a las vibraciones mecánicas, y la segunda longitud de onda más corta (infrarrojo cercano o visible) mide las variaciones de fase debidas exclusivamente a dichas vibraciones. Por tanto, esta última se utilizará para cancelar dichas variaciones para obtener únicamente las variaciones de fase introducidas por el plasma. Estos interferómetros de dos longitudes de onda son ampliamente utilizados desde mediados de la década 1960 [I-8] hasta en diferentes dispositivos de fusión actuales como es el caso del Alcator C-Mod ($10.6 \mu\text{m} / 0.633 \mu\text{m}$) [I-9], LHD y TJ-II (ambos con $10.6 \mu\text{m} / 1.064 \mu\text{m}$) [I-10, I-11].

Otro inconveniente de la técnica interferométrica para la medida de densidad es que no proporciona directamente la medida de densidad electrónica sino que sólo proporciona información de forma directa de la integral de línea de densidad. Existen diferentes métodos matemáticos que a partir del valor local de la integral de línea de densidad proporcionan el valor de densidad electrónica en un punto concreto del plasma. El más destacado es la inversión de Abel para plasmas simétricos cilíndricamente. Cuando el plasma presenta asimetrías respecto a la simetría cilíndrica el método de inversión de Abel puede llevar errores por lo que existen diferentes métodos numéricos que permiten calcular en lo posible la densidad electrónica.

Un diseño interferométrico alternativo al de dos longitudes de onda en dispositivos de tamaños medios y grandes para cancelar los efectos de las vibraciones mecánicas es el interferómetro dispersivo. Dichos interferómetros usan una sola longitud de onda, la cual es doblada en frecuencia antes y después de atravesar el plasma mediante un cristal no lineal (generación del segundo armónico). Las ventajas de este tipo de interferómetros es que sólo poseen un brazo de medida sin brazo de referencia, son sistemas que no necesitan muchos elementos ópticos y no sólo compensan las vibraciones, sino que tampoco las miden. Una versión de este tipo de interferómetro se utilizó en el Alcator C-Mod [I-12] y, actualmente, hay un interferómetro dispersivo multicanal de cuerdas discretas de CO_2 en fase experimental en el tokamak TEXTOR [I-13]. Este tipo de esquema interferométrico se está pensando instalar en el futuro stellarator Wendelstein 7-X (W7-X) [I-14].

En los primeros años de la investigación termonuclear (1950-1977), los interferómetros eran esencialmente esquemas monocal con limitaciones en resolución

temporal y espacial. Gracias a la disponibilidad de fuentes láser de alta potencia y detectores de baja potencia equivalente al ruido (NEP) fue posible desarrollar los sistemas interferométricos multicanal con alta resolución temporal [I-6] y así disponer de este diagnóstico para medir la evolución del plasma.

Para obtener perfiles espaciales de densidad electrónica es necesario que estos interferómetros iluminen el plasma en varios puntos a través de los puertos de acceso al plasma de estos dispositivos de fusión. Para ello, hay dos maneras de conformar los brazos de medida: o bien dividiendo el haz de medida en varias líneas de transmisión (interferómetros multicanal de cuerdas discretas) cuando los accesos al plasma son muy reducidos o expandiendo dicho haz de medida mediante sistemas telescópicos para que ilumine todo el plasma en función del tamaño de la ventana de acceso al plasma (interferómetros multicanal de haz expandido). Cuando se desarrollaron los primeros dispositivos de fusión de carácter científico (e incluso algunos modernos) eran más simples, no alcanzaban altas temperaturas ni altos niveles de densidad, sin embargo, poseían múltiples y grandes accesos al plasma que permitían iluminar el plasma en varias visiones (vertical, tangencial y ecuatorial) con haces expandidos, como por ejemplo desde máquinas antiguas como RINGBOOG [I-15], máquinas no operativas en la actualidad como UCLA ET [I-16], hasta incluso máquinas actuales como HSX [I-17], Alcator C-Mod [I-9], LHD [I-10] y TJ-II [I-11]. Sin embargo, en dispositivos de fusión tan complejos como ITER [I-2] o W7-X [I-14] los interferómetros multicanal que se instalen en ellos serán de haces discretos debido al reducido acceso al plasma.

La resolución espacial de un interferómetro multicanal es la capacidad que posee dicho esquema óptico para reconstruir lo más preciso posible el perfil espacial de densidad electrónica. Dicha resolución viene determinada por el número de líneas de visión, por la separación entre líneas adyacentes, por un sistema óptico que conforme la imagen del plasma sobre los sistemas de detección (arrays) y por las dimensiones de los elementos detectores de los arrays utilizados para muestrear los frentes de fase interferenciales (tamaño y separación entre canales adyacentes). Por tanto, cuanto mayor número de líneas de visión y menor separación entre ellas, mayor resolución espacial posee un sistema interferométrico. Actualmente, los interferómetros con mayor resolución espacial son los esquemas de haz expandido, a excepción de los sistemas

interferométricos tomográficos que son los sistemas de mayor resolución como es el instalado en el dispositivo de fusión H-1 [I-21].

Otro aspecto importante a destacar es la complejidad que existe para obtener correctamente el perfil espacial de densidad electrónica a partir de las muestras de fase obtenidas por cada línea de visión de un punto concreto del plasma debido a numerosos errores inherentes a la propia medida (calidad de los frentes de onda interferenciales, crosstalk óptico y electrónico, capacidad de cancelación de las variaciones debidas a las vibraciones mecánicas de los frentes de fase, calentamiento de las ventanas de acceso al plasma, calidad de los elementos ópticos, precisión en la medida de fase, etc...) que deben ser evaluados desde el punto de vista tanto de diseño como instrumental para poder obtener el perfil espacial con la mejor resolución posible ya que influyen negativamente en la reconstrucción del perfil a partir de las muestras de los frentes de fase interferencial. Además, las condiciones de operación de las máquinas actuales y las que hoy en día se encuentran en proceso de construcción son muy extremas: temperaturas ambiente altas, duración alta de pulsos, periodos ininterrumpidos de operación, fuertes campos magnéticos, alta radiación y flujos de neutrones [I-18]. Por tanto, estas máquinas presentan muy pocos o nulos accesos a algunas partes del plasma y además son de tamaño muy reducido. Esta situación implica que el diseño de los brazos de medida de los esquemas interferométricos sea muy complejo. Bajo estas premisas tan extremas sólo se puede instalar sistemas interferómetros multicanales de cuerdas discretas como es el caso de las futuras máquinas de fusión W7-X e ITER. Por tanto, el acceso al plasma que impone la propia máquina va a ser un factor determinante para diseñar un tipo de interferómetro u otro.

Otra cuestión a tener en cuenta es el largo recorrido de los haces de medida a través del interferómetro, como es el caso del futuro interferómetro/polarímetro multicanal de cuerdas discretas de dos longitudes de onda ($10.6 \mu\text{m}/9.27 \mu\text{m}$) propuesto para ITER [I-19]. Los haces van a acceder al plasma por ventanas de 55 mm de diámetro y la sala de diagnósticos se encuentra alejada de dicho dispositivo aproximadamente 40 metros. Por tanto, debido a la naturaleza gaussiana de los haces y a la gran distancia que recorren los haces desde las fuentes láser, pasando por pequeños orificios de acceso al plasma y finalmente hasta llegar al sistema de detección, es necesario el uso de sistemas ópticos complejos para el guiado de estos haces por todo el

recorrido. El uso de herramientas software de diseño óptico permite diseñar, configurar y optimizar diferentes tipos de diagnósticos (polarímetros, reflectómetros, etc...), y especialmente, en el caso de los interferómetros, obtener la evolución de los haces que viajan a lo largo de dicho diagnóstico. Mediante simulaciones de estos esquemas ópticos se puede diseñar previamente cualquier configuración entre elementos ópticos y así obtener las características de los haces en cualquier punto del interferómetro. Teniendo en cuenta todas estas condiciones de contorno impuestas por las máquinas y la localización de los interferómetros, hace que el uso de dichos programas de diseño óptico sea fundamental e imprescindible actualmente.

Además de ser una herramienta de diseño, estos programas permiten optimizar el posicionamiento de las líneas de visión dentro de la máquina de fusión cuando el acceso es muy limitado. En los primeros dispositivos de fusión los haces de medida que atravesaban el plasma salían del puerto de acceso por su ventana superior pero en máquinas modernas no es viable como se ha comentado anteriormente. Un ejemplo de ello es el uso de retroreflectores insertados en el interior de la cámara de vacío para sacar los haces de nuevo por los orificios de entrada (como en el caso de ITER o de W7-X). Los problemas de usar retroreflectores complica el alineamiento de los haces de medida ya que, debido a las altas temperaturas y al estrés mecánico, éstos se dilatan y además sufren desplazamientos mecánicos [I-20]. Por tanto, un buen diseño de los haces de medida permite estudiar estos efectos sobre los retroreflectores y optimizar el posicionamiento correcto de las líneas de visión que atraviesen el plasma.

El trabajo de esta tesis es diseñar e instalar un interferómetro heterodino multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda para la medida de perfiles de alta resolución espacial en el stellarator TJ-II y se enmarca dentro del proyecto ENE2006-13559/FTN del Plan Nacional de I+D+i cuyo título es “Interferometría láser heterodina de alta resolución espacial para medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión: Sistema multicanal de haz expandido para el stellarator TJ-II” financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación. Este proyecto es una colaboración entre el Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser de la Universidad Carlos III de Madrid (GOTL-UC3M) y el Laboratorio de Fusión Nuclear del Centro de Investigaciones Energéticas, Medio Ambientales y Tecnológicas (LFN-CIEMAT).

El principal objetivo del proyecto era diseñar e instalar un sistema interferométrico multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda para la medida de perfiles de alta resolución espacial en el stellarator TJ-II. El TJ-II es un dispositivo de fusión de medio tamaño de carácter científico que desde el año 1999 ya poseía un sistema interferométrico heterodino monocanal de dos longitudes onda ($\text{CO}_2/\text{He-Ne}$) operando de forma rutinaria. Este interferómetro mide el valor de densidad electrónica en un solo punto el plasma con una resolución en la medida de fase de $1/300$ de franja instalado en el puerto B1 del TJ-II [I-22]. Desde el punto de vista mecánico, este dispositivo posee grandes ventanas de acceso al plasma (300 mm) por lo que permite la instalación de un esquema interferométrico de haz expandido. Sin embargo, como hemos comentado anteriormente existen varios factores limitantes que hay que evaluar previamente. Por tanto, en este proyecto se pretende:

- Aumentar la alta resolución en la medida de fase del sistema monocanal hasta el límite de $1/1000$ de franja,
- Mediante el estudio y la calibración de los frentes de onda interferenciales heterodinicos del haz de medida y de referencia, extender dicha resolución a un sistema multicanal con 32 canales de medida,
- Estudiar de forma exhaustiva la copropagación de los frentes de onda que permitirá caracterizar la influencia de los sistemas de colimación y el efecto de la difracción en la cancelación de las vibraciones mecánicas en todas las cuerdas.
- Instalar en el TJ-II un sistema interferométrico heterodino de dos longitudes de onda, multicanal y de haz expandido basado en fuentes láser infrarrojas con muy alta resolución espacial y en la medida de fase, y que opere como diagnóstico rutinario para la obtención del perfil de densidad electrónica en el stellarator TJ-II.

En base a esto, el objetivo de esta tesis doctoral es desarrollar una metodología para el diseño de interferómetros multicanal que permita diseñar y conformar brazos de medida sea cual sea el escenario donde se instale el interferómetro de cualquier dispositivo de fusión de plasmas confinados magnéticamente para obtener la medida de perfiles de densidad electrónica con alta resolución espacial mediante la ayuda de

herramientas software para el diseño óptico de dichos esquemas interferométricos. En nuestro caso, se diseñó y se instaló un interferómetro heterodino multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda ($10.6 \mu\text{m} / 1.064\mu\text{m}$) para el dispositivo de fusión stellarator TJ-II instalado en el Laboratorio de Fusión Nuclear (LNF) del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) de Madrid.

En el capítulo II de esta tesis se presentan los principios generales de la medida de densidad electrónica en plasmas confinados magnéticamente mediante técnicas interferométricas. Posteriormente se describen las características más importantes de los diagnósticos interferométricos para dicha medida desde el punto de vista instrumental. Luego se comentan las principales ventajas y desventajas de los interferómetros multicanal de haz expandido respecto a los multicanales de cuerdas discretas. A continuación, se explicará cómo a partir de las medidas discretas de fase somos capaces de reconstruir un perfil de fase que permita eliminar las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas y obtener un perfil de densidad electrónica con alta resolución. Para terminar este capítulo, se hará una revisión de los sistemas interferométricos multicanal instalados en diferentes dispositivos de fusión actualmente operativos.

El capítulo III se centra en el desarrollo y validación de la metodología de diseño de esquemas interferométricos de haz expandido. Primeramente, se realizará una breve descripción de la propagación de haces gaussianos para conformar los haces de complejos brazos de medida. Para desarrollar el diseño de estos brazos emplearemos herramientas software para el diseño óptico debido a la dificultad existente en el control de los haces durante su propagación antes, durante y después de atravesar el plasma. Por tanto, se presentará como ejemplo de diseño óptico el brazo de medida del interferómetro dispersivo de CO_2 instalado en el tokamak TEXTOR del Centro de Investigaciones de Jülich (FZJ) en Alemania. A continuación, evaluaremos las principales fuentes de error que perjudican la correcta medida de las variaciones de fase y la determinación de la resolución espacial en un sistema interferométrico de haz expandido como son la calidad del frente de onda interferencia, el crosstalk óptico y electrónico y la capacidad de sustracción de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas. Para ello se desarrollará un interferómetro heterodino/homodino de haz expandido de He:Ne que permitirá evaluar la calidad de los frentes de onda interferenciales, evaluar el crosstalk óptico y electrónico de los sistemas de detección y

evaluar la determinación de la resolución espacial y finalmente reconstruir el perfil de fase de dicho frente interferencial mediante la aplicación de diferentes algoritmos de interpolación a partir de las muestras adquiridas por un sistema de detección. Para la medida de fase que nos proporciona cada uno de los canales de medida del detector, se presenta un detector de fase multicanal mediante demodulación I/Q que muestra una alta resolución en la medida de fase.

Una vez evaluado las principales fuentes de error inherentes a los interferómetros de haz expandido, extenderemos este estudio previamente realizado a un interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda. Para ello, en los laboratorios del Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser (GOTL) de la Universidad Carlos III de Madrid se diseñó un prototipo interferométrico heterodino de haz expandido de CO₂/He:Ne que nos permita evaluar y validar el uso del programa Zemax para diseño de interferómetros de estas características, determinar la capacidad de resolución en la medida de la integral de línea de densidad y finalmente evaluar la sustracción de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas. Además este prototipo nos ha permitido evaluar los arrays de detección para ambas longitudes de onda que se emplearán en el esquema interferométrico del TJ-II.

En el capítulo IV se presenta el dispositivo de fusión stellarator TJ-II y las condiciones iniciales y de contorno que impone dicha máquina para la concepción y diseño del brazo de medida del interferómetro heterodino multicanal de haz expandido de CO₂/Nd:YAG para la medida de perfiles de densidad electrónica de alta resolución espacial. A continuación, se muestran las simulaciones realizadas de la propagación de los haces de medida y referencia con la herramienta software Zemax que nos permitirán diseñar y posteriormente instalar dicho esquema interferométrico en el puerto de acceso al plasma B1 con la consiguiente comparación entre los valores obtenidos experimentalmente de los haces en diferentes localizaciones del interferómetro con los simulados por el Zemax. A partir de esta validación se determina la resolución espacial de nuestro sistema interferométrico teniendo en cuenta el sistema de conformación de imagen del plasma sobre los arrays detectores y las características físicas de cada uno de los elementos de los arrays. Además, se presenta el sistema de detección multicanal de fase que se empleará en el interferómetro multicanal.

En el capítulo V se exponen los resultados experimentales obtenidos previamente antes de su incorporación en la operación rutinaria del TJ-II para evaluar su capacidad de sustracción de las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas y posteriormente durante el final de la campaña de 2009/2010 e inicios de la siguiente de 2010/2011. Como parte final a esta tesis doctoral, se presentan las conclusiones finales obtenidas tras todo este trabajo realizado.

CAPÍTULO II.

TÉCNICA INTERFEROMÉTRICA PARA LA MEDIDA DE PERFILES DE DENSIDAD ELECTRÓNICA DE ALTA RESOLUCIÓN ESPACIAL EN PLASMAS CONFINADOS MAGNÉTICAMENTE.

II.1. Introducción

La interferometría es la técnica fundamental para la medida de densidad electrónica en plasmas confinados magnéticamente tanto en Tokamaks como en Stellarators [II-1]. Esta técnica se basa en el hecho de que cuando una onda electromagnética atraviesa un plasma según una línea de visión (trayectoria a través del mismo) experimenta un desfase adicional con respecto al que sufriría en el vacío. Este desfase está, como veremos, asociado al cambio de índice de refracción del plasma, relacionado, así mismo, con la densidad electrónica del plasma, por lo que a partir de esta medida podremos extraer la densidad electrónica media a lo largo de esta línea de visión (integral de línea). En este Capítulo II se describen los principios físicos e instrumentales para la medida del perfil de densidad electrónica con alta resolución espacial en plasmas confinados magnéticamente utilizando la técnica interferométrica.

En la sección II.2 de este capítulo se presentará, como fundamento de la técnica de medida interferométrica, el estudio del comportamiento de una onda electromagnética cuando interacciona con un plasma confinado magnéticamente, poniendo de manifiesto su carácter birrefringente y cómo se puede obtener la densidad electrónica media según una línea de visión a través de la medida del índice de refracción del plasma. Esto permitirá determinar qué condiciones y restricciones impone el plasma en la elección de la fuente de radiación que se va emplear en presencia de

gradientes de densidad. A continuación, en la sección II.3 nos centraremos en los aspectos instrumentales asociados a la medida interferométrica en un entorno hostil como es éste, fundamentalmente en las vibraciones mecánicas.

A partir de estos fundamentos, en la sección II.4 extenderemos el estudio a los sistemas interferométricos multicanal que se usan para la obtención de perfiles de densidad electrónica de alta resolución espacial y que son el objetivo de esta tesis doctoral. Además, se comentan los diferentes métodos matemáticos que permiten obtener, a partir de la medida de la integral de línea de densidad electrónica de cada línea de visión, un perfil espacial de densidad electrónica.

Finalmente en la sección II.5, y para ubicar mejor el trabajo desarrollado en esta tesis, se hará una breve revisión de los sistemas interferométricos multicanal que actualmente están instalados y operativos en diferentes máquinas de fusión, clasificándolos en función de su esquema interferométrico y de sus características instrumentales según lo descrito a lo largo de este capítulo.

II.2. Principios generales de la medida de densidad electrónica en plasmas confinados magnéticamente mediante técnicas interferométricas.

En este apartado se presentan los fundamentos físicos en los que se basa la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión confinados magnéticamente mediante técnicas interferométricas. Para ello, comenzaremos con el estudio de la propagación de una onda electromagnética a través de un plasma confinado magnéticamente en un dispositivos de fusión. Esto nos proporcionará las claves principales para el diseño de un sistema interferométrico para la medida de densidad electrónica, así como la importancia de la elección de fuente de radiación para aquellas situaciones donde el plasma presenta altos gradientes de densidad y donde la influencia las vibraciones mecánicas puede perturbar la medida de densidad electrónica.

II.2.1. Propagación de una onda electromagnética a través de un plasma.

Cuando una onda electromagnética de pulsación¹ ω (rad/s) se propaga a través de un plasma uniforme y totalmente ionizado con un ángulo θ respecto al campo magnético estático, B (Tesla), al que se encuentra sometido el plasma (Figura II.1), y bajo las condiciones de plasmas fríos (i.e. una capa uniforme y totalmente ionizada con colisiones y movimientos térmicos despreciables), el valor del índice de refracción del plasma a dicha frecuencia (N) se puede expresar en función de la densidad electrónica, del campo magnético poloidal, de la frecuencia de la radiación y de la dirección de propagación según la conocida fórmula de Appleton-Hartree [II-2]:

$$N^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{1-X - \frac{1}{2}Y^2 \sin^2 \theta \pm \left[\left(\frac{1}{2}Y^2 \sin^2 \theta \right)^2 + (1-X)^2 Y^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2}} \quad \text{II.1}$$

¹ Cuando nos referimos a pulsación de una onda electromagnética la nombramos como ω (rad/s) siendo igual a $\omega=2\pi f$ siendo f la frecuencia de la onda cuyas unidades son hertzios (Hz).

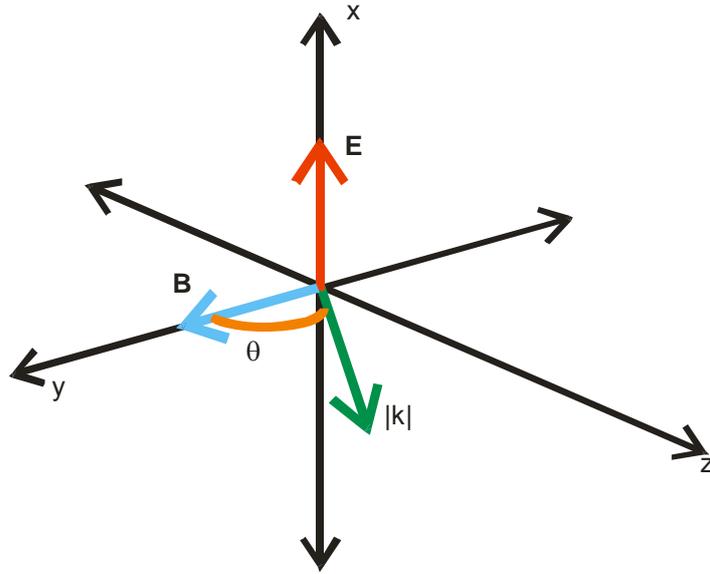


Figura II.1: Propagación de una onda electromagnética en la dirección dada por su vector de onda k formando un ángulo θ con el campo magnético B .

donde las variables X e Y representan los siguientes cocientes:

$$X = \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \qquad Y = \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \qquad \text{II.2}$$

y donde ω_p es la frecuencia del plasma, y ω_c es la frecuencia ciclotrónica del electrón, que a su vez se definen como:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \qquad \omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad (\text{rad/s}) \qquad \text{II.3}$$

siendo e la carga del electrón (1.602×10^{-19} C), m_e (9.109×10^{-31} kg) la masa del electrón, n_e la densidad electrónica (m^{-3}) y ϵ_0 la permitividad en el vacío (8.854×10^{-12} F m^{-1}). Como se puede observar en las ecuaciones II.2 y II.3, además de la dependencia con la frecuencia de la onda, el parámetro X depende sólo de la densidad electrónica e Y sólo depende del campo magnético. El signo \pm en el denominador de la ecuación II.1 indica el carácter birrefringente del plasma lo que da lugar a diferentes conductividades eléctricas paralelas y perpendiculares al campo magnético [II-2]. A partir de estas expresiones se identifican tradicionalmente dos casos:

a) Propagación paralela ($\theta = 0$):

Cuando la onda se propaga paralela al campo magnético, la solución a la ecuación II.1 es:

$$N^2 = 1 - \frac{X}{1 \pm Y} \quad \text{II.4}$$

b) Propagación perpendicular ($\theta = \pi/2$):

Cuando la onda se propaga perpendicular al campo magnético, la solución a la fórmula de Appleton-Hartree es:

$$\begin{aligned} N^2 = 1 - X &\quad \Rightarrow \quad E \parallel B \quad \text{MODO ORDINARIO} \\ N^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{1-X-Y^2} &\quad \Rightarrow \quad E \perp B \quad \text{MODO EXTRAORDINARIO} \end{aligned} \quad \text{II.5}$$

Estos dos casos (propagación paralela y propagación perpendicular) convergen cuando la pulsación de la onda electromagnética es mucho mayor que la frecuencia ciclotrónica del electrón ($\omega \gg \omega_c$) por lo que el término Y tiende a cero. Entonces, el índice de refracción viene dado en ambos casos por:

$$N^2 = 1 - X = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{II.6}$$

Por tanto, para todos los casos, independiente de la dirección de propagación, el plasma se comporta entonces de forma isótropa. Hay también, incluso cuando $Y \neq 0$, una polarización para la propagación perpendicular ($\theta = \pi/2$) que tiene el mismo índice de refracción que el expresado en la ecuación II.6. Este modo se llama rayo ordinario y corresponde al signo positivo de la ecuación II.1. Por extensión, para otros ángulos de propagación, $\theta \neq \pi/2$, la solución que tiene el signo positivo en la ecuación de Appleton-Hartree, es también referida como rayo ordinario, aunque su índice de refracción sea

más complicado. La otra solución se llama rayo extraordinario y corresponde al signo negativo de la ecuación II.1.

La ecuación II.6 puede describirse como:

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{n_c} \quad \text{II.7}$$

donde $n_c \equiv \omega^2 m_e \epsilon_0 / e^2$ (m^{-3}) y se le denomina densidad de corte. Este valor nos dice que en el caso $n_e > n_c$, N^2 pasa a ser negativo siendo entonces el índice de refracción imaginario puro y por tanto la onda incidente no atravesará el plasma y será reflejada.

Estos resultados clásicos nos proporcionan una manera de obtener la densidad electrónica en un plasma a través de la medida del índice de refracción N del mismo usando las ecuaciones II.6 y II.3. No obstante, esta medida no es tan directa como pueda parecer ya que las ecuaciones II.6 y II.3 dan el valor local de N . Con carácter general un plasma no tiene un comportamiento uniforme en todo el espacio y pueden aparecer gradientes que varíen espacialmente sus propiedades ópticas (índice de refracción). No obstante, si suponemos que estas variaciones son lo suficientemente lentas, localmente puede considerarse que la onda se propaga en un medio uniforme y, por lo tanto, el índice de refracción que soporta sigue lo descrito para una frecuencia y dirección de propagación determinadas. Se puede entonces hablar de un número de onda k local y un índice de refracción N correspondiente a los valores locales de los parámetros del plasma. A este tipo de aproximación se le denominada aproximación WKBJ (también llamada eikonal o aproximación de óptica geométrica) [II-3] y es la que se aplica para resolver ecuaciones de onda en medios que varían lentamente, como será nuestro caso.

Una vez que ya tenemos el modelo que nos describe las propiedades ópticas de un plasma de fusión confinado magnéticamente, vamos a estudiar la propagación de una onda monocromática de frecuencia ω a través del mismo. Sea una onda electromagnética expresada de la siguiente manera propagándose a través de un plasma:

$$E \approx \exp i \left\{ \int k \cdot dl - \omega t \right\} \quad \text{II.8}$$

donde dl es el diferencial de distancia recorrida a lo largo de la línea de visión y k es la solución de la relación de dispersión del plasma homogéneo para una frecuencia ω dada, basada en los parámetros del plasma locales como se ha comentado anteriormente. Esto proporciona una buena solución aproximada ya que para los plasmas de interés la variación fraccional de k para una distancia del orden de una longitud de onda es pequeña [II-3], es decir:

$$|\nabla k|/k^2 \ll 1 \quad \text{II.9}$$

Por tanto, asumiendo que se puede aplicar una solución del tipo óptica geométrica (WKBJ) [II-4], el desfase total sufrido por la onda (Ecuación II.8) asociado a la propagación según una línea de visión a lo largo del plasma sería:

$$\varphi = \int k dl = \int N \frac{\omega}{c} dl \quad (rad) \quad \text{II.10}$$

siendo c la velocidad de la luz en el vacío. En esta ecuación vemos que la información del índice de refracción del plasma aparece asociado del desfase total sufrido por la onda al atravesar el plasma según la línea de visión.

II.2.2. *Extracción de las características ópticas de un plasma de fusión: Interferometría.*

En el apartado anterior se ha visto como el desfase total óptico asociado a la propagación de una onda en un plasma está asociado al índice de refracción local y por tanto a la densidad electrónica. Para poder extraer dicha información se usan esquemas interferométricos como el de la figura II.2.

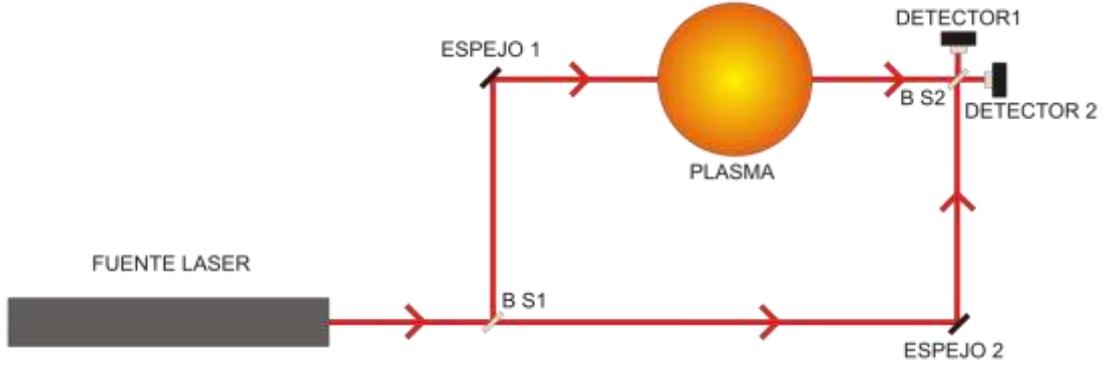


Figura II.2: Esquema interferométrico donde se muestra como uno de los brazos atraviesa el plasma y el otro brazo se propaga en vacío.

En esta figura vemos como un haz de luz monocromática (frecuencia ω) emitido por una fuente láser es dividido en dos mediante un divisor de haz BS1 (beam splitter). Uno de ellos atraviesa un medio (plasma) de índice de refracción N (brazo de medida) mientras que el otro se hace propagar por el vacío cuyo índice de refracción es $N=1$ (brazo de referencia que vamos a suponer en el vacío). Finalmente, y teniendo en cuenta que ambos haces recorren la misma distancia total, recombina los dos haces de ambos brazos mediante un segundo divisor de haz (BS2) observando la señal interferencial en los detectores. Esta señal interferencial U es función del desfase óptico $\Delta\varphi$ entre ambos haces asociado a la propagación como se puede ver en la siguiente ecuación:

$$U(\Delta\varphi) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi) \quad \text{II.11}$$

donde I_1, I_2 son las intensidades de los haces en cada brazo y $\Delta\varphi$ es la diferencia de fase (o desfase) de las ondas que interfieren. A partir de la ecuación II.10, este desfase se puede expresar de la siguiente manera:

$$\Delta\varphi = \int (k_{plasma} - k_0) dl = \int (N - 1) \frac{\omega}{c} dl \quad (rad) \quad \text{II.12}$$

donde k_0 es el número de onda de la longitud de onda que se propaga por el vacío (m^{-1}). Dicho desfase está asociado a los distintos índices de refracción, en cada uno de los brazos del interferómetro (Ecuación II.12). Si aplicamos la ecuación II.7 a este resultado, obtenemos la ecuación II.13, donde para $n_e < n_c$, el desfase en función de la densidad electrónica del plasma atravesado por el brazo de medida a lo largo de una línea de visión es:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \int \left[\left[1 - \frac{n_e}{n_c} \right]^{1/2} - 1 \right] dl \quad \text{II.13}$$

Si la densidad del plasma es mucho menor que la de corte, $n_e \ll n_c$, y aplicando el desarrollo en serie de Taylor, podemos obtener la siguiente expresión:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \int \left[1 - \frac{n_e}{n_c} \right]^{1/2} dl \approx \frac{\pi}{\lambda_0 n_c} \int n_e dl - \frac{\pi}{4\lambda_0 n_c^2} \int n_e^2 dl + \dots \quad \text{II.14}$$

Como $n_e / n_c \ll 1$, los términos cuadráticos del desarrollo en serie de Taylor se pueden despreciar, por tanto la ecuación II.14 queda reducida al primer término de la siguiente manera:

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{n_e}{n_c} \right) \quad \text{II.15}$$

Por tanto, el desfase se puede expresar como:

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda_0 n_c} \int n_e dl = r_e \lambda_0 \int n_e dl$$

II.16

donde r_e es el radio del electrón cuyo valor es 2.818×10^{-15} m. La ecuación II.16 es la ecuación fundamental del diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas. El término integral que aparece en la parte derecha de la ecuación II.16 se denomina integral de línea de densidad [m^{-2}] a lo largo de una línea de visión y por

tanto de la ecuación II.16 se deduce que la medida del desfase producido en una onda electromagnética de longitud de onda λ_0 que atraviesa el plasma propagándose rectilíneamente mediante técnicas interferométricas es proporcional a la integral de línea de la densidad electrónica a lo largo de dicha dirección.

Una vez vistos los fundamentos de la técnica interferométrica para la extracción de información de la integral de línea a través de la medida del desfase óptico entre los haces, veamos algunas limitaciones de la misma para esta aplicación. Como resultado evidente de la ecuación II.7, se observa que cuando $n_e > n_c$, N^2 pasa a ser negativo y por lo tanto N (índice de refracción) es imaginario puro. Por tanto, esta solución corresponde a una onda evanescente que decae exponencialmente con la distancia, por lo que muy poca potencia se transmite a través del plasma imposibilitando la obtención de la señal interferométrica. Expresando la ecuación II.7 en términos de longitud de onda obtenemos que:

$$N^2 = 1 - \frac{n_e}{n_c} = 1 - \frac{e^2 n_e}{4\pi^2 m_e \epsilon_0 c^2} \lambda^2 \quad \text{II.17}$$

Entonces, si se escoge una fuente de radiación con una longitud de onda grande, el valor del índice de refracción puede alcanzar valores negativos por lo que habría que utilizar longitudes de onda más pequeñas.

Además, como hemos comentado anteriormente, un plasma, aunque se trata como localmente uniforme, no lo es en su conjunto ya que a lo largo de la línea de visión aparecen gradientes de densidad (∇n_e) tanto perpendiculares a la dirección de propagación del haz de medida como paralelos a la misma. Este primer caso se muestra en la figura II.3, donde se observa como una onda se propaga a través de un plasma y cómo en presencia de un gradiente de densidad esta onda experimenta una deflexión (γ) respecto a su trayectoria original [II-4] según la relación II.18:

$$\gamma = \frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0} \int_0^L \nabla n_e dl \quad (rad) \quad \text{II.18}$$

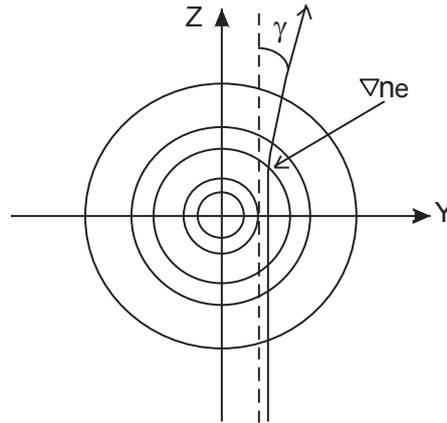


Figura II.3: Deflexión de una onda electromagnética ante la presencia de un gradiente de densidad electrónica [II-5].

El ángulo de deflexión por el cual se desvía la onda al atravesar el plasma en dirección Z a lo largo de una cuerda de longitud L [II-4] debido a la variación local que sufre el índice de refracción N en la dirección Y [II-3] se puede expresar como:

$$\gamma = \frac{d}{dy} \left\{ \int_0^L N dl \right\}$$

II.19

Por tanto, en el caso de los plasmas cilíndricos (n_e^{cil}) con una distribución de densidad parabólica (aproximación muy cercana al perfil de densidad real dentro de un stellarator o de un Tokamak), como el de la figura II.3, el ángulo de deflexión varía con la posición relativa del haz de medida respecto al plasma [II-6]. Para un perfil de densidad parabólico simétrico al eje Z, y realizando un cambio de coordenadas en la ecuación II.19 a coordenadas cilíndricas, el ángulo se expresa como [II-5]:

$$n_e^{cil}(r) = n_{e0} \left(1 - \frac{r}{a}\right)^2 \Rightarrow \gamma(r) = \sin^{-1} \frac{\frac{n_{e0}}{n_c} \sqrt{\left(\frac{r}{a}\right)^2 - \left(\frac{r}{a}\right)^4}}{\sqrt{\frac{n_{e0}}{n_c} \left(\frac{r}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{2} - \frac{n_{e0}}{2n_c}\right)^2}} \quad \text{II.20}$$

donde r es la distancia del eje al plasma, n_{e0} es la densidad central pico y a es el radio del plasma. A partir de la ecuación II.19 podemos determinar el máximo ángulo de

deflexión que puede sufrir el haz de medida (γ_{\max}) cuya expresión es la siguiente relación [II-2]:

$$\gamma_{\max} = \left(\frac{r_e}{\pi} \right) \lambda^2 n_{e0} = \frac{n_{e0}}{n_c} \quad \text{II.21}$$

En la expresión II.21 podemos ver que el ángulo máximo de deflexión es proporcional a λ^2 y a la densidad central pico. Si de la ecuación II.21 se despeja la longitud de onda expresándola en términos γ_{\max} , se puede observar que en presencia de altos gradientes de densidad, debe disminuirse la longitud de onda para evitar que la onda se desvíe demasiado de su trayectoria rectilínea:

$$\lambda < \sqrt{\frac{\gamma_{\max} \pi}{r_e n_{e0}}}$$

II.22

Como veremos al repasar los aspectos instrumentales del diagnóstico, esta desigualdad (Ecuación II.22) nos da una primera condición para seleccionar una longitud de onda apropiada para el diagnóstico interferométrico al darnos un límite superior para la elección de longitud de onda de medida. Como conclusión, para poder medir altos niveles de densidad electrónica, como es el caso de las futuras máquinas de fusión, se necesita usar longitudes de onda pequeñas para evitar y/o disminuir el ángulo de deflexión que podría sufrir el haz al viajar a través del plasma.

II.3. Diagnósticos interferométricos para la medida de densidad electrónica. Aspectos instrumentales.

Una vez descritos los fundamentos de la medida interferométrica de densidad electrónica en plasmas de fusión nos vamos a centrar en los aspectos instrumentales de estos diagnósticos que permiten su operación en máquinas de fusión. Los aspectos fundamentales a tener en cuenta están asociados al entorno mecánico y eléctrico donde se instalan estos diagnósticos.

Existen diferentes dispositivos de fusión de medio y gran tamaño de carácter científico con diferentes accesos al plasma. Los dispositivos de fusión clásicos poseen accesos horizontales, verticales y diagonales al plasma (TJ-II, LHD, DIII-D, TEXTOR,...) pero en la actualidad, las máquinas que se están construyendo o desarrollando, como W7-X e ITER, tienen cada vez más accesos al plasma mucho más complicados debido a las condiciones extremas a las que están sometidos los plasmas generados en su interior. Por tanto, el diseño de un esquema interferométrico (o de cualquier otro diagnóstico) para la medida de estos perfiles de plasma va a depender de la configuración mecánica de cada una de estos dispositivos de fusión. Esto pone de manifiesto la necesidad de desarrollar una metodología para el diseño de interferómetros que permita medir dichos plasmas sea cual sea la configuración de estos dispositivos, lo que hace del propio dispositivo de fusión sea un elemento más del sistema óptico, ya que influye directamente sobre el diseño del mismo.

Además de los complicados accesos ópticos que se pueden dar, el aspecto mecánico fundamental es el ambiente ruidoso en el que se encuentran inmersos tanto la máquina de fusión como el esquema interferométrico. El ruido que rodea ambos sistemas provoca vibraciones mecánicas en los elementos ópticos del interferómetro introduciendo variaciones de fase indeseadas e incluso llegando a ser más elevadas que las propias medidas de fase introducidas exclusivamente por el plasma. Por tanto, la señal interferométrica va a incluir los desfases asociados a las vibraciones mecánicas debidas a desplazamientos en el brazo de medida y/o de referencia ($\Delta\varphi_{\Delta l}$) y el desfase introducido por el plasma (Ecuación II.16) se van a superponer. Si evaluamos ambos desfases independientemente se obtiene que:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi_{\Delta l} &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l \propto \lambda^{-1} \\ \Delta\varphi_p &= r_e \lambda \int_L n_e dl \propto \lambda \end{aligned} \right\} \Rightarrow \eta = \frac{\Delta\varphi_{\Delta l}}{\Delta\varphi_p} \propto \lambda^{-2} \quad \text{II.23}$$

Como se ve en la relación de ecuaciones II.23, las variaciones de fase debidas al plasma ($\Delta\varphi_p$) son proporcionales a la longitud de onda y las que son debidas a las vibraciones mecánicas ($\Delta\varphi_{\Delta l}$) son inversamente proporcionales a ésta. Por tanto, el error relativo η que se comete al realizar la medida de densidad de línea es proporcional a λ^{-2} por lo que

dicho error crecerá muy rápido según disminuya la longitud de onda. Este factor es determinante a la hora de elegir una fuente de radiación para el sistema interferométrico a diseñar.

En función del error que se comete al medir la integral de línea debido a la presencia de vibraciones, D. Verón [II-6] demuestra que para tener un error relativo menor al 1%, el límite más bajo para escoger longitud de onda en máquinas de fusión de tipo tokamaks viene dado por:

$$\lambda > 4.08 \times 10^{18} \sqrt{\frac{\Delta l}{\eta r_p n_{e0}}} \quad \text{II.24}$$

donde Δl es el cambio de camino óptico debido a las vibraciones mecánicas y r_p es el radio del plasma. En definitiva, la elección de la longitud de onda de nuestro sistema interferométrico viene condicionada por las desigualdades dadas por las ecuaciones II.22 y II.24, y por tanto, condicionará la resolución en la medida de fase de nuestro interferómetro. No obstante, en entornos de altas vibraciones mecánicas y alta densidad (n_{e0}) lo habitual es que no haya una longitud de onda que cumpla ambas desigualdades de forma simultánea por lo que hay que desarrollar estrategias instrumentales para solucionar este problema.

Desde el punto de vista instrumental, los primeros diagnósticos interferométricos trataban de solucionar el problema de las vibraciones mecánicas de alguna de estas dos maneras (o usando ambas estrategias a la vez) [II-7]:

- a) Montaje de los elementos ópticos en estructuras de aislamiento de vibraciones masivas (i.e. armazones rígidos en forma de C rodeando a un puerto de la máquina).

Esta aproximación fue realizada e instalada en diversas máquinas. No obstante, no tiene mucha aplicación en la actualidad ni en futuras máquinas de gran tamaño ya que los principales requerimientos de diseño son la necesidad de usar laberintos en bloques de protección de neutrones montados en puertos de diagnósticos. Además ya no

se dispone de dos puertos enfrentados para el guiado de luz [II-7], y esto unido al cada vez más difícil acceso al plasma hace que no sea posible optar por esta estrategia. A pesar de estos inconvenientes, numerosos centros de investigación siguen apostando por este tipo de sistemas rígidos para anclar los diferentes elementos ópticos y detectores de sus interferómetros, como es el caso de JET [II-8], HL-2A [II-9], HSX [II-10], RFX [II-11] y del futuro W7-X. Las estructuras que más se suelen emplear son estructuras en forma de C de granito [II-11] y monturas de alineamiento neumáticas [II-12].

- b) Uso de interferómetros de longitud de onda lo mayor posible como el de infrarrojo lejano (FIR).

Esta ha sido la opción clásica en máquinas de medio tamaño e incluso alto [II-8]. Sin embargo, según se ha ido incrementando la densidad de los plasmas el inconveniente anteriormente comentado: la aparición de gradientes de densidad que puedan deflectar los haces, los hace inviables.

Por lo que, el uso de longitudes de onda más bajas (el infrarrojo medio (de 10 μm)) se manifiesta como la única alternativa. Además hay ventajas adicionales al usar longitudes de onda bajas: la tecnología está muy bien desarrollada, las fuentes láser IR son menos caras y son en general una alternativa más simple que los láseres submilimétricos [II-13].

Sin embargo, el uso de estas longitudes de onda exige extremadamente severas demandas en la estabilidad mecánica del interferómetro por la sensibilidad aumentada ante la presencia de las vibraciones mecánicas (como se comentó en apartados anteriores). La solución a este problema ha sido tradicionalmente el uso de sistemas interferométricos heterodinos de dos longitudes de onda [II-14]: la longitud de onda más corta (usualmente visible) mide las vibraciones mecánicas, mientras que la longitud de onda más alta tiene una mayor sensibilidad a la densidad electrónica del plasma. Los efectos de la vibración pueden ser eliminados sustrayendo del desfase de la longitud de onda larga una proporción apropiada del desfase la longitud de onda más corta. Este tipo de sistemas se llaman interferómetros de dos longitudes de onda y en la figura II.4 se presenta un esquema típico de este tipo de interferómetros:

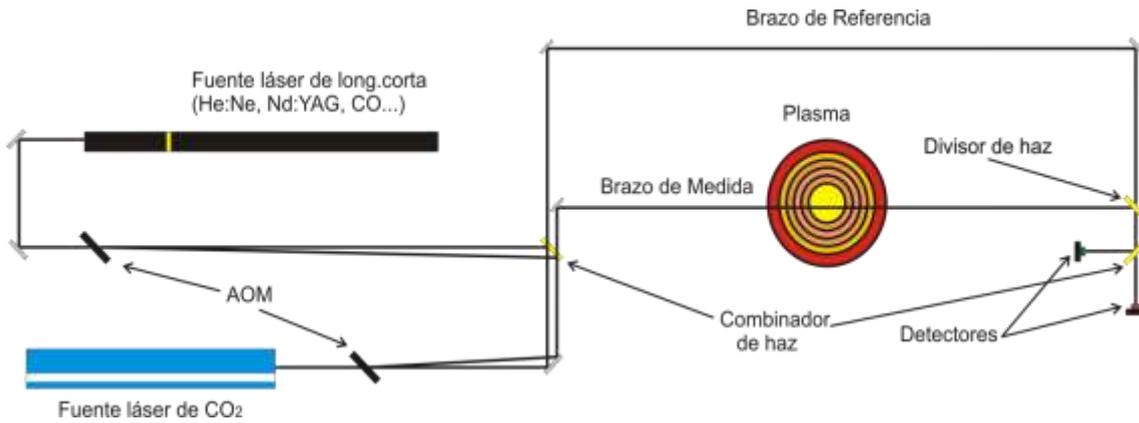


Figura II.4: Esquema de un interferómetro heterodino de dos colores monocanal.

En la figura II.4 se muestra una fuente láser de CO₂, tradicionalmente usada en este tipo de sistemas, cuya longitud de onda es mayor que la empleada como segunda fuente láser usada para la compensación de vibraciones. Los haces emitidos por ambas fuentes láser atraviesan un modulador acústico (AOM) que divide el haz de entrada en dos haces separados en frecuencia $\Delta\omega$ (típico de los esquemas heterodinos que se describirán más adelante). Los dos haces de cada longitud de onda son recombinados en un combinador de haz (BC) conformando así el brazo de medida (brazo del interferómetro que atraviesa el plasma) y el brazo de referencia. Es necesario que los haces de cada longitud de onda sigan la misma dirección y camino (copropagación de los haces) para que ambas longitudes de onda sufran las mismas variaciones de camino óptico presentes en el sistema y así compensar las vibraciones mecánicas presentes en el interferómetro. Finalmente, se hacen interferir ambos brazos en un divisor de haz, y con otro combinador de haz, se separan las dos longitudes de onda para dirigir las a sus correspondientes detectores.

Siguiendo la figura II.4, supongamos que atravesamos el plasma con un haz en el que viajan dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 , siendo $\lambda_1 > \lambda_2$. Las vibraciones presentes se asocian a un cambio en el camino óptico Δl común a ambas longitudes de onda tal que el desfase total será el desfase debido al plasma ϕ para cada longitud de onda (que será distinto en cada caso) más el debido a Δl . El desfase total asociado a cada longitud de onda (ϕ) se expresa de la siguiente manera:

$$\phi_1 = \phi_1 + \frac{2\pi\Delta l}{\lambda_1}, \quad \phi_2 = \phi_2 + \frac{2\pi\Delta l}{\lambda_2} \quad \text{II.25}$$

Si restamos ambas expresiones, obtenemos que:

$$\phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2 = \phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2 \quad \text{II.26}$$

Utilizando la ecuación II.15, y sustituyéndola en la anterior relación, obtenemos que la integral de línea de densidad electrónica a lo largo de la línea de visión es:

$$\int n_e dl = \frac{\phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2}{r_e (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \quad (\text{electrones}/\text{m}^{-2})$$

II.27

Por tanto, se puede obtener la densidad de línea en función del desfase producido por el plasma y eliminando (o minimizando) el desfase producido por las vibraciones mecánicas debidas al entorno donde se halla la máquina.

La fuente láser para la medida de la densidad electrónica más usada en este tipo de interferómetros es el láser de CO₂ ($\lambda_1=10.6 \mu\text{m}$) ya que es una longitud de onda no tan larga como las fuentes FIR donde los haces sufren los efectos de refracción para un plasma de alta densidad, y no tan corta como los láseres en el rango del visible, menos sensibles a la densidad electrónica. Para la segunda longitud de onda, utilizada para la compensación de vibraciones, se han propuesto diversas soluciones usando láseres de CO ($\lambda_2=5.4 \mu\text{m}$ [II-11, II-15]), diferentes líneas del láser de He:Ne ($\lambda_2=3.9 \mu\text{m}$ [II-16], $\lambda_2=0.633 \mu\text{m}$ [II-17]) o láseres de Nd:YAG ($\lambda_2=1.064 \mu\text{m}$ [II-18]). Hay esquemas interferométricos que usan también como segunda longitud de onda $\lambda_2=9.3 \mu\text{m}$ del CO₂ [II-19], aunque esta combinación de longitudes de onda tan próximas provoca una reducción de la resolución de densidad en comparación con longitudes de onda más bajas anteriormente citadas [II-2].

Cuando se da la condición de que $\lambda_1^2 \gg \lambda_2^2$, la ecuación II.26 se reduce a:

$$\int n_e dl \approx \frac{\phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2}{r_e \lambda_1^2} \quad \text{II.28}$$

Esta elección nos permite despreciar el desfase inducido por el plasma en la longitud de onda más corta (λ_2) de manera que ϕ_2 se puede considerar directamente debida a la variación de la fase asociada a las vibraciones mecánicas.

En resumen, el uso de interferómetros con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas nos permite eliminar de la medida, las variaciones espurias de fase debidas a las vibraciones mecánicas. Sin embargo, estos sistemas son relativamente más complejos que los interferómetros FIR al requerir de dos fuentes láser, dos detectores, y del aumento de número de elementos ópticos. Además, es fundamental una detección de fase de alta resolución ($>1/1000$ de franja) y alto rango para poder medir y eliminar convenientemente los desfases debidos a las vibraciones en tiempo real.

Una alternativa instrumental para solucionar el problema de las vibraciones mecánicas diferentes a los sistemas de dos longitudes de onda convencionales son los interferómetros dispersivos no lineales (también llamados interferómetros de segundo armónico) [II-20]. La figura II.5 se muestra el principio de su operación [II-21].

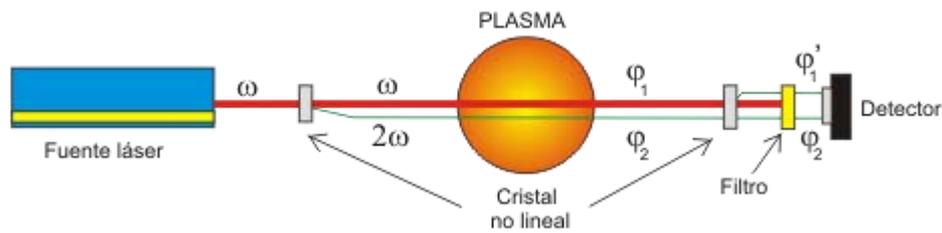


Figura II.5: Esquema típico de un interferómetro dispersivo [II-22].

Estos interferómetros utilizan haces de una sola fuente láser que emite una onda en su frecuencia fundamental ω_1 . Al pasar el haz por un cristal no lineal, parte de la potencia se dobla en frecuencia $2\omega_1$ (segundo armónico) de manera que, en condiciones adecuadas, tanto el haz fundamental como el segundo armónico se propagan por el mismo camino de forma colineal. Tras atravesar el plasma y antes de llegar al fotodetector, ambos haces atraviesan un segundo cristal no lineal donde el haz del segundo armónico no se ve alterado mientras que parte del haz de la frecuencia fundamental se ve afectado y, tanto la frecuencia como la fase son dobladas. En el

fotodetector, la interferencia se realiza entre las dos ondas del segundo armónico. Una de ellas es generada en el primer cristal no lineal, y la otra después de pasar por el objeto (segundo cristal no lineal). La señal de interferencia del fotodetector $U(\Delta\varphi)$ tiene la siguiente forma:

$$U(\Delta\varphi) \propto I_{2\omega_1} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi)$$

II.29

donde I_1 , I_2 son las intensidades correspondientes a cada uno de los haces que han atravesado el plasma teniendo en cuenta las pérdidas asociadas al doblado en el segundo cristal y $\Delta\varphi$ es la diferencia de fase de las ondas que interfieren a $2\omega_1$.

Para calcular el desfase producido por el plasma, calculamos el desfase indirecto que sufre cada frecuencia individualmente. En primer lugar, el desfase asociado a la onda de frecuencia ω en su camino entre los dos cristales no lineales es:

$$\varphi_1 = \frac{\omega_1}{c} \int_0^L N(\omega_1) dl + \frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta l$$

II.30

donde L es la distancia entre ambos cristales y $N(\omega_1)$ es el índice de refracción que soporta la onda al propagarse entre los mismos (incluyendo los efectos del plasma). De igual manera para la segunda longitud de onda (segundo armónico):

$$\varphi_2 = \frac{2\omega_1}{c} \int_0^L N(2\omega_1) dl + \frac{4\pi}{\lambda_1} \Delta l$$

II.31

Al pasar por el segundo cristal el haz correspondiente a la frecuencia fundamental vuelve a ser doblado, quedando la fase asociada a dicha onda con un valor:

$$\varphi'_1 = 2\varphi_1 = \frac{2\omega_1}{c} \int_0^L N(\omega_1) dl + \frac{4\pi}{\lambda_1} \Delta l$$

II.32

Por lo tanto, a la salida del segundo cristal tenemos dos haces coherentes a igual frecuencia que interfieren siendo el término de interferencia proporcional a la diferencia entre el desfase sufrido por ambas ondas. Este término de fase interferencial toma un valor:

$$\Delta\varphi = \varphi'_1 - \varphi_2 = \frac{2\omega}{c} \int_0^L [N(\omega_1) - N(2\omega_1)] dl$$

II.32

donde podemos observar que los términos asociados a las vibraciones mecánicas se cancelan. Si suponemos que la única fuente de dispersión en el sistema óptico es el plasma atravesado por los dos haces y, a partir de las ecuaciones II.13 y II.16, obtenemos que:

$$\Delta\varphi = \frac{3}{2} \lambda_1 r_e \int_0^L n_e dl$$

II.34

siendo λ_1 la longitud de onda fundamental que emite la fuente láser. Como se puede observar en la ecuación II.34, este tipo de interferómetros son independientes del camino óptico y, por tanto, insensible a las vibraciones mecánicas, puesto que ya están compensados antes de que la detección tenga lugar (al menos idealmente). Una característica a destacar de este tipo de interferómetros es que no tienen brazo de referencia como tal, lo que permite hacer sistemas relativamente compactos a nivel de elementos ópticos [II-23].

Este último tipo de sistemas (con alguna diferencia) ya han sido instalados en máquinas como en Alcator C-Mod [II-24] donde se utilizaban longitudes de onda de 1.064 μ m y 0.532 μ m (fuente laser de Nd:YAG) y en la actualidad el tokamak TEXTOR se está instalando un sistema interferométrico modular multicanal basado en dispersión usando como fuente un láser de CO₂ (10.6 μ m) [II-23] ya que, al utilizar una longitud

de onda mayor que la del Nd:YAG, la sensibilidad a la densidad electrónica del plasma se va a ver incrementada. De todas maneras, estos sistemas interferométricos dispersivos todavía tienen que demostrar su capacidad como diagnósticos permanentes.

El último de los aspectos instrumentales más importantes en este tipo de diagnósticos es el que tiene que ver con los grandes desfases esperados. En un esquema interferométrico tradicional homodino, la aparición de altos desfases como los producidos por las vibraciones mecánicas conllevan dos problemas [II-25]:

- i) Las posibles variaciones de potencia detectada (asociadas por ejemplo a desvanecimientos de la señal) son interpretadas como cambios de densidad ya que para extraer la información de la fase debemos conocer el valor concreto de la amplitud de la señal interferencial. Si por algún motivo se atenúa dicha señal no podremos recuperar el valor de la fase.
- ii) La señal interferencial varía con el coseno de la diferencia de fase entre el frente de onda de medida y de referencia según la ecuación II.11, así que la sensibilidad se hace nula para $\Delta\varphi = \pm n\pi$ dando lugar a incertidumbres en la medida ante posibles cambios de signo en la evolución del desfase.

Diferentes técnicas instrumentales se han propuesto para superar estas desventajas en diagnósticos interferométricos en plasmas de fusión como son la interferometría en cuadratura [II-25] y la interferometría heterodina [II-26] siendo esta última la más generalizada. En estos sistemas la idea básica es introducir un desplazamiento en frecuencia ($\Delta\omega$) entre los haces de medida y de referencia para detectar la fase a una frecuencia intermedia igual a ese desplazamiento. Ejemplos de esquemas interferométricos heterodinios se muestran en la figura II.4 (donde se muestra la utilización de un modulador acustoóptico para conseguir el desplazamiento en frecuencia entre haz de medida y haz de referencia actuando en un interferómetro de dos longitudes de onda) y los que se muestran en la figura II.6. En la figura II.6a se muestra el esquema de un interferómetro heterodino donde el desplazamiento en frecuencia de los haces se emplea una rejilla cilíndrica rotante [II-6], y en la figura II.6b se muestra un esquema basado en dos láseres cuyas longitudes de onda de salida difieren en $\Delta\omega$ [II-27] fijada por un sistema de estabilización externo.

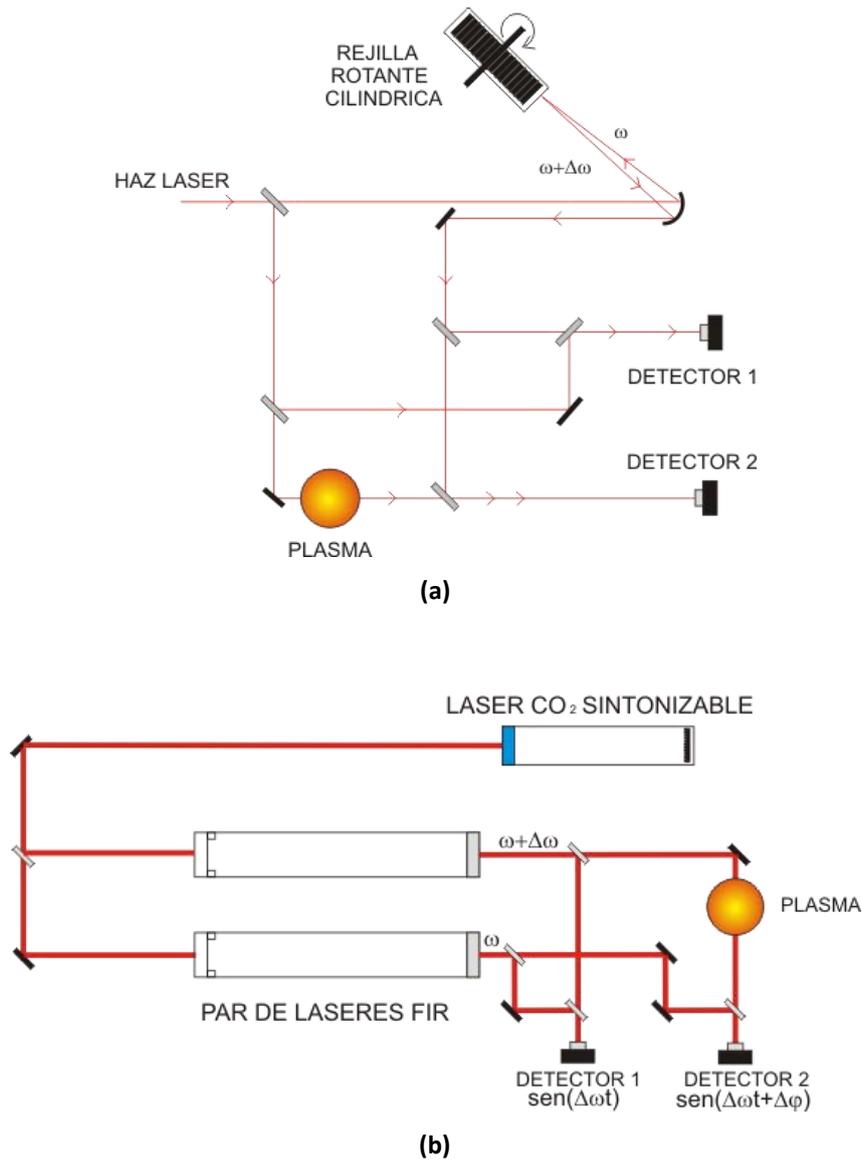


Figura II.6: Esquemas interferométricos heterodinos tradicionales donde el esquema (a) se emplea para ondas FIR y submilimétrica [II-6] y, el esquema (b) para ondas FIR únicamente [II-27].

A la salida del detector de cualquiera de los tres esquemas interferométricos (Figuras II.4 y II.6), la señal resultante tiene la siguiente expresión:

$$I = I_0 \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi)$$

II.35

Como resultado, la señal detectada es proporcional al $\cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi)$. El desfase debido al plasma puede ser determinado simplemente comparando la señal del detector del interferómetro con una señal de referencia es proporcional a $\cos(\Delta\omega t)$. Esto se puede

realizar con un detector de fase que sea capaz de medir tanto el valor como el sentido del desfase y, por lo tanto, no habrá ambigüedad en la determinación de la fase con lo que la única restricción es que $\Delta\omega$ tiene que ser lo suficientemente alto para medir cambios de densidad rápidos. Por tanto, $\Delta\omega$ tiene que ser mucho más grande que las máximas variaciones temporales de fase que pueda introducir el plasma en la medida:

$$\Delta\omega \gg \left. \frac{\partial\varphi}{\partial t} \right|_{m\acute{a}x}$$

II.36

Estos cambios rápidos de densidad implican variaciones de fase rápidas por lo que pueden provocar que los contadores de fase sufran frecuentemente saltos de fase y causen dificultades en la interpretación de datos por lo que necesitan correctores de saltos de fase utilizados a posteriori tras la descarga del plasma. Este tipo de problemas son típicos en sistemas interferométricos heterodinos de infrarrojo lejano (JET, LHD, TEXTOR) [II-28]. Por tanto, estos detectores de fase han de tener alta resolución temporal en el sistema de adquisición y alta resolución en la medida de la fase.

Otro inconveniente que ha de solventar en lo posible un buen detector de fase es el desvanecimiento de las señales durante la operación ya que las señales pueden disminuir fuertemente en amplitud (es decir, señales con muy baja relación señal a ruido) ante la presencia del plasma, calentamiento de las ventanas, etc... perjudicando de esta manera la detección de fase cometiendo grandes errores en la medida. Los sistemas de detección de fase más comunes aplicados en este tipo de diagnósticos son la detección de cruce por cero y demodulación IQ, siendo este último el método que mejor solventa el problema del desvanecimiento de señales y determina mejor la fase ante señales con baja relación señal a ruido [II-29, II-30]. Para que los sistemas de detección de fase funcionen correctamente se pueden aplicar etapas intermedias de acondicionamiento de señales para amplificar y filtrar las señales de medida procedentes de los fotodetectores antes del detector de fase con el objetivo de obtener los requerimientos mínimos exigibles por el detector de fase (aumentar la relación señal a ruido y filtrar aquellos armónicos presentes en la señal medida en los detectores ya que pueden introducir errores en la detección de fase).

II.4. Sistemas interferométricos para la medida del perfil espacial de densidad en plasmas confinados magnéticamente.

En los apartados anteriores se han dado a conocer los fundamentos físicos y los aspectos instrumentales más relevantes para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión mediante sistemas interferométricos. Además, se han introducido los conceptos de interferómetro heterodino e interferómetro de dos longitudes de onda que permiten medir la integral de línea, minimizando la influencia de las vibraciones mecánicas en dicha medida.

Un esquema interferométrico como los descritos en el apartado anterior nos proporciona la integral de línea de la densidad electrónica a lo largo de una línea de visión. Esto es lo que se denomina sistema monocanal con el que se puede obtener la evolución temporal de la densidad electrónica media en el plasma durante la descarga. No obstante, si queremos obtener información sobre el perfil completo de densidad en un dispositivo de fusión, hay que desarrollar sistemas multicanales. A continuación, en esta sección, nos vamos a centrar en la descripción de sistemas multicanales para la obtención de los perfiles de densidad electrónica en plasmas de fusión.

II.4.1. Sistemas interferométricos multicanal: Sistemas de haces discretos y sistemas de haz expandido.

Las estrategias para la medida de la integral de línea de densidad en diferentes puntos del plasma con el fin de obtener un perfil espacial de densidad electrónica se basan en dos tipos de sistemas interferométricos multicanal: interferómetros de haces discretos e interferómetros de haz expandido.

La idea básica de un interferómetro multicanal de haces discretos consiste en la instalación de varios brazos de medida (normalmente con divisores de haces) y dirigir cada uno de estos brazos según la línea de visión de interés mediante sistemas ópticos independientes para cada haz (para el brazo de referencia se procedería de la misma manera). Este tipo de esquema interferométrico es muy útil para estudiar aquellas partes

del plasma donde no se puede introducir un haz expandido por problemas de acceso, como por ejemplo, en los bordes del plasma, o en líneas de visión tangencial del plasma como en el caso del futuro interferómetro/polarímetro de ITER [II-31] que ilumina el plasma desde un puerto ecuatorial. El número de canales de visión puede ser incrementado sólo a expensas de hacer sistemas ópticos cada vez más complicados debido al aumento de elementos ópticos, lo que se traduce en espacio consumido por las monturas ópticas [II-1] y problemas de alineamiento. Típicamente, un sistema multicanal discreto opera de cinco a once canales de visión [II-9, II-11, II-32, II-33]. Por tanto, la resolución espacial se ve limitada y hace imposible resolver la estructura fina de efectos de densidad electrónica a pequeña escala como cambios de densidad asociados con la actividad magnetohidrodinámica y la propagación del pulso en densidades con inestabilidades del tipo “dientes de sierra” [II-34].

Los interferómetros multicanal de haz expandido se diferencian de los de haces discretos en que sólo se emplea un único haz para iluminar todo el plasma que es previamente magnificado por un sistema telescópico. Utilizar sistemas interferométricos de haz expandido simplifica drásticamente todo el sistema óptico desde el punto de vista de número de elementos a costa de un diseño más complejo. Para optimizar la transmisión del haz expandido de medida a través del puerto y del plasma es necesario controlar el tamaño del haz y el ángulo de divergencia en cada etapa del sistema óptico [II-34] en comparación con los haces individuales de diámetro pequeño de los interferómetros multicuerda. Para expandir el haz de medida se utilizan diferentes configuraciones de sistemas telescópicos mediante varios espejos². A principios de la década de 1980, Hegenhotz y Meddens [II-35] instalaron en la máquina de fusión RINGBOOR un interferómetro de CO₂ (10.6 μm) de haz expandido con espejos parabólicos para cubrir casi toda el área del plasma. En sistemas posteriores, se utilizaron combinaciones de espejos cilíndricos [II-36] o esféricos más parabólicos [II-18] para conformar el haz de medida en función de la entrada del puerto.

A la hora de elegir entre un sistema interferométrico u otro, en un entorno tan complejo como es un dispositivo de fusión, hay que tener en cuenta las condiciones de contorno que impone la propia máquina. La manera de acceder al puerto y sacar los

² El uso de óptica refractiva en estos sistemas no es aconsejable debido al uso de dos longitudes de onda muy separadas espectralmente (i. e., 10.6 μm / 0.633 μm)

haces de la cámara de vacío (puertos de entrada y salida) son los principales condicionantes que van a fijar el número de líneas de visión de medida máximo y la separación mínima entre ellas. En el caso de los interferómetros instalados en MST [II-37], HL-2A [II-9] y RFX [II-15], donde las ventanas de acceso están divididas en pequeños orificios de entre 35-50 mm de diámetro, el haz de medida del interferómetro es dividido mediante una red de divisores de haces tantas veces como pequeños orificios de acceso tenga la ventana de acceso dando lugar a sistemas multicanal de haces discretos. En los casos del TJ-II [II-38], LHD [II-18], y Alcator C-Mod [II-36], las ventanas de acceso son totalmente distintas y tienen una longitud alrededor de entre 200-300 mm, lo que permite atacar el plasma con un solo haz elíptico de gran tamaño (entre 100-200 mm de tamaño en el eje mayor del haz) cubriendo así una amplia sección eficaz del plasma en esa parte del puerto. En la figura II.7 se puede observar una visión poloidal de un puerto de una máquina de fusión genérica iluminado con un esquema típico de interferómetro multicanal de cuerdas discretas (Fig. II.7.a) y uno de haz expandido de doble paso (Fig. II.7.b).

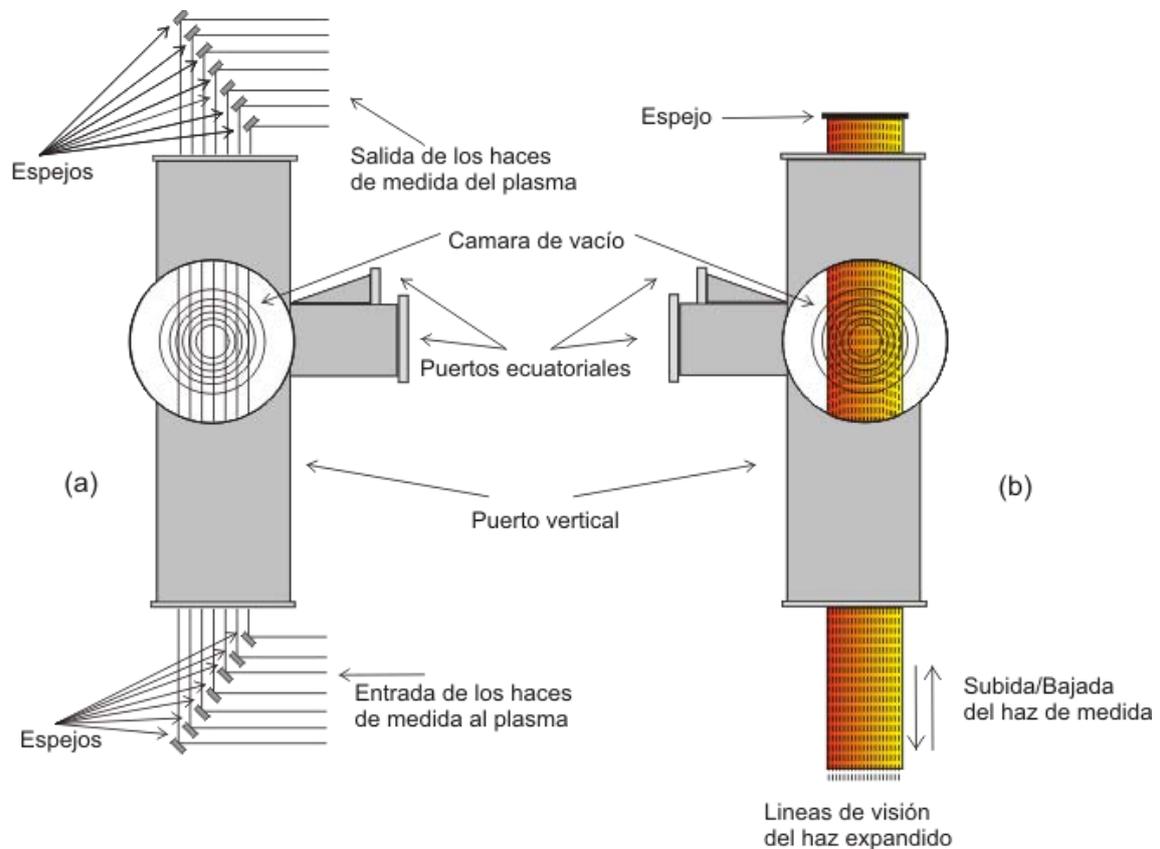


Figura II.7: Esquemas de iluminación de un puerto mediante los haces de medida de un interferómetro multicanal de cuerdas discretas (a) y otro de haz expandido (b).

En la figura II.7.a, se muestra como se ilumina el plasma con un interferómetro multicanal de cuerdas discretas donde aparece un número elevado de elementos ópticos tanto para atacar punto a punto el plasma según diferentes líneas de visión (o cuerdas) como para redireccionar los diferentes haces de medida salientes de la cámara hacia la zona de detección. Esta figura ilustra las principales desventajas que presentan dichos sistemas multicanal: el alineamiento y el espacio que ocupan las monturas de la óptica empleada así como el alto número de elementos ópticos necesarios y que antes se comentaron. Todos estos condicionantes impiden a estos sistemas ópticos obtener medidas muy finas del perfil espacial de densidad electrónica. Además, cuanto mayor es el número de elementos ópticos, mayor es la influencia de las vibraciones mecánicas en las medidas de fase y, por tanto, se necesitará una mayor capacidad de compensación de dichas vibraciones.

En el caso de iluminar el plasma con un haz expandido como brazo de medida (Figura II.7b), se puede obtener muchas más líneas de visión con sólo un haz de medida. Para ello, sólo se necesita un par de espejos de mayor dimensión que en el caso anterior (uno para iluminar el plasma y otro en la parte superior del puerto), minimizando así el alineamiento y obteniendo una resolución más alta ya que se aprovecha casi toda la sección eficaz del plasma. Además, debido al peso de estos espejos, se reduce la influencia de las vibraciones mecánicas. Por tanto, esta configuración óptica permite tener más espacio en la mesa óptica, reducir el número de elementos ópticos expuestos a vibraciones (por tanto, se reduce la posibilidad de desalineamiento) y disminuir, por ejemplo, el número de detectores con sus correspondientes monturas. Por otra parte, en caso de estar presente de un gradiente de densidad y si el haz expandido posee un gran número de cuerdas, aunque alguna de ellas se desvíe podremos medir con el resto de cuerdas sin perder mucha resolución en la medida de densidad electrónica.

Por lo que se refiere a este trabajo centrado en el desarrollo de sistemas interferométricos de alta resolución espacial, un interferómetro de haz expandido con un alto número de líneas de visión no sólo permite obtener perfiles espaciales de alta resolución espacial y temporal sino que además permite estudiar la evolución de desviaciones estructuradas finas (1-5 mm) de un perfil electrónico suave. Además, mediante la medida de estos perfiles espaciales de densidad electrónica de alta

resolución se obtiene información de la posición del plasma y por tanto proporciona una información vital para la mejora del control del plasma durante la operación rutinaria. Por lo tanto, un interferómetro de haz expandido proporciona mayor información que un interferómetro de haces discretos.

II.4.2. *Reconstrucción de perfiles espaciales de densidad electrónica.*

Como se ha comentado anteriormente, la principal característica de la interferometría aplicada a medidas de densidad electrónica de plasma de fusión desde el punto de vista del diagnóstico es que el valor de la densidad local del plasma no se puede obtener de forma directa. Este valor se ha de obtener a través de la medida del desfase de la señal interferométrica proporcional a la integral de línea de densidad según una línea de visión a través del plasma. En el caso de los interferómetros multicanal que se están discutiendo en este apartado lo que se obtiene es el valor de dicha integral según varias líneas de visión. El objetivo entonces será obtener medidas de desfase en puntos discretos del plasma en un mismo instante de tiempo a partir de estas integrales de línea para obtener finalmente un perfil espacial de la densidad.

Para ilustrar cómo se puede extraer la información de densidad local a través de la integral de línea partimos del caso más sencillo en el que el plasma tiene simetría cilíndrica. En este caso, en un sistema de coordenadas cilíndricas (r, θ, z), la densidad de plasma es independiente del ángulo θ y z (Figura II.8). Por tanto, el problema de la medida de la integral de línea se reduce a recuperar una distribución radial de densidad.

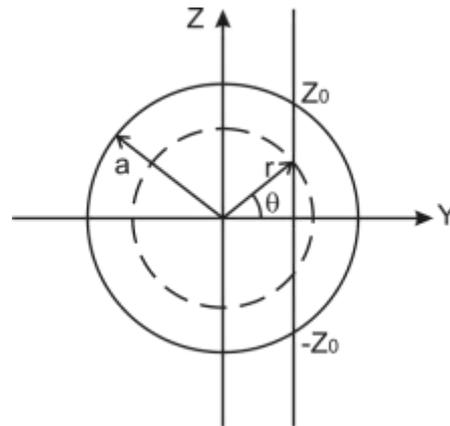


Figura II.8: Sistemas de coordenadas para el cálculo del desfase a lo largo de una cuerda que atraviesa un plasma con perfil parabólico [II-5].

Si expresamos la ecuación II.14 en coordenadas cilíndricas, el desfase en función de la posición de la cuerda viene dada por:

$$\Delta\varphi = r_e \lambda \int_{-Z_0}^{Z_0} n_e dl \Rightarrow \Delta\varphi(Y) = \left[\frac{2\pi}{\lambda n_c} \right] \int_Y^a \left[\frac{n_e}{\sqrt{r^2 - Y^2}} \right] r dr$$

II.37

Esta integral es del tipo Volterra y la relación que hay entre el desfase y la densidad electrónica se suele decir que una es la transformada de Abel de la otra. En consecuencia, si invertimos esta relación para obtener n_e en función de la posición y del desfase obtenemos la siguiente ecuación:

$$n_e(r) = - \left[\frac{\lambda n_c}{\pi} \right] \int_r^a \frac{d\Delta\varphi}{dY} \frac{dY}{\sqrt{Y^2 - r^2}} \quad (\text{electrones}/m^{-3})$$

II.38

que nos da el valor deseado de la densidad para cada r . Este método se denomina inversión de Abel y permite obtener el valor local de la densidad $n_e(r)$ para cada valor de r . En sistemas interferométricos multicanal de haz expandido, la aplicación de la inversión de Abel es inmediata en sistemas con geometría circular o aquellos que son fácilmente transformables a una geometría circular (por ejemplo, superficies de flujo

elíptico) ya que las líneas de visión que componen el haz expandido son paralelas (distribución radial) y próximas entre sí. Esta técnica ha sido extendida por Y. Yasutomo [II-39] en sistemas con asimetrías de densidad.

Como se puede observar de II.38, la técnica implica reconstruir el perfil espacial a través de las medidas de $\Delta\phi(Y)$ obtenidas en diferentes posiciones discretas [II-22]. Sin embargo el parámetro que entra en juego en la ecuación II.38 es la derivada de $\Delta\phi(Y)$ respecto a Y . Calcular esta derivada puede provocar la aparición de errores ya que $\Delta\phi(Y)$ es un dato experimental que contiene errores de medida inevitables propagando así los errores en la reconstrucción, así que muchos métodos de inversión numéricos han sido desarrollados para minimizar el efecto de esos errores. El método más convencional se llama “slice and stack” que consiste en seleccionar segmentos de densidad que se asumen como constantes y posteriormente reconstruir el perfil de densidad mediante colecciones de todos ellos [II-40]. Además, dependiendo de cómo sea el perfil de densidad electrónica (simétrico, hollow, flat top, etc...), se aplicarán diferentes métodos numéricos o combinarlos entre ellos (slice and stack, interpolaciones polinómicas, etc...) [II-40]. Lo que es evidente es que cuanto mejor sea la reconstrucción del frente de onda interferencial $\Delta\phi(Y)$ y más líneas de visión se dispongan para una mejor evaluación de la derivada de $\Delta\phi(Y)$ respecto a Y , mejor será la recuperación del perfil de densidad.

Así, en el caso de un sistema multicanal de haz expandido de dos colores, antes de proceder a la inversión de Abel, es necesario obtener previamente una reconstrucción del perfil del frente de fase interferométrico $\Delta\phi(Y)$ de cada longitud de onda mediante métodos de interpolación que permitan, por una parte optimizar la cancelación de vibraciones mecánicas y, por otra obtener correctamente el valor de la derivada de $\Delta\phi(Y)$ respecto a Y y su objetivo una buena resolución en la medida del perfil de densidad. Obviamente, el esquema de interpolación adoptado puede tener un severo impacto en el resultado, por tanto habrá que ser precavido para no sobre interpretar detalles en las distribuciones de densidad resultantes con longitudes de escala del orden de o menores que la separación de cuerdas [II-2].

Por tanto, para sistemas interferométricos multicanal, tener un alto número de cuerdas con baja separación entre ellas permite obtener una mejor estimación de $d\Delta\varphi/dY$ y obtener un perfil de densidad electrónica de alta resolución espacial. Esto permite que, a pesar de la influencia de las vibraciones mecánicas o en presencia de gradientes de densidad, se pueda reconstruir dichos perfiles de densidad electrónica con buena resolución incluso si se pierde alguna línea de visión en plena operación. Además, para maximizar la resolución espacial, existen diferentes métodos matemáticos, como es el cálculo bayesiano que permite mediante previas simulaciones optimizar la posición geométrica de las líneas de visión del interferómetro sobre el plasma para obtener el perfil de densidad electrónica con la máxima fiabilidad posible [II-41].

En el caso de plasmas que no presentan simetría cilíndrica se necesitan otro tipo de técnicas distintas de la inversión de Abel simétrica. Ante esta situación, una solución es el uso de sistemas tomográficos para obtener una imagen del plasma [II-42]. Estos sistemas tomográficos consisten en iluminar el plasma con varias líneas de visión desde diferentes ángulos (en función del número de acceso al plasma que disponga el dispositivo de fusión) y a partir de la integral de línea de densidad de cada línea de visión realizan la inversión de cada una mediante funciones de Fourier-Bessel para obtener el perfil espacial de densidad de cada ángulo de iluminación obteniendo así una imagen completa de la densidad del plasma [II-43].

También puede darse el caso de que la asimetría del problema para la inversión de Abel no venga dada por el hecho de tener un plasma no cilíndrico, sino por las del problema, es decir, que las líneas de visión no sean paralelas entre ellas ni equidistantes. Esta situación es típica en interferómetros de haces discretos. En futuros dispositivos de fusión de difícil acceso al plasma, como son ITER y Wendelstein 7-X, las líneas de visión en su mayoría de visión diagonal. Por lo tanto, la aplicación inmediata de la inversión de Abel no es válida y se han de aplicar nuevos métodos para la reconstrucción del perfil espacial de densidad electrónica [II-44, II-45].

Por tanto, podemos concluir que la reconstrucción de un perfil espacial de densidad de plasma depende de varios factores: la propia geometría del plasma (simétrico o asimétrico), del sistema de medida (tipo de esquema interferométrico,

posición de las líneas de visión, error en la medida de los detectores de fase), de la resolución espacial del sistema interferométrico (es decir, el número de líneas de visión y la separación entre ellas) y finalmente del análisis y procesamiento de datos (aplicación de algoritmos de interpolación para dicha reconstrucción). De cara a la reconstrucción de perfiles de densidad electrónica en interferómetros multicanales de dos longitudes de onda, una buena reconstrucción del perfil de densidad pasa por una buena reconstrucción del frente de fase interferencial para suprimir en la medida de lo posible las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas. Además, si empleamos esquemas interferométricos de haz expandido obtenemos doble ventaja: la primera, poseen un mayor número de líneas de visión que los sistemas de cuerdas discretas que permitan cancelar dichos desfases espurios producidos por las vibraciones mecánicas, y por tanto, la segunda ventaja es inmediata: mayor capacidad de reconstruir el perfil de densidad electrónica lo más fielmente posible. Todos los sistemas de haz expandido iluminan el plasma verticalmente y con un haz expandido colimado, por tanto se podrán aplicar los métodos de inversión más sencillos, aunque éstos dependen del tipo de plasma al que se enfrenten en cada caso.

II.5. Revisión de los sistemas interferométricos multicanal para la medida de perfiles de densidad de plasma instalados actualmente.

Como colofón a esta revisión de los sistemas interferométricos para la medida de densidad electrónica en dispositivos de fusión, vamos a describir las características más importantes de los diferentes esquemas de interferómetros multicanal instalados actualmente en máquinas de plasmas de fusión de medio y gran tamaño. Esto nos permitirá tener una visión de la situación actual de las características de dichos interferómetros y de las resoluciones espaciales que pueden alcanzar dichos esquemas multicanal para la reconstrucción del perfil espacial de densidad.

Los sistemas se agrupan en dos tablas según la estrategia seguida en su diseño y que se han comentado en el apartado II.4: cuerdas discretas o haz expandido. En dichas tablas se especifica la máquina de fusión donde están instalados, la fuente de radiación (longitud de onda) utilizada para la medida, el sistema de modulación de fase empleado en cada uno de estos esquemas (sistemas heterodinos), el número de cuerdas que emplean para reconstruir perfiles de densidad según diferentes líneas de visión (H: horizontal, V: vertical, T: tangencial/diagonal) y las densidades electrónicas de pico que se pueden llegar a medir.

En la Tabla II.1 se agrupan los sistemas interferométricos multicanal de cuerdas discretas (ver Figura II.7.a). En dicha tabla se puede observar que los sistemas interferométricos de cuerdas discretas tienen una baja resolución espacial (> 20 mm) y que en la mayor parte de éstos se tiene acceso al plasma tanto con visión tangencial como vertical; excepto en el caso del dispositivo de fusión HL-2A [II-9] ya que sólo tiene acceso horizontal al plasma. También se pone de manifiesto que casi todos estos interferómetros funcionan con longitudes de onda del rango de microondas, y los que utilizan infrarrojo medio (MIR), o no son utilizados para la medida de perfiles espaciales de densidad electrónica (DIII-D [II-46]), o su resolución es muy baja (100 mm en el caso del RFX [II-11]). Mención especial merece el sistema instalado en el stellarator H-1 [II-47] que es capaz de obtener reconstrucciones tomográficas del

plasma debido a los 10 canales discretos de alta resolución espacial que hay en cada uno de sus tres puertos (dos diagonales y uno horizontal).

Máquina de fusión	Longitud de onda (μm)	Modulación de fase heterodina	Nº cuerdas (visión)	Resolución espacial (mm)	Densidad Electrónica ($\times 10^{19} \text{m}^{-3}$)
HL-2A [II-9]	337	Rejilla rotante	8 (H)	70	1.0
RFX [II-11]	10.6/5.4	Modulador acústico	8(V) 7 (T) 1 (H)	100	10.0
NSTX [II-48]	119/10.6	Dos Láseres	7 (T)	X	2.0
MST [II-33]	432.5/9.37	Dos Láseres	11 (V)	60	4.0
KSTAR [II-49]	118.8/9.7	Dos Láseres	7 (T)	X	10.0
JET [II-50]	195/119	Rejilla rotante	6 (V) 2 (T)	200	3.0
DIII-D [II-46]	10.6/0.633	Modulador acústico	3 (V) 1 (V)	X	10.0
LHD [II-51]	118/10.6	Dos Láseres	13 (V)	90	10.0
H-1 [II-52]	180-280 GHz	Rejilla rotante	2x10 (T) 10 (H)	20	0.2

Tabla II.1: *Sistemas interferométricos multicanal de cuerdas discretas.*

En el caso de los interferómetros instalados en NSTX [II-48], KSTAR [II-49] y DIII-D [II-46] se ha colocado el símbolo X en el apartado correspondiente a “Resolución espacial” ya que estos sistemas interferométricos no son capaces actualmente de medir perfiles espaciales. El interferómetro del NSTX sólo tiene dos de los siete canales instalados, el del KSTAR aún no está instalado y el del DIII-D, con sólo tres canales verticales, no puede reconstruir perfiles.

En general, estos tipos de sistemas interferométricos de haces discretos demandan un gran volumen de acceso al plasma para obtener una alta resolución que en la mayoría de las máquinas es impracticable. Además, los interferómetros que iluminan el plasma desde un acceso horizontal o tangencial (casi siempre) emplean retrorreflectores situados en las paredes de la cámara de vacío del dispositivo de fusión

para sacar los haces de nuevo por las ventanas de acceso por las que entraron, aunque también hay sistemas que utilizan espejos planos en el interior. La instalación de esta óptica en la cámara de vacío complica el diseño de los sistemas interferométricos, por lo que el uso de un software de diseño óptico es fundamental para optimizar, alinear y diseñar todo el sistema óptico. Además, algunos de estos interferómetros han sido diseñados para obtener medidas tanto interferométricas como de variaciones de polarización que introduce el plasma en el haz de medida, convirtiéndose así en interfero-polarímetros [II-1].

En la tabla II.1 se omite de forma deliberada el interferómetro multicanal de cuerdas discretas dispersivo que se está desarrollando en TEXTOR [II-23]. Este sistema está formado por catorce módulos independientes (doce líneas de visión verticales, una horizontal y dos diagonales), cada uno con su propia fuente láser de CO₂ aunque, actualmente, hay sólo cuatro módulos verticales operativos. El motivo del uso de una fuente por cada línea de visión se debe a la necesidad de alta potencia óptica ya que se necesita una alta potencia óptica para que el cristal doblador de frecuencia genere el segundo armónico.

Frente a los sistemas de haces discretos, se muestran en la tabla II.2 los sistemas interferométricos multicanal de haz expandido (ver figura II.7.b) instalados y, actualmente operativos, en dispositivos de fusión.

Máquina	Longitud de onda (µm)	Modulación de fase heterodina	Nº cuerdas (visión)	Resolución espacial (mm)	Densidad Electrónica ($\times 10^{19} \text{m}^{-3}$)
LHD [II-53]	10.6/1.064	Modulador acústico	18 (V)	15-22.5	30.0
Alcator C-Mod [II-54]	10.6/0.633	Modulador acústico	10 (V)	18	100.0
HSX [II-10]	228 GHz/96 GHz	X	9 (V)	15	1.5

Tabla II.2: *Sistemas interferométricos multicanal de haz expandido.*

Los sistemas interferométricos presentados en la tabla II.2 acceden al plasma de forma vertical y las ventanas de acceso son de mayores dimensiones que las que poseen

los dispositivos de fusión comentados en la tabla II.1. Este hecho hace que se puedan introducir más líneas de visión y esto implica mayor capacidad para analizar espacialmente el plasma (i.e., presentan mayor resolución espacial). Además, hay que observar que casi todos estos esquemas interferométricos de la tabla II.2 utilizan fuentes de infrarrojo cercano con una segunda longitud de onda (LHD, Alcator C-Mod) para compensar la influencia de las vibraciones mecánicas en las medidas de fase en cada una de las líneas de visión. En conclusión, un sistema interferométrico de haz expandido de dos longitudes de onda posee un alto número de líneas de visión lo que permite, por una lado, una alta resolución espacial permitiendo así cancelar con mayor precisión los desfases debidos a las vibraciones mecánicas, y por otro lado, reconstruir lo más fielmente posible el perfil de densidad electrónica lo que permite de esta forma poder medir altos niveles de densidad electrónica.

Por último y aunque no se pueda incluir dentro de la clasificación anterior es importante destacar sistemas mixtos como es el esquema interferométrico instalado en la máquina FTU en Frascati, Italia [II-55]. Este sistema, cuyas fuentes láser son de CO₂/CO, lo que hace es escanear con un haz estrecho de medida todo el plasma (40 cuerdas), minimizando así el uso de elementos ópticos y utilizando un solo detector, lo que minimiza los costes y el esfuerzo de mantenimiento en comparación con los sistemas de haces discretos y de haz expandido. Esto permite mejorar la resolución espacial debido a que el tamaño del haz es pequeño, el acceso al plasma es 400 mm y puede llegar a puntos próximos al borde del plasma. No obstante, su principal inconveniente respecto a los esquemas de haz expandido y de haces discretos es la no simultaneidad de las medidas de las diferentes cuerdas [II-56], por lo que sólo puede observar fenómenos en el plasma que sean más lentos que la velocidad de escaneo.

Por tanto, observando las dos tablas anteriores y la información proporcionada en este apartado, la tendencia común identificada en los interferómetros instalados en la mayoría de los dispositivos de fusión es el uso de esquemas de haces discretos ya que permiten incorporar líneas de visión tangencial, acceder a los bordes del plasma y por tanto, llegar a sitios inaccesibles para los sistemas de haces expandidos. Este hecho se debe también al difícil o reducido acceso al plasma en la mayoría de los dispositivos de fusión. El uso de interferómetros multicanal de haces discretos se emplearán en los futuros dispositivos de fusión de gran tamaño que actualmente están en construcción:

ITER y Wendelstein 7-X (W7-X). En ITER, se iluminará el plasma con cinco líneas en visión tangencial desde un solo acceso [II-57] y mientras que en W7-X se podrá iluminar el plasma desde tres puertos con ocho líneas tangenciales. [II-58]. No obstante, si la máquina de fusión posee unas ventanas que permite acceder a una gran sección del plasma (como es el caso del LHD, Alcator C-Mod, HSX), la integración de un interferómetro multicanal de haz expandido proporcionará una mayor información del perfil de densidad electrónica del plasma con una alta resolución espacial y temporal ayudando así a mejorar el posicionamiento y control del plasma durante la operación de la máquina. En lo que se refiere a esta tesis doctoral, el TJ-II, gracias a sus grandes accesos al plasma, permite la instalación de un interferómetro de estas características lo que será una herramienta fundamental para el estudio de los plasmas de fusión por confinamiento magnético.

En conclusión, los interferómetros de haz expandido proporcionan una mayor información del plasma no sólo en la medida de perfiles de densidad electrónica sino que además, debido a su alta resolución espacial, permiten estudiar fluctuaciones del plasma de corta escala para poder evaluar así el confinamiento del plasma. Sin embargo, como las máquinas de fusión actuales y las que están bajo construcción debido a sus características (altas temperaturas, altos niveles de densidad electrónica,...), sólo permitirá la instalación de interferómetros de haces discretos para obtener perfiles de densidad con menor resolución espacial mediante complicados diseños ópticos.

II.6. Conclusiones.

En este capítulo se ha presentado los fundamentos físicos e instrumentales en los que se basan los diagnósticos interferométricos para las medidas de densidades electrónicas en plasma de fusión a partir de la interacción de una onda electromagnética con un plasma y, la extracción de información de fase mediante técnicas interferométricas, para obtener perfiles espaciales de densidades electrónicas de alta resolución.

En la sección II.2 se ha puesto de manifiesto la validez de la interferometría como técnica para la obtención de la integral de densidad de línea a través del desfase que experimenta un haz que ilumina un plasma según una línea de visión (cuerda). Además se ha mostrado la importancia de la elección de longitud de onda para evitar posibles refracciones del haz ante gradientes de densidad electrónica. A continuación, en la sección II.3, se han planteado diferentes maneras de compensar las variaciones indeseables de fase debidas a las vibraciones mecánicas a las que se encuentran sometidos el interferómetro y la propia máquina de fusión. De esta forma se han presentado diferentes esquemas interferométricos como el interferómetro heterodino de dos longitudes de onda, ampliamente utilizado en diferentes dispositivos de fusión, como solución a la sustracción de dichas vibraciones. Los interferómetros dispersivos también se han presentando como alternativa a los sistemas interferométricos convencionales, mucho más simples que éstos y que solucionan, en la medida de lo posible, los problemas debidos a las vibraciones mecánicas.

Una vez planteado la base de esta tesis desde un punto tanto teórico como instrumental, hemos extendido esta técnica para el diseño y concepción de las dos opciones de interferómetros multicanal que existen para la medida de perfiles espaciales de densidad electrónica en la sección II.4: Interferómetros de cuerdas discretas e interferómetros de haz expandido. En esta sección se ha discutido sobre las ventajas y desventajas de la elección entre estas dos configuraciones interferométricas multicanal. Además, se ha comentado las consideraciones previas que se han de tener en cuenta a la hora de diseñar dichos interferómetros destacando el papel fundamental que juega el

acceso al plasma (puertos de entrada y de salida) determinando así el tamaño máximo del haz con el que podemos iluminar el plasma.

El método de inversión de Abel es el método que permite obtener el valor local de la densidad electrónica del plasma en un punto dado. El caso más sencillo para obtener un perfil espacial de densidad electrónica es cuando las líneas de visión que componen los haces de medida son paralelas y próximas entre ellas aplicado a plasmas simétricamente cilíndricos. En el caso de un sistema interferométrico multicanal de haces discretos se obtiene dicho perfil mediante el valor de densidad local proporcionado por cada línea de visión, después se aplica la inversión de Abel para cada punto espacial y finalmente se aplicarán diferentes métodos de interpolación para formar dicho perfil. El uso de interferómetros de haces discretos para obtener un perfil espacial de densidad no es tan preciso ya que poseen menor resolución espacial que un interferómetro de haz expandido y la interpolación no será tan fiable. En el caso de un interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda, éste posee mayor resolución espacial lo que lleva a una mejor cancelación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas ya que se reconstruye previamente los frentes de onda interferenciales mediante algoritmos de interpolación y posteriormente se reconstruye el perfil de densidad con la inversión de Abel obteniendo mayor fiabilidad en la medida.

La obtención del perfil de densidad se complica cuando los plasmas son asimétricos y/o las líneas de visión no son paralelas sino que iluminan el plasma en varias direcciones. Por tanto, se ha discutido este tipo de posibilidades que se pueden encontrar y la aplicación de diferentes métodos numéricos para reconstruir el perfil de densidad electrónica incluso en función de su forma. Además se han presentado los sistemas tomográficos como los sistemas interferométricos de mayor resolución espacial capaces de obtener una imagen completa de la densidad electrónica.

Por último, en la sección II.5, se ha realizado un estudio comparativo entre sistemas multicanales interferométricos de haz expandido y de cuerdas discretas instalados actualmente en máquinas de fusión. Aquí se ha constatado que los interferómetros láser de haz expandido alcanzan resoluciones espaciales y pueden trabajar con densidades electrónicas de pico más altas que los actuales sistemas

multicanales de cuerdas discretas, tanto con longitudes de onda submilimétricas como con longitudes de onda de infrarrojo medio y lejano (MIR-FIR). Cabe destacar el uso de líneas de visión horizontales y tangenciales se utilizan principalmente en aquellos dispositivos de fusión cuyo acceso es limitado mientras que en aquellos dispositivos de gran acceso al plasma se emplean interferómetros de haz expandido en visión vertical. Además, si se combinan estas tres visiones del plasma se podrá diseñar sistemas interferométricos tomográficos capaces de reconstruir imágenes del plasma con muy alta resolución espacial en comparación con los interferómetros de haz expandido y de haces discretos. También se ha realizado una comparación entre interferómetro de dos colores heterodino en configuraciones de haz expandido y de escaneado, poniendo de manifiesto el inconveniente de este último sistema de cara a medir simultáneamente según todas las líneas de visión.

CAPÍTULO III.

METODOLOGÍA DE DISEÑO PARA SISTEMAS INTERFEROMÉTRICOS DE HAZ EXPANDIDO DE ALTA RESOLUCIÓN ESPACIAL. VALIDACIÓN.

III.1. Introducción

Como se ha comentado en el capítulo anterior, los diagnósticos basados en los interferómetros heterodinos de dos longitudes de onda de haz expandido son los que presentan mejor resolución espacial en la medida de densidad electrónica en plasmas de fusión. Cuando hablamos de resolución espacial nos referimos no sólo a la posibilidad de reconstrucción del perfil de densidad electrónica de equilibrio con alta precisión sino que nos referimos al estudio de fluctuaciones del plasma de corta escala (entre 1-5 mm). El diseño de este tipo de interferómetros con tan alta capacidad de resolución es muy difícil y complejo. Por ello, en este capítulo vamos a desarrollar una metodología para el diseño óptico de dichos diagnósticos y para la evaluación de la resolución espacial de los mismos para posteriormente poder aplicarla al diseño de un diagnóstico real en el TJ-II.

Los interferómetros de haz expandido son sistemas donde se necesita un control total a lo largo de su propagación tanto por el plasma (forma de acceder y salir del puerto de acceso al plasma) como por el brazo de referencia debido a sus características gaussianas (diámetro del haz, divergencia, etc...) y a las longitudes que llegan a alcanzar los brazos de los interferómetros (> 15 metros). El uso de programas de diseño óptico permite simular la propagación de los haces, obtener información de sus características en cualquier punto del interferómetro tanto con óptica gaussiana como con óptica paraxial y diseñar cualquier tipo de elemento óptico que componga estos

interferómetros. Además, estas simulaciones permiten recrear y visualizar estos esquemas ópticos en dos y tres dimensiones mediante trazado de rayos optimizando el diseño y las características ópticas de todos los elementos del sistema interferométrico. Debido a la complejidad de estos interferómetros y sobre todo en los de dos longitudes, el uso de este tipo de software resulta arduamente complicado.

Aunque los programas de diseño óptico puedan facilitar el diseño de estos esquemas interferométricos, hay que tener en cuenta la existencia de varios factores desde el punto de vista instrumental que perjudican la resolución espacial en los interferómetros de haz expandido llegando incluso a invalidar dicho diseño.

El primero de ellos es la calidad de los frentes de onda interferenciales que nos va a proporcionar la señal interferencial. Los programas de diseño óptico proporcionan una información ideal de la calidad de los frentes de onda pero cuando los haces expandidos atraviesan las ventanas de acceso al plasma y el propio plasma, el frente de onda se ve fuertemente perturbado. Una pobre calidad del frente de onda interferencial reduce el contraste de dicho frente lo que implica un mayor error en la determinación de la fase perjudicando la posterior cancelación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas en dicho frente y por tanto una mala obtención del perfil de densidad electrónica. Además, los elementos detectores de un array deben estar muy próximos entre sí para obtener un sistema de alta resolución espacial. Este hecho se presenta como otra fuente de error asociada a la propia medida de fase ya que los niveles de crosstalks electrónico y óptico entre elementos pueden ser bastante altos en comparación con los niveles de señal heterodina y limitar la posterior detección de fase. El tercer factor puede provenir de la elección de un método de interpolación no adecuado para la reconstrucción de los frentes de fase heterodinicos. Una buena reconstrucción de dichos frentes permite sustraer correctamente las variaciones de fase introducidas por las vibraciones mecánicas.

Por tanto, para evaluar estas tres principales fuentes de error se ha diseñado un interferómetro homodino/heterodino de He-Ne ($0.633\mu\text{m}$) de haz expandido. Este interferómetro está compuesto por un interferómetro Michelson y por un Mach-Zehnder. Ambos comparten un brazo en común, de tal forma que al aplicar una variación en el camino de óptico de dicho brazo, ésta se refleja en ambos patrones

interferenciales al mismo tiempo y, por tanto, se traduce en variaciones de fase en ambos frentes de onda. Este diseño interferométrico permitirá evaluar la calidad del frente de onda heterodino ante una perturbación introducida en el interferómetro comparándola con el homodino y calibrar la evolución temporal y espacial de dicho frente. Además, este interferómetro nos ayudará a realizar un estudio sistemático de los niveles de crosstalk electrónico y óptico del array detector heterodino para evaluar su influencia en la resolución de la medida. Finalmente, y como se ha comentado anteriormente, una buena reconstrucción del frente de fase heterodino pasa por tener una buena resolución espacial y la aplicación de un método de interpolación. Por tanto, para reconstruir y poder comparar el frente de fase heterodino con el homodino, evaluaremos la resolución espacial de dicho interferómetro y aplicaremos diferentes métodos de interpolación para determinar cuál de ellos nos proporciona una buena recuperación de dicho frente.

Hasta este punto nos hemos centrado en una única longitud de onda pero lo que nos interesa es diseñar un interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda las cuales están muy separadas espectralmente. Este hecho hace que se complique más el diseño ya que por su propia naturaleza gaussiana hace que se propaguen de forma muy diferente. Por tanto, se necesita el diseño de sistemas ópticos que hagan que los haces de las dos longitudes de onda se propaguen de la misma manera para que ambos iluminen el mismo área del plasma.

Como se ha comentado al principio de esta introducción, otra parte fundamental del diseño del interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda es la determinación de la resolución espacial de estos sistemas, es decir, cuál es el número de líneas de visión necesarias para poder reconstruir el perfil de densidad electrónica lo más fielmente posible, la separación mínima entre líneas de visión que permite estudiar con detalle los distintos fenómenos que suceden en el plasma y reconstruir ambos frentes de fase interferencial permitiendo una óptima cancelación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas. Desde el punto de vista de instrumental, la resolución espacial va a depender del sistema óptico que forma la imagen del plasma sobre los detectores y de las características físicas de los elementos del array (tamaño y separación entre elementos adyacentes). Para obtener una buena calidad de imagen necesitamos localizar correctamente la posición de estas líneas. Para ello, nos vamos a

centrar en la teoría de formación de imágenes desde dos puntos de vista complementarios: Sistemas ópticos bajo la influencia de la difracción (criterio de resolución de Rayleigh) y análisis en frecuencia de sistemas ópticos (óptica de Fourier).

Por ello, una vez realizadas las calibraciones y la reconstrucción de frentes de fase para una longitud de onda y, teniendo en cuenta el resultado obtenido, se presenta en la última sección de este capítulo el diseño de un prototipo de interferómetro heterodino de CO₂/He-Ne (10.6μm/0.633μm) de haz expandido realizado mediante el software de diseño óptico Zemax. Este prototipo fue instalado en los laboratorios del GOTL. Por tanto, el objetivo de utilizar el Zemax es validar y comparar los resultados obtenidos con el montaje experimental para determinar una metodología de diseño de cara al interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda para el TJ-II. Además, este esquema interferométrico nos servirá para validar el detector de CO₂ que se utilizará en el interferómetro de la máquina de fusión.

Por tanto, la estrategia de este capítulo es la que sigue: en la sección III.2 se discutirán los aspectos fundamentales asociados a la propagación de haces gaussianos con los que vamos a modelar la propagación de los haces en los dos brazos del interferómetro y se describirán las herramientas de diseño óptico que emplearemos para conformar dichos haces a lo largo de los brazos de un interferómetro de haz expandido. Como ejemplo de diseño de un brazo de medida de un interferómetro, simularemos con Zemax el brazo del interferómetro dispersivo de CO₂ (10.6μm) instalado en el tokamak TEXTOR situado en el Centro de Investigación de Jülich (FZJ) en Alemania. A continuación, en la sección III.3, se describirán los aspectos más relevantes de la formación de imagen de un sistema óptico mediante la teoría de difracción y el análisis en frecuencia de dichos sistemas que permiten determinar la resolución espacial de un sistema óptico. Ese análisis lo extenderemos al caso de fuentes de onda coherentes (interferometría). Posteriormente, en las secciones III.4 y III.5 se evaluarán experimentalmente las principales fuentes de error y la capacidad de reconstrucción usando un interferómetro homodino/heterodino de haz expandido con una sola longitud de onda mediante diferentes algoritmos de interpolación. Finalmente, en la sección III.6 se diseñará e instalará un interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda para validar las herramientas de diseño óptico y su capacidad de sustracción de las variaciones de fase perjudiciales debidas a las vibraciones mecánicas.

En resumen, la metodología de diseño de un interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda que se va a llevar a cabo es la siguiente:

- 1) Diseño y conformación de los haces del brazo del medida de un interferómetro de haz expandido.
- 2) Evaluación de las fuentes de error que limitan la resolución espacial mediante un interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de una sola longitud de onda (He-Ne: $0.633\mu\text{m}$).
- 3) Métodos de interpolación para la reconstrucción de los frentes de fase interferenciales para la posterior evaluación de la cancelación de las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas.
- 4) Extensión a interferometría heterodina de dos longitudes de onda de haz expandido. Estudio de la sustracción de las vibraciones mecánicas.

III.2. Diseño del brazo de medida de un interferómetro de haz expandido: Herramientas.

El diseño de un sistema de diagnóstico interferométrico, para experimentos relevantes de física en fusión de plasmas por confinamiento magnético, es una cuestión muy compleja. Como se ha comentado en el capítulo II, el diseño de un interferómetro multicanal de haz expandido, pasa por controlar tanto el tamaño como la posición de los haces gaussianos para acondicionar la entrada y salida de los haces del plasma en función de las ventanas de acceso y la parte del plasma que se desea explorar con el objetivo final de obtener un perfil de densidad electrónica de alta resolución espacial. Por tanto, la parte fundamental del diseño óptico de estos sistemas es el estudio de la propagación de los haces durante su recorrido por todo el esquema interferométrico.

Cuando se configura el haz de medida del diagnóstico que va a atravesar el plasma interesa tener un haz que no diverja cuando atraviese el plasma para que las líneas de visión (cuerdas de medida) sean paralelas entre sí, es decir, que no se desvíen de su trayectoria rectilínea, para establecer una correcta correspondencia entre la integral de línea medida y la teórica para obtener una adecuada reconstrucción del perfil de densidad. Esa baja divergencia también permite una alta resolución espacial.

El inicio del diseño de un interferómetro comienza por la elección de las fuentes de radiación que se van a utilizar para la medida de la densidad electrónica. Para este tipo de interferómetros, las fuentes de radiación son fuentes láser cuyo perfil de emisión se puede modelar como haces gaussianos. La distribución de intensidad de un haz gaussiano (I) viene dado por la siguiente expresión:

$$I(r, z) = I_0 e^{-(2r^2/w^2(z))} \quad \text{III.1}$$

donde z es la coordenada de la dirección de propagación del haz, r es la distancia radial desde el eje del haz, I_0 es el valor máximo de la intensidad en $r=0$, y w es el diámetro del haz cuando el pico de intensidad decae $1/e^2$ [III-1]. La evolución del tamaño del haz

cuando se propaga en espacio libre, $w(z)$, el radio de curvatura del frente de onda $R(z)$, y su divergencia θ , vienen dadas por [III-1]:

$$w(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad R = (z - z_0) \left[1 + \left(\frac{w_0}{\theta z} \right)^2 \right] \quad \text{III.2}$$

donde w_0 es el radio de anchura mínima que puede tener el haz (en inglés, waist radius). En la figura III.1 se representa la propagación de un haz gaussiano en espacio libre.

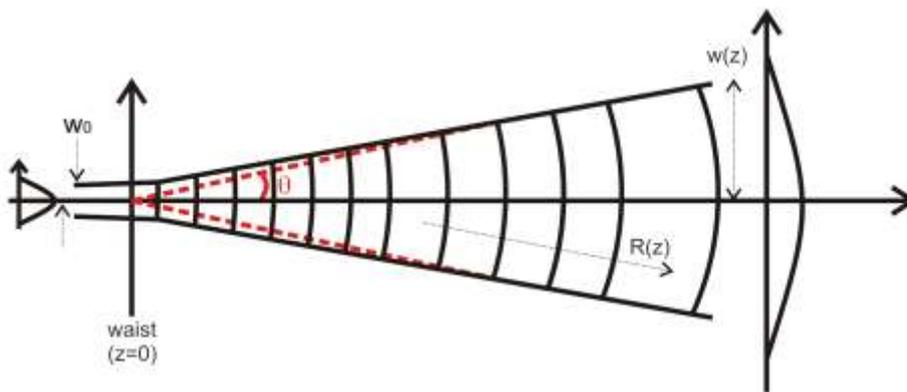


Figura III.1: Propagación de un haz gaussiano en espacio libre [III-2].

Como se puede ver en la figura III.1 y a partir de las expresiones III.1 y III.2, el perfil del haz gaussiano va aumentando su tamaño cuando se propaga por el espacio en función de su longitud de onda y de sus características iniciales (anchura de haz mínima (w_0) y divergencia (θ)). Si tenemos en cuenta la distancia tan grande que recorren los haces en los interferómetros instalados en dispositivos de fusión (>15 metros) y las divergencias típicas de las fuentes láser usadas en estos diagnósticos, los haces durante su propagación por el puerto de acceso al plasma serían enormes de tal forma que se cortarían con los bordes de las ventanas de acceso. Además, lo que nos interesa es subir y bajar el haz de medida totalmente colimado por el puerto de acceso al plasma para así tener totalmente localizadas las líneas de visión en todo momento y por tanto, identificar correctamente la zona concreta de estudio del plasma. Si el haz gaussiano se va ensanchando a lo largo de su propagación por el puerto, podemos perder la posición de las líneas de visión que componen el haz y por tanto toda resolución en la reconstrucción espacial del perfil de densidad electrónica.

Para configurar correctamente el haz de medida e iluminar la sección de plasma que nos interesa estudiar (teniendo en cuenta el tamaño de la ventana de acceso) con sistemas interferométricos de haz expandido, se debe aumentar el diámetro del haz de medida mediante un sistema telescópico de magnificación. Dicho aumento conlleva a una disminución considerable del ángulo de divergencia de dicho haz y hace que no se ensanche cuando atraviese la cámara de vacío del dispositivo de fusión de tal forma que el haz de entrada tenga un frente de onda casi plano manteniendo las líneas de visión totalmente paralelas unas respecto de otras.

Un sistema telescópico está formado por dos lentes o dos espejos donde la focal del elemento óptico de entrada al sistema es menor que la focal del elemento de salida. Por tanto, la relación de magnificación (M) de un sistema telescópico formado por dos espejos de focal f_1 y f_2 entre el haz de entrada y el haz de salida (w_1 y w_2 respectivamente) viene expresado por la siguiente relación [III-1]:

$$M = \frac{|w_2|}{|w_1|} = \frac{|\theta_1|}{|\theta_2|} = \frac{|f_2|}{|f_1|} \quad \text{III.3}$$

En la figura III.2 se muestra como un haz láser procedente de una fuente láser entra a un sistema telescópico de magnificación formado por dos espejos cóncavos teniendo a la salida un haz expandido y colimado con el que se ilumina el plasma objeto de estudio.

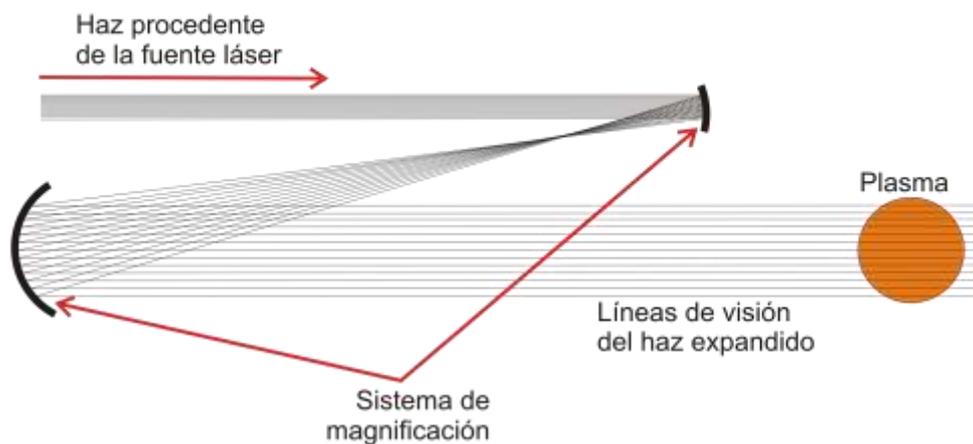


Figura III.2: Sistema telescópico de magnificación para la conformación del haz de medida.

Desde el punto de vista del diagnóstico, los dispositivos de fusión que permiten estudiar el plasma con interferómetros de haz expandido suelen tener ventanas de acceso superiores a 100 mm iluminando la mayor sección eficaz de plasma para extraer la mayor información posible. Una vez que el haz de medida es expandido y atraviesa el plasma, el frente de onda del haz de medida llevará información del plasma asociada al desfase inducido por el mismo. Al trabajar con haces gaussianos de este tamaño se presentan los siguientes inconvenientes: primero, devolver un haz tan grande a la mesa óptica y segundo, no existen arrays de estas dimensiones para medir todo el frente interferencial de semejantes haces (entre 100-300 mm de diámetro). Por tanto, hay dos posibles estrategias para solucionar estos inconvenientes: o sacar el haz de medida por la ventana superior del puerto en el caso de iluminación vertical o configurar un haz de medida estrecho para poder introducirlo en la cámara de vacío y sacarlo por la misma ventana de acceso facilitando así su propagación por la mesa óptica. Posteriormente, se necesita reducir el tamaño de los haces a tamaños más pequeños para poder extraer la información de los frentes de fase. Por ende, un sistema telescópico de demagnificación conformará el tamaño de los haces de medida, disminuyéndolo de tamaño (y a su vez, aumentando su divergencia) y proyectándolo sobre el sistema de detección. Esta estrategia se muestra en la figura III.2 donde se puede ver como las líneas de visión del haz expandido pasan por el plasma, éstas son recogidas por el sistema de demagnificación formado por dos espejos esféricos fuera de eje, y se proyectan sobre el array de N detectores. Por tanto, la separación entre líneas de visión en el plasma se define como la separación entre los elementos del detector dividido por la relación de magnificación del sistema telescópico de demagnificación.

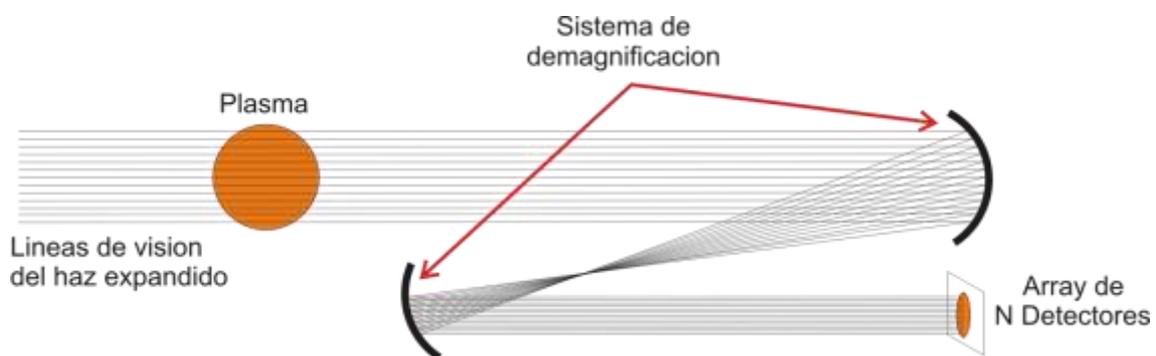


Figura III.2: Sistema de demagnificación del haz de medida sobre un array de N detectores.

Como se puede inferir de lo anteriormente comentado, el diseño óptico de todos estos sistemas ópticos que conforman un interferómetro de estas características especialmente el haz de medida, pasa por usar herramientas que permitan simular escenarios tan complejos como son los interferómetros en dispositivos de fusión de medio y gran tamaño donde los accesos al plasma y la salida de los haces de la cámara de vacío normalmente son muy complicados. En este sentido, existen diferentes herramientas software de diseño de sistemas ópticos que permiten obtener información de los haces gaussianos y su propagación (tamaño del spot, anchura del haz, ángulo de divergencia...) en cualquier punto del interferómetro [III-3]. Esto es fundamental ya que los interferómetros de haz expandido suelen tener brazos de gran longitud como es el caso de los diagnósticos interferométricos que se van a instalar en los futuros dispositivos de fusión de gran tamaño (ITER y Wendelstein 7-X) donde las distancias entre la sala de diagnósticos y el plasma son de más de 25 metros, complicando aún más el control de los haces.

Históricamente, los programas de diseño óptico que se han usado eran todos softwares comercial. Un ejemplo puede ser tanto el caso del interferómetro de haz expandido de CO₂/Nd:YAG del LHD como el de interferómetro de CO₂/He-Ne del Alcator C-Mod, ambos fueron diseñados a partir de programas comerciales de diseño óptico, Zemax [III-4] y BEAM3 [III-5] respectivamente. Sin embargo, en el caso del interferómetro tomográfico del Stellarator H-1, éste fue diseñado en la década de 1990 a partir de un software creado por los propios usuarios de dicho diagnóstico y, posteriormente, actualizado en el año 2001 (GRT3D) [III-6]. Estos tipos de softwares son capaces de proporcionar las características gaussianas de los haces (tamaño del spot, waist, divergencia, radio de curvatura, etc...), sus posiciones en cualquier punto del experimento, elegir un amplio rango de longitudes de onda (desde ondas milimétricas, microondas, infrarrojo lejano hasta visible) y representar en dos y tres dimensiones el esquema óptico que se desee diseñar mediante un trazado de rayos. Además, permiten diseñar los diferentes elementos ópticos (espejos, lentes, divisores de haces, etc...) y optimizar sus posiciones mediante métodos numéricos identificando y minimizando las posibles aberraciones (aberraciones esféricas, comas...) surgidas durante el proceso de diseño.

De entre todos estos softwares cabe destacar el Zemax [III-4], ya que es un programa ampliamente utilizado en diseños de diferentes diagnósticos en plasmas de fusión (por ejemplo: Scattering Thompson, polarimetría), capaz de proporcionar toda la información de los haces anteriormente comentada y se actualiza con bastante frecuencia. En la figura III.3 se muestra una imagen del entorno de trabajo del Zemax donde se observa la imagen en 3D de un interferómetro Mach-Zehnder y el diagrama de la salida de dicho sistema óptico [III-7].

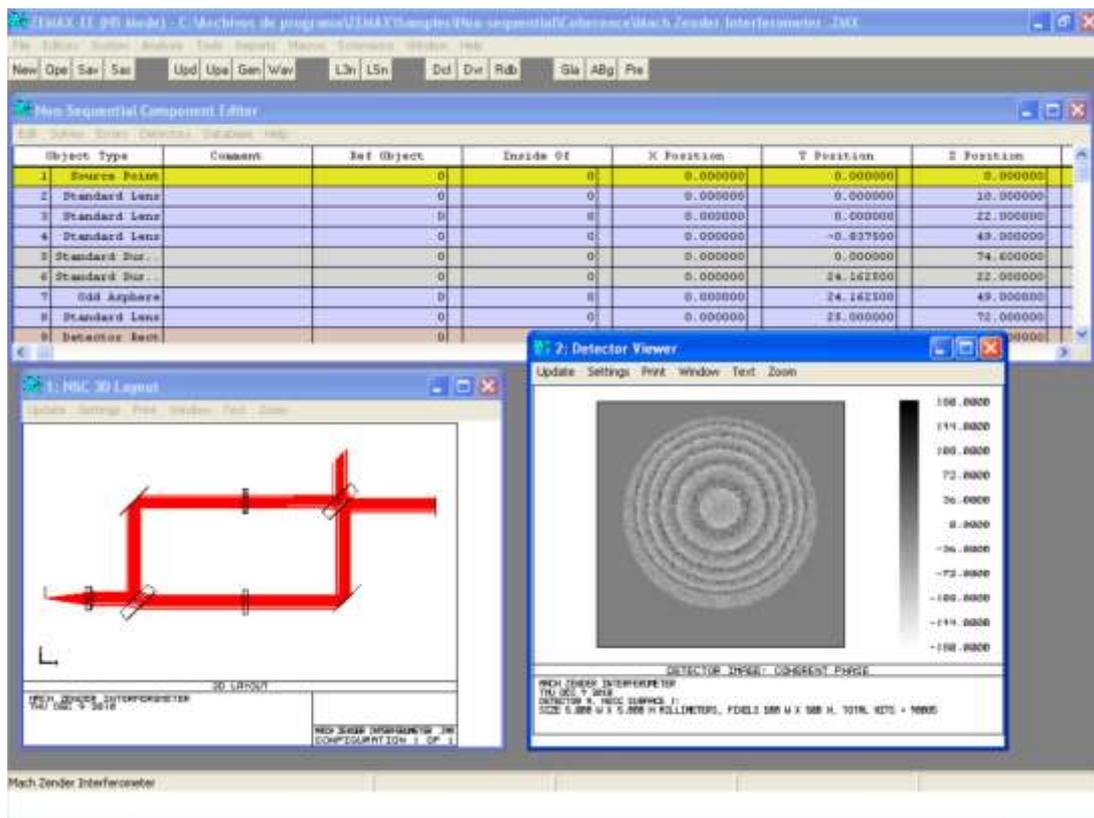


Figura III.3: Ejemplo del entorno de trabajo del programa de diseño óptico Zemax [III-7].

Centrándonos en este último software hay dos maneras de modelar la propagación de los haces en el sistema óptico para obtener el perfil del campo óptico en cada punto del sistema incluso los que viajan a través de sistemas ópticos fuera de eje. Estas dos posibilidades son el “Skew Gaussian Beam parameters” y el “Spot Diagrams”. El “Skew Gaussian Beam parameters” (SGBP) proporciona los parámetros gaussianos de los haces que viajan por el sistema óptico computados mediante rayos reales y tienen en cuenta el astigmatismo que sufren dichos haces, pero no da información acerca de las aberraciones de alto orden. La opción “Spot Diagram”

proporciona una imagen del haz mediante el trazado de rayos del sistema óptico y a su vez da un valor llamado “GEO spot radius” (GEO) que es el valor del radio del círculo centrado en un punto de referencia de nuestro sistema óptico, el cual encierra todos los rayos del spot. El punto de referencia que se emplea es el rayo principal (chief ray), el cual viaja por el centro del sistema óptico desde la pupila de entrada hasta la pupila de salida.

Por tanto, el uso de óptica gaussiana y de la óptica paraxial nos permiten caracterizar la propagación de forma complementaria ya que podemos obtener los valores de los parámetros del haz gaussiano en cualquier punto de un sistema óptico, comparar sus dimensiones mediante trazado de rayos y a su vez observar tanto su perfil como los posibles errores que cometamos durante el modelado de dicho sistema que se desee implementar.

En resumen, las prestaciones que ofrece este software para el diseño del interferómetro heterodino de dos longitudes de haz expandido hace que sea útil por su información de los haces, su visualización en dos y tres dimensiones del interferómetro, la representación de los spots, análisis de aberraciones y su capacidad para diseñar los espejos y diferentes elementos ópticos que compongan dicho esquema óptico. Por tanto, debido a todas estas prestaciones, hace que nos decantemos por este programa comercial de diseño óptico para que sea la herramienta de diseño para el interferómetro multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda en el stellarator TJ-II.

III.2.1. Ejemplo de diseño de un brazo de medida de un interferómetro: Interferómetro dispersivo de CO₂ instalado en el dispositivo de fusión TEXTOR.

Para validar la capacidad de diseño del programa de diseño óptico Zemax realizamos una simulación del brazo de medida de un interferómetro instalado actualmente en un dispositivo de fusión. Para ello, tomamos como ejemplo un interferómetro dispersivo monocanal ya que su diseño óptico es más sencillo que el diseño de un esquema interferométrico de haz expandido.

Como se ha comentado en el capítulo II, el interferómetro dispersivo es una solución alternativa al interferómetro heterodino de dos longitudes de onda ya que es insensible a las vibraciones, compacto y posee solamente el brazo de medida. Dicho interferómetro, todavía en fase experimental, está instalado en el tokamak TEXTOR en el Centro de Investigaciones de Jülich (FZJ) en Alemania. Actualmente, se pretende instalar un interferómetro dispersivo de CO₂ multicanal de 14 haces discretos y modular (12 en iluminación vertical y 2 en visión diagonal del plasma). El término modular se refiere a instalar 14 interferómetros con sus fuentes láser, elementos ópticos y detectores independientes unos de otros instalados cada uno de ellos en una caja con la capacidad de que si uno falla se retiraría fácilmente y se sustituiría por otro. Además, estos interferómetros están colocados en batería en un solo rack debajo del dispositivo de fusión. Por tanto, cada uno de estos interferómetros iluminaría en un punto concreto del plasma a través de unos pequeños orificios situados en la ventana inferior de acceso al plasma. A continuación se describe el funcionamiento de este esquema interferométrico que se divide en dos partes: módulo láser y módulo óptico.

En la figura III.4 se muestra un esquema del módulo láser. El módulo láser consiste en la emisión del haz desde su fuente láser de 25W de potencia y es dividido mediante un divisor de haz de ZnSe para monitorizar la estabilidad en potencia de dicho láser.

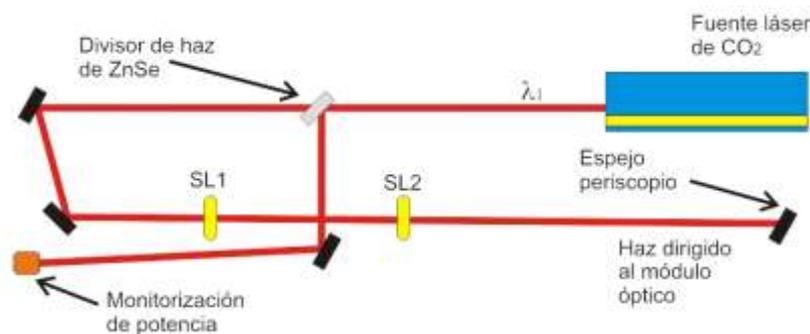


Figura III.4: Esquema del módulo láser donde se encuentra la fuente láser del interferómetro dispersivo cuyo haz es dividido en dos: una parte de la potencia del láser es dirigida a un fotodetector para monitorizar la potencia del mismo y la otra parte atraviesa un sistema telescópico formado por dos lentes de germanio cuyas focales son de 100mm. A la salida de dicho sistema el haz es dirigido mediante un espejo a 45° hacia el módulo óptico.

Posteriormente, atraviesa un sistema telescópico formado por dos lentes biconvexas (SL1 - SL2) de germanio de 1" de diámetro (25.4mm) cuyos radios de curvatura (ROC) son de 100mm. Dicho sistema telescópico permite adecuar las características gaussianas del haz de CO₂ para el siguiente módulo. Tras la salida del haz de la última lente el haz se dirige hacia un sistema periscopico formado por un espejo plano de cobre recubierto de oro posicionado a 45° para enviar el haz al módulo óptico. A continuación, en la figura III.5 se muestra un esquema del sistema óptico de dicho módulo.

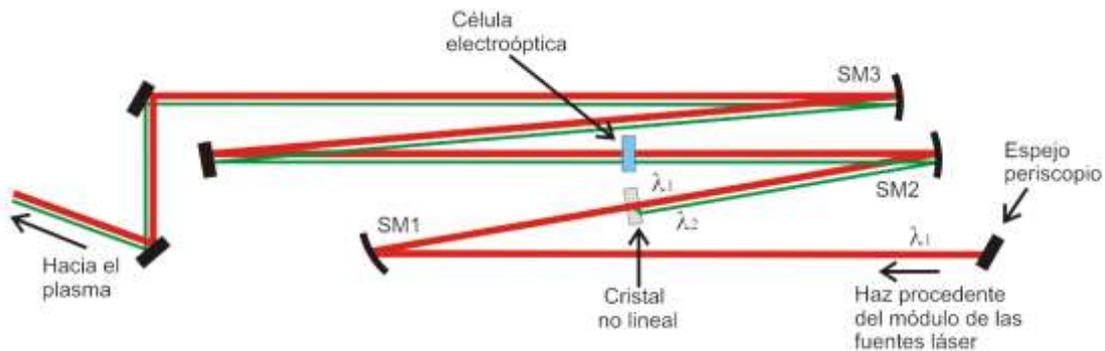


Figura III.5: Esquema del módulo óptico del interferómetro dispersivo donde se conforma los haces de medida ($\lambda_1=10.6\mu\text{m}$ (rojo); $\lambda_2=5.3\mu\text{m}$ (verde)) dirigidos hacia al plasma mediante el sistema óptico compuesto por 3 espejos esféricos (SM) cuyos radios de curvatura son: $\text{ROC}(\text{SM1})=500\text{mm}$; $\text{ROC}(\text{SM2})=1000\text{mm}$; $\text{ROC}(\text{SM3})=2450\text{mm}$.

Como se puede ver en la figura III.5, el haz se dirige hacia un sistema telescópico formado por tres espejos esféricos cóncavos (SM) para conformar el brazo de medida. Entre los espejos de SM1 y SM2, cuyos radios de curvatura (ROC) son 500mm y 1000mm respectivamente, se sitúa en el foco de ambos un cristal no lineal doblador de frecuencia (CDF) de AgGaSe₂ ($5\times 5\times 5\text{ mm}^3$) para generar a partir del haz de entrada un segundo haz doblado en frecuencia. Por tanto, el tamaño del haz de entrada en el cristal tiene que tener un diámetro inferior al tamaño de dicho elemento óptico (5mm) generando así el segundo armónico ($\lambda_2=5.3\mu\text{m}$). Tras la salida de ambos haces del espejo SM2, se sitúa la célula electroóptica, CEO ($10\times 5\times 50\text{ mm}^3$), que los modula a 250 kHz. Posteriormente, ambos haces son reflejados por el espejo SM3 (ROC=2450mm) de tal forma que con la ayuda de un último espejo plano posiciona el waist (mínima anchura del haz) en el retroreflector (13mm de diámetro) ubicado en el interior del dispositivo de fusión TEXTOR pasando previamente a través del acceso de entrada situado en el parte inferior del puerto. La distancia que recorre el haz desde el

último espejo del módulo óptico hasta el retroreflector es de 5430mm. Cuando el haz llega al retroreflector, éste dirige a ambos haces de nuevo hacia el orificio de entrada de la ventana de acceso inferior y retorna al módulo óptico. Tras volver al sistema modular interferométrico ambos haces pasan de nuevo por el espejo esférico SM3, por la célula electroóptica, por el espejo esférico SM2 y pasan a través del cristal no lineal de tal manera que se vuelve a doblar en frecuencia el haz de CO_2 para obtener otro de $5.3 \mu\text{m}$. De esta forma, el haz de CO_2 emergente sale con muy baja potencia y el nuevo haz de $5.3\mu\text{m}$ lleva en su frente de onda la misma variación de fase que sufrió el de $10.6 \mu\text{m}$ cuando atravesó el plasma. Entonces, tras pasar el cristal no lineal, los haces son dirigidos a un fotodetector mediante un espejo esférico ($\text{ROC}=500\text{mm}$).

En la siguiente figura III.6 se puede ver una imagen del sistema interferométrico modular [III-7A] donde se observa su instalación compacta tanto de la parte donde está alojada las fuentes láser (imagen superior) como la parte óptica (imagen inferior) donde se conforma el haz de medida mediante dos sistemas telescópicos. Este sistema posee un haz de He-Ne con el fin de ayudar en el proceso de alineamiento.

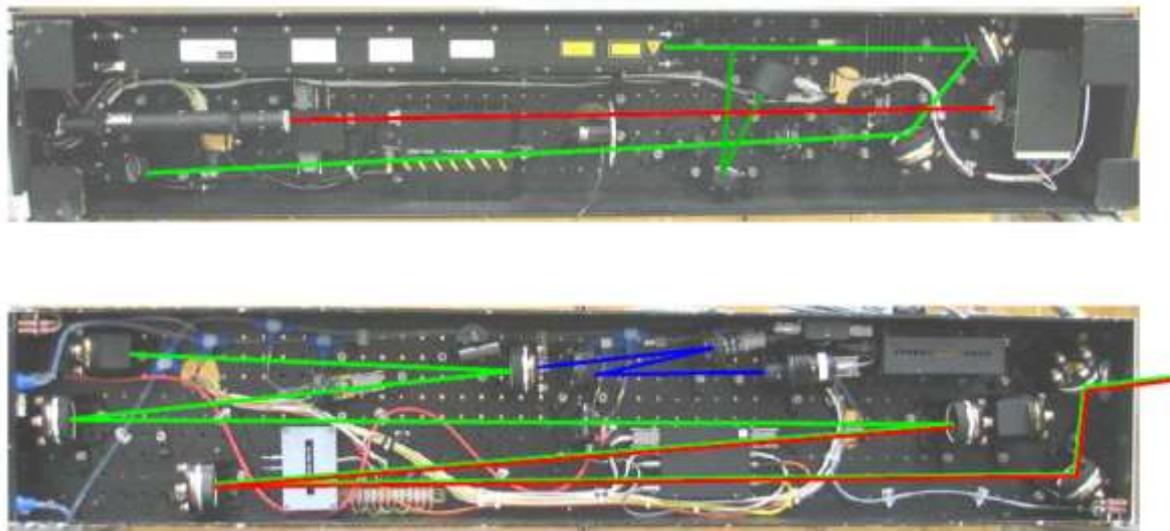


Figura III.4: Detalle de un módulo con su interferómetro dispersivo de CO_2 . En la parte superior, denominado “módulo láser” se puede observar la parte donde se alojan las fuentes láser más un sistema óptico compuesto por dos lentes de germanio; en la parte inferior se encuentra el “módulo óptico” donde se ubica la parte óptica de configuración del brazo de medida. La línea verde indica el recorrido del haz de CO_2 y la línea roja es el haz de He-Ne de ayuda al alineamiento. La línea azul indica la trayectoria de los dos haces de medida de $5.3\mu\text{m}$ llegando al sistema de detección heterodino tras atravesar el plasma [III-7A].

Tras esta breve descripción, pasamos a realizar la simulación de este interferómetro. Para iniciar dicha simulación del brazo de medida partimos de las características gaussianas de la fuente láser, del cristal doblador de frecuencia y del cristal electroóptico. Estas características se muestran en la tabla III.1:

ELEMENTOS DEL INTERFERÓMETRO	CARACTERÍSTICAS
Láser de CO ₂ (10.6μm)	Synrad – Modelo: 48-25W Pot. Óptica: 25W Anchura de haz: 3.5mm Divergencia: 4 mrad.
Cristal doblador de Frecuencia (10.6μm →5.3μm)	AgGaSe ₂ 5×5×5 mm ³
Cristal electroóptico (GaAs)	10×5×50 mm ³ frec. modulación: 250kHz

Tabla III.1: Principales características de los componentes del interferómetro dispersivo de CO₂.

A continuación se muestra en la figura III.7, la evolución de los haces gaussianos tanto del CO₂ (línea roja) como de los haces doblados a $\lambda=5.3\mu\text{m}$ (primer doblado en línea azul y segundo doblado en línea verde) desde que sale desde el láser hasta el detector atravesando el plasma se puede ver en la figura III.5 [III-7A]:

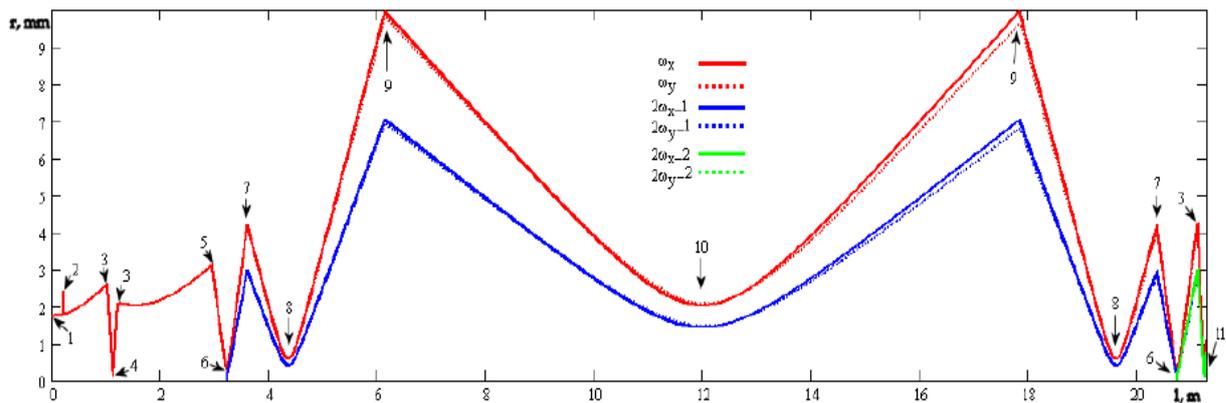


Figura III.7: Evolución de los haces gaussianos a lo largo del interferómetro: 1 –láser CO₂, 2 –monitor de potencia, 3 –lente, 4 –diafragma, 5 –mitad de un espejo plano, 6 –doblador de frecuencia, 7 –espejo, 8 –cristal electroóptico, 9 –espejo, 10 –retroreflector, 11 –fotodetector.

La primera simulación consiste en diseñar la propagación del haz de medida por el denominado “módulo láser”. Por tanto, en la tabla III.2 se muestran los valores del radio (x,y) y el semiángulo divergencia del haz desde su emisión hasta el espejo periscópico a lo largo de la dirección de propagación (z).

Elementos del módulo láser	x(mm)	y(mm)	θ_x (mrad)	θ_y (mrad)
Láser de CO ₂	1.7	1.7	2	2
Lente SL1	2.26	2.26	1.98	1.98
Lente SL2	2.09	2.09	1.67	1.67

Tabla III.2: Características gaussianas del haz de medida en el módulo láser.

Tras la simulación del primer módulo, obtenemos las siguientes características gaussianas desde la propagación del haz de CO₂ ($\lambda_1=10.6\mu\text{m}$) desde el periscopio hasta el retrorreflector (Tabla III.3):

Elementos del módulo óptico	x(mm)	y(mm)	θ_x (mrad)	θ_y (mrad)
Espejo SM1	3.27	3.27	1.67	1.67
CDF	0.327	0.327	11.83	11.85
Espejo SM2	4.27	4.26	6.22	6.17
CEO	0.568	0.565	6.22	6.17
Espejo SM3	10.15	10.05	6.22	6.17
Retrorreflector	2.35	2.37	1.48	1.46
Espejo SM3	10.58	10.50	1.48	1.46

Tabla III.3: Características gaussianas del haz de CO₂ desde el módulo óptico, pasando por el retrorreflector situado en la parte superior del puerto y finalmente volviendo al espejo SM3.

En la tabla III.3 no se ha tenido en cuenta el haz doblado en frecuencia ya que en la Figura III.7 muestra un valor inicial del waist igual a cero lo cual es inconruente. Si comparamos los resultados obtenidos mostrados en las tablas III.2 y III.3 obtenidos mediante la simulación con Zemax con los mostrados en la Figura III.7 proporcionados por el FZJ, obtenemos resultados similares. Por lo tanto, vemos que el Zemax nos ha permitido simular el brazo de medida de un interferómetro instalado en un dispositivo de fusión.

III.3. Determinación de la resolución espacial de un interferómetro multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda.

En el anterior apartado se ha descrito los aspectos más importantes asociados a la propagación de los haces láser a lo largo del brazo de medida y la necesidad del uso de diferentes sistemas ópticos para conformarlos. Para ello, como se ha comentado, se va a utilizar herramientas informáticas de diseño óptico que facilitan, simulan y proporcionan información de dichos haces durante toda la propagación. El siguiente aspecto a tratar es la extracción de información de los frentes de fase interferenciales para reconstruir el perfil espacial de densidad electrónica de la zona del plasma objeto de estudio.

Para obtener un perfil espacial de densidad electrónica de alta resolución es necesario diseñar un interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda con un alto número de líneas de visión y con una separación entre líneas adyacentes del orden de milímetros para poder estudiar los diferentes fenómenos de corta escala que ocurren en el plasma [III-18]. La resolución espacial y el número de líneas de visión del sistema interferométrico están determinadas por el tamaño del puerto, el tamaño y la separación entre elementos detectores del array y, finalmente, por un sistema óptico complementario (sistema telescópico de demagnificación) como el de la figura III.2. Cada elemento del array corresponde a una línea de visión del plasma de tal forma que cada uno de ellos muestrea una parte concreta del frente de fase interferencial.

Posteriormente y a partir de las diferentes medidas obtenidas en cada uno de los canales, hay que proceder a la reconstrucción del frente de onda para calcular las derivadas de la fase respecto a la posición entre muestras de fase. La cuestión a plantearse aquí es la mínima separación entre líneas de visión que el sistema óptico va a permitir en función de las características del sistema óptico (apertura) y las longitudes de onda usadas (difracción). En este sentido al trabajar con fuentes coherentes (frentes de onda coherentes espacialmente) hay que tener cuidado al aplicar los criterios habituales usados en la formación de imágenes (incoherentes). Esto se hace mediante la aplicación de algoritmos de interpolación para reconstruir el perfil de fase de ambas longitudes de onda a partir sus muestras y, finalmente, mediante métodos de inversión

de perfiles (inversión de Abel), se obtiene el perfil espacial de densidad electrónica del plasma, es decir, obtendremos una imagen de la forma del plasma. A estos sistemas ópticos se les denominan *imaging systems*. Los sistemas interferométricos de haz expandido al poseer muchas cuerdas muy próximas entre sí (alta resolución) permiten reconstruir la imagen del plasma mejor que los interferómetros de haces discretos y además se puede instalar tanto arrays lineales de fotodetectores para la obtención de imágenes unidimensionales como matrices de fotodetectores para obtener una imagen bidimensional del plasma proporcionando así mayor información sobre el comportamiento del plasma [III-8].

En resumen, para obtener una imagen del plasma con alta fiabilidad es necesario determinar el espaciado entre las líneas de visión que componen el haz expandido mediante las diferentes teorías de formación de imagen. A continuación, se describen dichas teorías para determinar la posición de cada una de estas líneas y así relacionar cada elemento del array con un punto concreto del plasma a través de un sistema óptico.

III.3.1. *Fundamentos de la formación de la imagen óptica. Criterio de Rayleigh.*

El proceso de formación de la imagen óptica de un objeto puede tratarse de diferentes maneras [III-9] y teniendo en cuenta la complejidad de cada una de ellas.

Según la óptica geométrica, si de un punto O emanan diferentes rayos y, atravesando un sistema óptico, alcanzan todos un punto O', se dice que esta colección de rayos son la imagen del objeto O (ver figura III.8). De forma más explícita se puede decir que la imagen de un punto O del plano objeto (en nuestro caso, distancia que hay entre el plasma y el sistema telescópico de demagnificación), se obtiene por la colección de todos los rayos, más o menos exacta, en el punto O' del plano imagen (distancia entre la salida del sistema de demagnificación al array detector), que partiendo de O, atraviesan el sistema.



Figura III.8: Objeto-imagen en un sistema óptico.

Si la correspondencia es estigmática, es decir, a un punto objeto le corresponde un único punto imagen, se obtiene así una representación puntual perfecta. Cuando esto no ocurre, decimos que existen aberraciones y definimos una calidad de imagen por la densidad de rayos en un entorno del punto imagen teórico (criterio de Strehl) [III-10]. En esencia, la calidad geométrica de la imagen puntual la deducimos de la aproximación de la superficie de la onda emergente, siendo el criterio aplicable en la práctica sólo a la imagen de un punto aislado.

Al tratar esta misma cuestión desde el punto de vista de la óptica ondulatoria, se demuestra que la imagen de un punto, aun suponiendo un instrumento geoméricamente perfecto, no es puntual, sino que a cada punto objeto corresponde como imagen un perfil de difracción, lo que hace que dos puntos próximos en el plano objeto puedan no ser resueltos como tales en el plano imagen (criterio de Rayleigh). Este fenómeno es lo que definimos como resolución espacial del sistema. Por ejemplo, si en el caso de que el instrumento óptico tenga geometría circular, la figura correspondiente a la imagen de un punto en el plano objeto correspondería a la distribución de Airy formada por un máximo central de radio ρ donde se concentra aproximadamente el 85% de la intensidad luminosa rodeado por una serie de anillos oscuros y brillantes [III-9]. La expresión de esta distribución es:

$$\rho = 1.22 \frac{\lambda d}{D} \quad (m) \quad \text{III.4}$$

donde d es la distancia desde la entrada al sistema a los dos puntos objeto y D es el diámetro (apertura) del instrumento óptico. El criterio de Rayleigh indica que para que dos puntos estén resueltos ópticamente la separación mínima necesaria es aquella para la cual el máximo central de la imagen de uno de los puntos objeto cae en el primer mínimo del otro punto objeto (es decir, la mínima distancia que debe haber entre ellos

para poderlos distinguir). Es decir, si se toman dos puntos del plasma próximos entre sí y se proyectan sobre dos elementos adyacentes del array detector, es necesario identificar qué parte del plasma van a medir cada uno de ellos sin solaparse espacialmente. En la figura III.9 se muestra la distribución de Airy de un punto en el plano imagen (izquierda), la imagen resuelta de dos puntos según el límite del criterio de Rayleigh (centro) y finalmente la imagen de dos puntos no resueltos que se hayan situados por debajo de dicho límite (derecha).



Figura III.9: Resolución de la imagen de dos puntos según el criterio de Rayleigh.

Cuando se tratan de objetos extensos, el problema de la formación de la imagen puede plantearse de diferentes maneras y siempre desde el punto de vista de la difracción. Una de ellas es considerar que la imagen del objeto extenso está formada por las imágenes de todos sus puntos, es decir, cada uno de estos puntos son discos de Airy y para poder resolver correctamente la imagen del objeto extenso estos puntos deben cumplir el criterio de Rayleigh. La otra forma de tratar la imagen de los objetos extensos consiste en representar la función de distribución de amplitud (iluminación coherente) o intensidad (iluminación incoherente) del objeto por medio de una integral doble de Fourier, estudiando cómo las componentes sinusoidales de la misma pasan a la imagen [III-9, III-11] para determinar la separación entre los diferentes puntos del plano imagen (período espacial) y así obtener una correcta representación de la imagen del objeto.

A continuación, se comentará la determinación de la resolución espacial del sistema óptico para obtener el espaciado adecuado entre los elementos detectores del array dependiendo de si consideramos el plasma como un objeto extenso que emite coherente o incoherentemente. Mediante el estudio de un sistema óptico limitado por la difracción aplicando óptica de Fourier podemos saber que la distribución de amplitud

(iluminación coherente) o de intensidad (iluminación incoherente) de una luz que incide en una pantalla viene proporcionada por la transformada de Fourier de la distribución de la luz fuente donde la frecuencia espacial se define como la tasa de repetición de un patrón particular. Es decir, mediante el estudio de nuestro sistema de demagnificación aplicando la óptica de Fourier podemos determinar la posición espacial de nuestros detectores para muestrear el frente de fase interferencial y relacionarlo con puntos concretos del plasma para determinar qué punto del plasma le corresponde a cada elemento detector.

III.3.2. Determinación de la resolución espacial del perfil de densidad electrónica a partir de la imagen de fase interferométrica a partir de la óptica de Fourier.

Para calcular la resolución espacial asociada al sistema óptico que va a formar la imagen del frente de fase interferencial sobre los elementos detectores del array, primero hay que identificar ópticamente cada una de las partes de dicho sistema. Supongamos un sistema óptico complejo, compuesto de varios elementos ópticos (lentes, espejos) y aperturas que forman la imagen de un objeto. Si se reúne en una caja negra todos los elementos del sistema que contribuyen a la formación de la imagen, podemos expresar las propiedades del sistema por dos de sus elementos terminales. Estos elementos terminales son la pupila de entrada y la pupila de salida a través de las cuales la luz debe pasar para alcanzar o dejar el sistema (Figura III.10). Las pupilas se determinan mediante óptica geométrica y son las imágenes geométricas de la apertura del sistema a través de los elementos ópticos que la preceden o la siguen como veremos en el siguiente apartado [III-11].

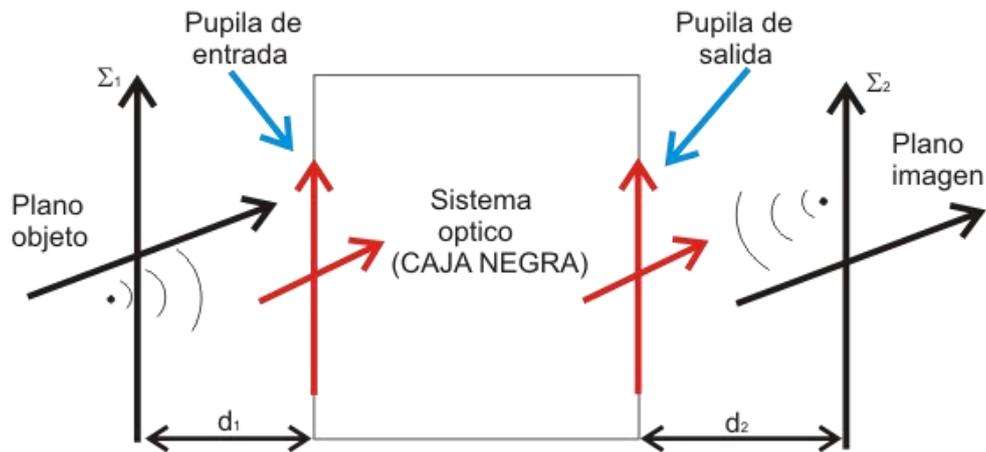


Figura III.10: Esquema general de un sistema óptico con los planos objeto/imagen y las pupilas de dicho sistemas [III-11].

Cuando los haces de rayos atraviesan un sistema óptico debido al tamaño finito de éste, sufren limitaciones inevitables (diámetros de las lentes o espejos) y/o al diseño (orificios circulares o diafragmas para corregir aberraciones o eliminar luces parásitas) que afectan a la distribución de intensidad de imagen y al campo de visión, por lo que es fundamental caracterizarlos. En general, no se puede afirmar que un sistema óptico constituido por una serie de lentes y aperturas tiene una pupila de entrada, pues ésta depende de la posición del objeto. Estas posiciones y tamaños de aperturas se realizan siempre por los métodos de la óptica paraxial. La determinación del tamaño de la pupila es usada en el cálculo de los límites de difracción y la pupila de salida se determina de la misma manera pero observando el sistema desde el plano imagen [III-12].

Ahora, lo que interesa es determinar qué punto de un objeto extenso corresponde a un punto de la imagen del plano imagen, es decir, queremos determinar qué punto del plasma ve cada uno de los elementos del array detector. Esta relación se define como línea de visión. Para ello, las muestras deben estar lo suficientemente separadas para tener una representación lo más precisa posible.

Supóngase que el objeto de estudio (en este caso el plasma) y es iluminado con una fuente de luz extensa de forma coherente o incoherente con haces paralelos (es decir, frente de onda plano). Entonces, aplicando la transformada de Fourier de un sistema óptico cuyas pupilas de salida son circulares, se obtienen las frecuencias

espaciales de corte en el plano imagen que indican la frecuencia a partir de la cual no podemos muestrear la imagen perdiendo resolución espacial [III-10]:

$$\begin{aligned} f_0^{coh} &= \sin \theta / \lambda \\ f_0^{inc} &= 2 \sin \theta / \lambda \end{aligned} \quad \text{III.5}$$

donde f_0^{coh} y f_0^{inc} son las frecuencias de corte debidas a la iluminación coherente e incoherente respectivamente y θ es el semiángulo subtendido por el rayo extremal desde la pupila de salida del sistema óptico total visto desde el punto imagen tal y como se muestra en la figura III.11

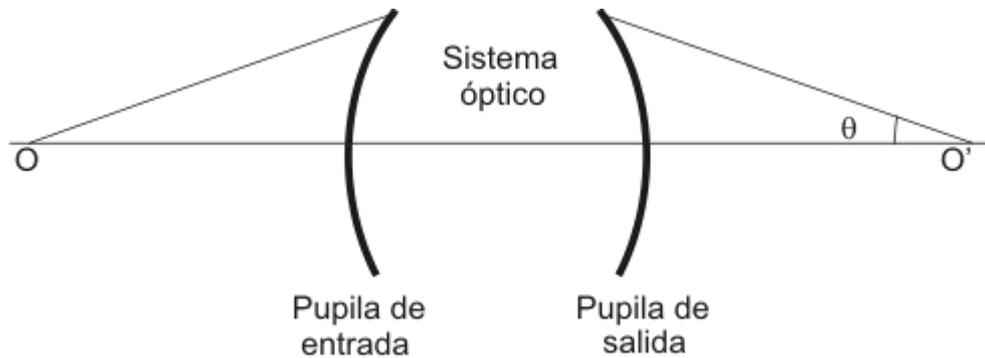


Figura III.11: Esquema del sistema óptico mostrando el camino del rayo extremo en la pupila de entrada y en la pupila de salida [III-13].

El intervalo de muestreo espacial apropiado, T , de una imagen limitada por difracción [III-10] y, para determinar la separación entre elementos adyacentes del array detector [III-13] vendrá dada por:

$$\begin{aligned} T_{coh} &= \frac{1}{2f_0^{coh}} = \frac{\lambda}{2\sin \theta} \\ T_{inc} &= \frac{1}{4f_0^{inc}} = \frac{\lambda}{4\sin \theta} \end{aligned} \quad \text{III.6}$$

Estos periodos nos indican cuál sería el espaciado entre detectores en función de la distribución en intensidad (iluminación coherente o incoherente) a partir de la cual se

puede resolver la imagen del plasma mediante el muestreo realizado por los elementos del array colocados en la posición correcta.

Una vez obtenido el espaciado mínimo entre detectores, se describirán los algoritmos de interpolación por los cuales se reconstruirán los frentes de fase espaciales con alta resolución espacial y, finalmente, la reconstrucción del perfil espacial de densidad electrónica.

III.3.3. *Reconstrucción espacial de perfiles de frentes de fase interferométricos heterodinicos.*

A continuación, lo que nos interesa es evaluar la resolución espacial de este sistema óptico que es otra de las premisas que le pedíamos a este experimento. Entonces, a partir de las muestras obtenidas por cada uno de los elementos detectores del array cuya separación entre elementos adyacentes es de 1 mm (frecuencia espacial de muestreo) se aplicarán diferentes algoritmos de interpolación para evaluar y recuperar el perfil espacial de fase del frente interferencial de fase heterodino. La elección del algoritmo no es obvia ya que hay algunos métodos que cuando el número de muestras es elevado la interpolación entre puntos adyacentes es más crítica, por tanto el cálculo de la derivada de la fase respecto a la posición ($\partial\Delta\phi/\partial y$) puede ser mal calculada y, finalmente, no reconstruir el perfil de fase adecuadamente.

Una vez obtenidas estas muestras de fase del sistema multicanal de detección de fase, se aplica un algoritmo de interpolación para la reconstrucción del perfil espacial del frente de fase de cada de las longitudes de onda. Esto permitirá sustraer con alta precisión las variaciones de fase indeseadas de las vibraciones mecánicas mediante la ecuación II.26 y, por tanto, obtener una reconstrucción del perfil de densidad electrónica más fidedigna. A continuación se comenta los métodos de interpolación más empleados.

El ajuste polinómico es el método más directo para reconstruir una función a partir de una secuencia de puntos. Una interpolación polinómica cúbica permite obtener una curva con un punto de inflexión y además se comporta muy bien numéricamente ya que las curvas de ajuste son suavizadas y no presenta saltos bruscos entre punto y punto. Supongamos que en nuestro caso particular necesitamos interpolar una gran cantidad de

puntos debido al gran número de líneas de visión que posee nuestro interferómetro (alta resolución espacial). Por tanto, si utilizamos métodos de ajuste polinómicos, se aplicará de forma directa polinomios de más alto orden (es decir, usar polinomios de n -ésimo grado para interpolar $n+1$ datos). Este hecho hace que los ajustes polinómicos se vuelvan más sensibles a la posición de los puntos y por tanto generando interpolaciones (curvas) muy abruptas entre puntos adyacentes [III-20] y por tanto reconstruiríamos erróneamente el perfil de fase.

Para resolver este problema, un procedimiento alternativo consiste en colocar polinomios de grado inferior en subconjuntos de datos. Tales polinomios de colocación se denominan funciones segmentarias (en inglés, splines) [III-21]. Una aproximación típica consiste en construir una curva compleja con varios puntos de inflexión de segmentos de curvas con ajustes cúbicos. La interpolación spline cúbica (CSI) se ajusta a un polinomio cúbico diferente entre cada par de puntos de datos usando una parametrización de la curva para unir diferentes segmentos. Un polinomio de grado superior tiende a formar una curva de oscilaciones bruscas en la vecindad de un cambio súbito. En contraste, la interpolación segmentaria también une los puntos, pero como está limitada a cambios de tercer grado, las oscilaciones son mínimas. De esta manera, la función segmentaria usualmente proporciona una mejor aproximación al comportamiento de aquellas funciones que presentan cambios locales y abruptos.

Aún así, el método CSI es muy sensible a la variación local en un tramo concreto de la curva de ajuste, es decir, si queremos variar la curvatura de la curva de ajuste en una determinada zona, este hecho afectará a otras partes de dicha curva perjudicando así el ajuste anterior. El método denominado Shape-preserving piecewise cubic (SPPC) es un método CSI que permite un control local propio sobre la forma de la curva sin perjudicar a la curva de ajuste en otros tramos. Por tanto, este método preserva la monotonidad y la forma de los datos. El ajuste mediante splines es utilizado de forma rutinaria para la reconstrucción del perfil espacial de integral de densidad de línea en el interferómetro multicanal de nueve cuerdas instalado en el HSX [III-22] y también en el dispositivo de fusión TEXT-Upgrade [III-23].

Sin embargo, en sistemas muy densos (es decir, con muchos puntos) los algoritmos de interpolación basados en funciones segmentarias cúbicas pueden fallar

debido al cálculo de las primeras y segundas derivadas de las funciones polinómicas empleadas a la hora de reconstruir el perfil de fase. Así que otra forma de determinar el intervalo de muestreo y reconstruir señales es mediante la teoría de muestreo espacial. La teoría de muestreo elemental asegura que podemos reconstruir exactamente una señal de banda limitada (i. e., funciones con transformada de Fourier no nula sobre una región finita del espacio de frecuencias) si satisfacemos el criterio de Nyquist mediante el muestreo de la señal a dos veces la frecuencia de corte. En este método denominado teorema del muestreo de Whittaker-Shannon, la función de interpolación para el caso unidimensional (Ecuación III.7) es representada mediante la suma de funciones sinc [III-11]:

$$\Delta\varphi(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Delta\varphi\left(\frac{n}{2B_x}\right) \operatorname{sinc}\left(2B_x\left(x - \frac{n}{2B_x}\right)\right) \quad \text{III.7}$$

donde $\Delta\varphi(x)$ es el frente de fase recuperado, $\Delta\varphi(n/2B_x)$ son los puntos de la fase en la muestra n -ésima medida por los n elementos del array, x es la posición espacial de las muestras, y B_x es el ancho espectral. Este algoritmo de interpolación ideal ha sido usado previamente en otros esquemas interferométricos multicanal para estudiar la reconstrucción de frentes de fase espaciales [III-14].

Como se ha comentado a lo largo de este apartado, estos tres métodos de interpolación son utilizados a menudo en diferentes diagnósticos interferométricos para la reconstrucción del perfil espacial de densidad. Por tanto, en función de nuestras especificaciones, buscaremos el método que mejor ajusta de forma óptima.

III.4. Validación de la metodología de diseño: Calibración del frente de onda interferométrico heterodino mediante un interferómetro homodino/heterodino de haz expandido.

En los apartados anteriores se ha descrito el diseño del brazo de medida de un interferómetro de haz expandido, las diferentes teorías para determinar y evaluar la resolución espacial y la recuperación del frente de fase interferencial mediante métodos de interpolación. Hasta este momento se ha tratado todo de forma ideal pero existen varios aspectos fundamentales que hay que tener en cuenta: la evolución del frente de onda interferencial que lleva asociado en la fase la información del plasma y el crosstalk electrónico y óptico. Estos dos factores pueden perjudicar fuertemente la resolución de nuestro sistema interferométrico y la precisión en la medida de la fase.

Una de las principales fuentes de error que pueden aparecer en un interferómetro heterodino de haz expandido es una pobre calidad del frente de ondas, especialmente para la longitud de onda más pequeña, debida en parte a las imperfecciones de la óptica empleada en el interferómetro [III-19] y a la fuerte perturbación que introduce el propio plasma en el frente de onda del brazo de medida [III-18, III-19]. Por tanto, se debe realizar un estudio sistemático de la influencia de la calidad del frente de ondas interferométrico heterodino ya que es crucial para lograr una alta resolución espacial.

El objetivo final de esta tesis doctoral es diseñar un interferómetro de dos longitudes de onda multicanal de haz expandido con alta resolución (de entre 1-5 milímetros) y, para alcanzarlo hay que desarrollar un cuidadoso diseño y una calibración de los frentes de ondas interferométricos de ambas longitudes de onda. Por esta razón, en este apartado se presenta un interferómetro heterodino homodino/heterodino de haz expandido de He:Ne con dos objetivos: validar la metodología para la evaluación completa de la calidad de ambos frentes de onda interferométricos en sistemas de dos longitudes de onda de alta resolución espacial y evaluar la resolución espacial en dicho sistemas. Este esquema óptico permite calibrar la evolución espacial y temporal del frente de ondas heterodino en comparación con un interferómetro clásico homodino ya que comparten el mismo brazo de medida y, además nos ayudará a evaluar los componentes electrónicos y ópticos que van a ser

incorporados en el diagnóstico final del stellarator TJ-II. Desde el punto de vista instrumental además nos va a permitir evaluar el crosstalk óptico y electrónico entre canales adyacentes de los sistemas de detección ya que pueden llegar a proporcionar una mayor fuente de error en estos diagnósticos [III-19].

Tradicionalmente, para comprobar experimentalmente y comparar con los valores teóricos la resolución espacial del sistema óptico que demagnifica el haz, se suele colocar objetos de un tamaño determinado (normalmente hojas de cuarzo [III-14], teflón [III-15] u otro material plástico [III-16]) en el plano objeto en la misma posición del centro del plasma y observar su distribución de fase en cada uno de los elementos del array. Este experimento permite verificar la mínima resolución espacial del sistema óptico, la demagnificación del sistema, estudiar las aberraciones ópticas del diseño óptico y finalmente diseñar un array con sus elementos detectores tanto su posición uno respecto a otro como sus dimensiones. Sin embargo, este método, aparte de ser a posteriori del diseño y de la instalación del interferómetro, no proporciona toda la información.

Por tanto, la motivación para este esquema óptico es la dificultad inherente para evaluar la calidad de los frentes de onda interferométricos heterodinos y la resolución de la reconstrucción del perfil del frente de fase y por tanto validar la metodología de diseño. En estos diagnósticos el desfase es medido independientemente por cada punto (i. e. por cada uno de los elementos del array fotodetector) y, a partir de estas muestras, se reconstruye el perfil espacial de fase punto a punto mediante métodos de interpolación. En comparación con este esquema, los interferómetros homodinos estándar permiten una medida continua y directa del frente de ondas interferométrico a través de la evolución del patrón de fase de intensidad de luz y la evolución de la calidad de las interferencias en términos de visibilidad. Además, nos va a permitir evaluar la influencia de los elementos ópticos como los moduladores acustoópticos y espejos sobre la calidad de los frentes de onda que no es trivial modelar teóricamente.

Una vez descrito el esquema experimental, pasamos a comentar en primer lugar el detector multicanal de fase de alta precisión, desarrollado en los laboratorios del GOTL, que se va a emplear para la medida de desfase proporcionada por cada uno de los elementos del array. En segundo lugar, calibraremos la evolución espacial y

temporal de los frentes de onda interferométricos heterodinos usando como sistema de referencia los patrones interferenciales del interferómetro homodino. Finalmente y en tercer lugar, para evaluar la influencia de la reconstrucción del perfil espacial del frente de fase con diferentes métodos de interpolación, usaremos el mismo esquema óptico homodino/heterodino de haz expandido que para la calibración de frentes de onda interferométricos heterodinos en función de los interferogramas homodinos. Estos métodos de reconstrucción serán aplicados a las muestras de fase heterodinas adquiridas para recuperar dichos frentes que se compararán con los frentes de onda homodinos. Esta última parte será descrita en el apartado III.5.

III.4.1. Descripción del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne.

En este marco, este interferómetro homodino/heterodino de haz expandido nos permitirá evaluar la calidad y la resolución espacial en la medida y la reconstrucción del frente de fase heterodino usando el homodino como referencia.

En la figura III.11 se muestra el esquema del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He:Ne. Se restringe el estudio a la longitud de onda de He-Ne ya que la calidad del frente de onda de la longitud de onda más pequeña para el diagnóstico de densidad de plasma CO₂/He-Ne es la principal fuente de compensación de vibraciones para la medida interferométrica de alta resolución espacial. Este esquema óptico consiste en un interferómetro Michelson (homodino) y un interferómetro Mach-Zehnder (heterodino) que comparten el mismo brazo de medida para el proceso de comparación de frentes de onda interferométricos. La longitud del brazo común es controlado por un transductor piezoeléctrico (PZT) para el estudio de la evolución de los frentes de onda bajo un estímulo conocido. La fuente láser es un láser He-Ne (0.633 μm) con una potencia emitida de 30 mW. El haz que sale del láser pasa a través del modulador acustoóptico (Isomet 1205-603F) que lo separa en dos haces con una separación en frecuencia de 80 MHz. Ambos brazos son propagados hacia la entrada de dos sistemas telescópicos de magnificación ×2 compuestos por un par de lentes biconvexas cada uno (L1-L3, L2-L4) cuyos haces de salida salen colimados y expandidos reduciendo así la divergencia respecto al haz de entrada. El diámetro de los

haces expandidos tanto en el interferómetro Michelson (Brazo de Referencia: BS2, M10, BS2; Brazo de Medida: BS2, M11, BS2) como en el interferómetro Mach-Zehnder (Brazo de Referencia: M8, M9, BS1; Brazo de Medida: M6, BS2, M11, BS1) son de 10 mm. El espejo M11 se encuentra pegado al cristal PZT el cual será el responsable de producir una variación en el camino óptico del brazo común a ambos interferómetros al serle aplicado una tensión. En la figura III.12 se muestra una imagen de este esquema interferométrico.

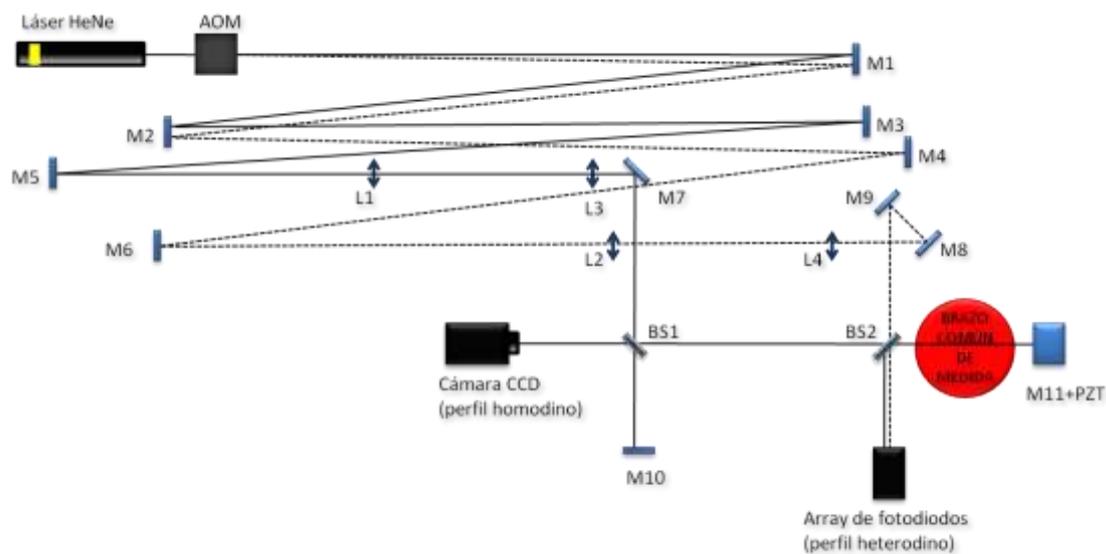


Figura III.11: Esquema del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido.



Figura III.12: Imagen del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne.

La señal heterodina es detectada usando un array lineal PIN (modelo S4114-35Q de Hamamatsu) de 35 elementos detectores cuya separación entre elementos adyacentes

es de 1 mm y con un gran ancho de banda (desde DC a 160 MHz) y bajos niveles de crosstalk. Estas características y su menor coste respecto a otros dispositivos comerciales (fotodiodos de avalancha o tubos fotomultiplicadores) hacen que optemos por la tecnología PIN. La única desventaja que ofrece dicho dispositivo es la baja responsividad de los elementos del array proporcionando bajos niveles de señal. Este inconveniente puede ser suplido por una etapa de procesamiento de señal capaz de amplificar y filtrar las señales de medida a la salida del detector.

En la figura III.13 se muestra una imagen del array PIN S4114-35Q soldado en una placa especialmente diseñada para minimizar el crosstalk electrónico entre canales, con pistas adaptadas a 50Ω y que además incluye un circuito resonante paralelo con frecuencia central en 80 MHz para cada canal. En esta figura se puede observar como las salidas de los elementos consecutivos son de forma alterna, a izquierda los elementos impares y a derecha los elementos pares. El objetivo de esta disposición de los pines no es otro que minimizar el crosstalk electrónico. Para conseguir un diseño más compacto, se utilizan conectores MMCX. En el anexo II se muestra la calibración de los niveles de crosstalk óptico y eléctrico de este array.

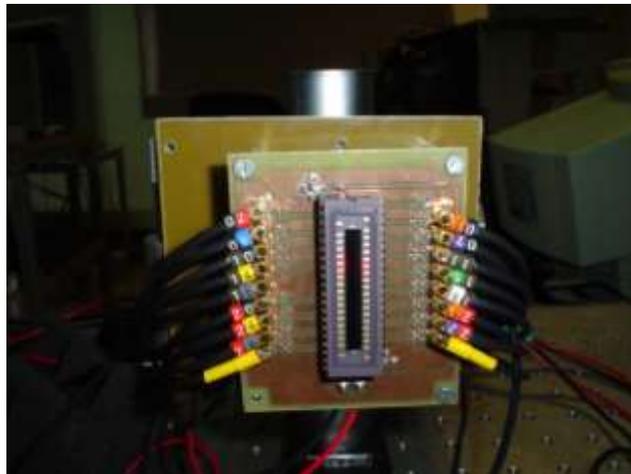


Figura III.13: Array de fotodiodos PIN para la longitud de onda del He-Ne.

La detección de la señal homodina se realiza mediante una cámara CCD (Cohu 4910 Series) cuyo sistema de detección tiene un sensor de tamaño $6.4 \times 4.8 \text{ mm}^2$ y una resolución de 768×494 pixels. Se escogió este sistema de detección ya que para la medida del frente espacial homodino, que a pesar de no contar con un ancho de banda alto (aunque suficiente para la medición de un frente de onda homodino estático), ofrece

una resolución de medida muy superior al de un sistema de alta frecuencia como los que se utilizan para sistemas heterodinos. Esta cámara se conecta a un ordenador donde se monitoriza el patrón homodino mediante una interfaz gráfica en tiempo real. En la figura III.14 se muestra un detalle del software donde la imagen del frente de onda homodino es capturada en tiempo real y analizada espectralmente para un procesamiento posterior capaz de extraer el frente de fase homodino en función de la posición lateral de la cámara CCD.

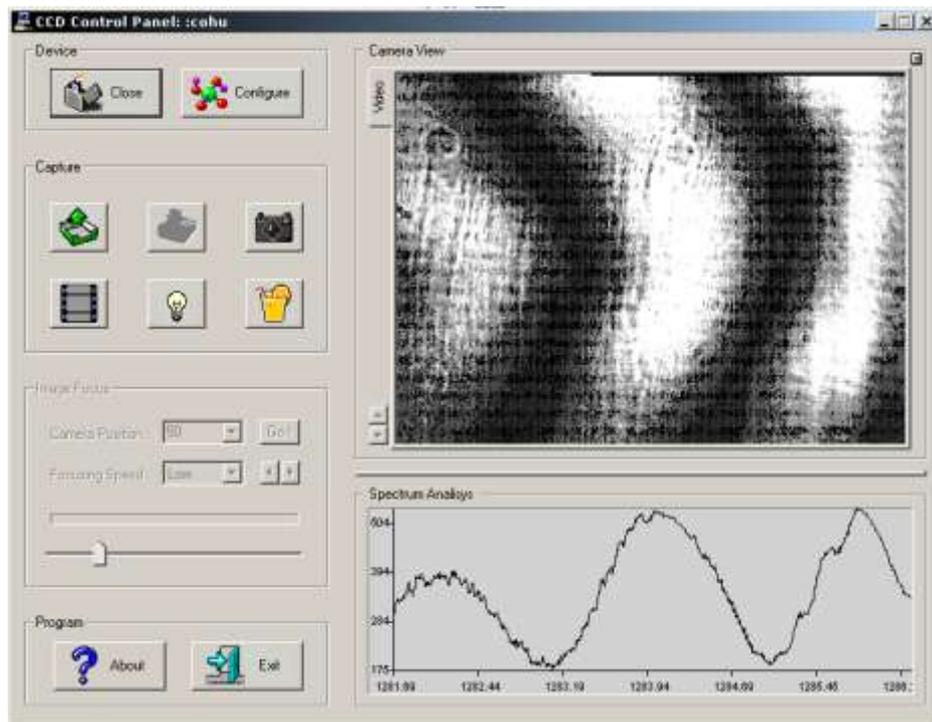


Figura III.14: Visualización en tiempo real del frente de onda homodino bidimensional y su análisis espectral.

III.4.2. *Recuperación del frente de onda heterodino. Medida de fase de alta resolución mediante un detector de fase integrado.*

Una de las principales limitaciones para obtener un sistema interferómetro de dos longitudes de onda de alta resolución espacial es el sistema de detección de fase ya que para poder estudiar los pequeños desfases debidos a la densidad del plasma (por ejemplo, fluctuaciones del plasma) y la necesidad de un alto nivel de sustracción de las vibraciones mecánicas se requiere una medida de fase de alta resolución. Además, al trabajar con interferómetros de haz expandido el efecto de las vibraciones mecánicas es más perjudicial ya que los frentes de onda de los dos haces han de copropagarse perfectamente a lo largo de todo el sistema interferométrico para obtener una cancelación uniforme y óptima en cada uno de los puntos de medida.

Actualmente, sistemas interferométricos de haz expandido de dos longitudes de onda como el de LHD (CO₂/Nd:YAG) tienen una resolución en la medida de fase de 1/100 de franja incluso con una estructura mecánica en C para minimizar el efecto de las vibraciones mecánicas [III-19]. Si lo comparamos con el TJ-II, en el interferómetro monocanal de CO₂/He:Ne posee una resolución de 1/300 de franja [III-19A], por tanto se observa que no es directo extender la resolución de un sistema monocanal a uno de haz expandido. A pesar de ello, uno de los objetivos para el sistema de haz expandido para el TJ-II como se comentó en el capítulo I, es aumentar esta resolución en la medida de fase hasta el límite de 1/1000 de franja.

Para solventar estos problemas y obtener el rendimiento y resolución necesarias para el sistema multicanal se ha concebido, diseñado y testado un nuevo sistema de detección de fase integrado implementado en una FPGA de Altera de la familia STRATIX II con conversores A/D de Analog Devices, que hace la medida directamente a la frecuencia de modulación (80 MHz). Por otro lado, la tecnología FPGA permite la integración de muchos canales (hasta veinte) en un único chip. En la figura III.15 se muestra una imagen del detector de fase compuesto por la FPGA y dos conversores analógico-digital adicionales que nos permiten integrar tres canales de medida más uno para la señal de referencia. El diagrama de bloques del proceso de medida de fase, el

proceso de media, su implementación y su calibración para la evaluación del error asociado a la medida de fase se describen en el Anexo III.

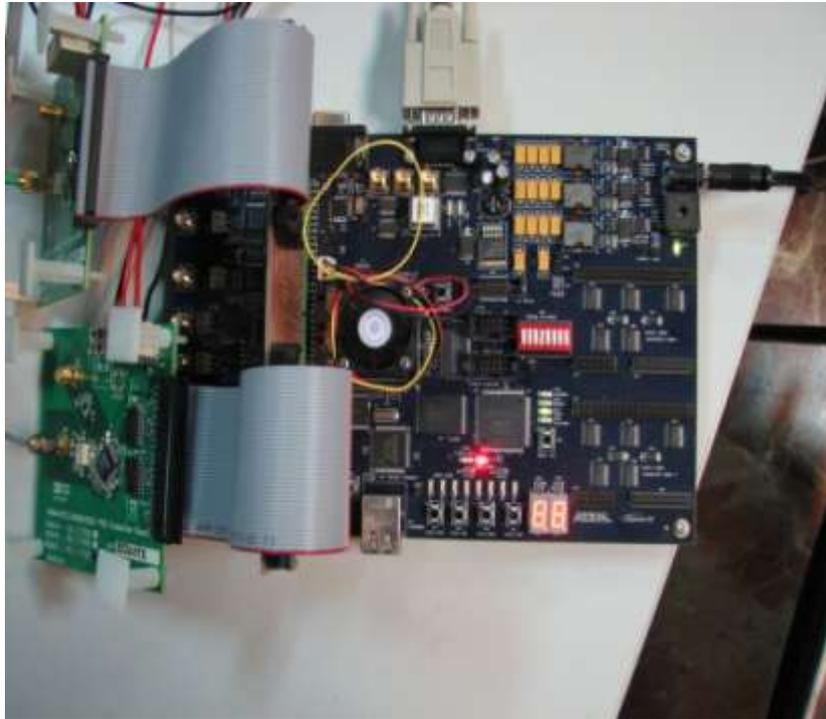


Figura III.15: *Detector de fase multicanal implementado en una FPGA.*

Este sistema multicanal de fase posee cuatro puertos de entrada por lo que para la medida de fase del interferómetro de haz expandido de He:Ne tendremos un puerto para la señal de referencia de 80 MHz y tres canales de medida procedentes del array lineal de 35 elementos de detectores por lo que sólo se puede con este prototipo realizar medidas simultáneas de tres puntos del frente de onda interferencial heterodino.

III.4.3. Recuperación del frente de onda heterodino. Estudio de la evolución espacial de un frente de onda interferencial heterodino.

En la Figura III.16 se muestra un patrón típico interferométrico homodino registrado por la cámara CCD del interferómetro de haz expandido de la figura III.6. El patrón mostrado corresponde a un perfil de referencia que hemos denominado de fase plano puesto que todos los puntos en el frente de onda están en la misma franja (1 franja = 2π radianes) y la diferencia de fase entre todos los puntos (diferencias de camino) es

menos que una longitud de onda. Se puede observar en la figura III.16 una línea dibujada en la proyección del detector heterodino (array de fotodiodos) en la cámara CCD donde el perfil de fase a lo largo de esta línea será usado como referencia. Además se puede ver en esta figura varias manchas debidas a imperfecciones de la óptica utilizada lo que proporciona al patrón la aparición de aberraciones. Analizando espectralmente estas aberraciones en el patrón homodino implican frecuencias espaciales superiores a la frecuencia de muestreo que queremos para nuestro experimento (entorno a $1-2 \text{ mm}^{-1}$) por lo que pueden ser filtradas sin que afecten al objetivo de este estudio.

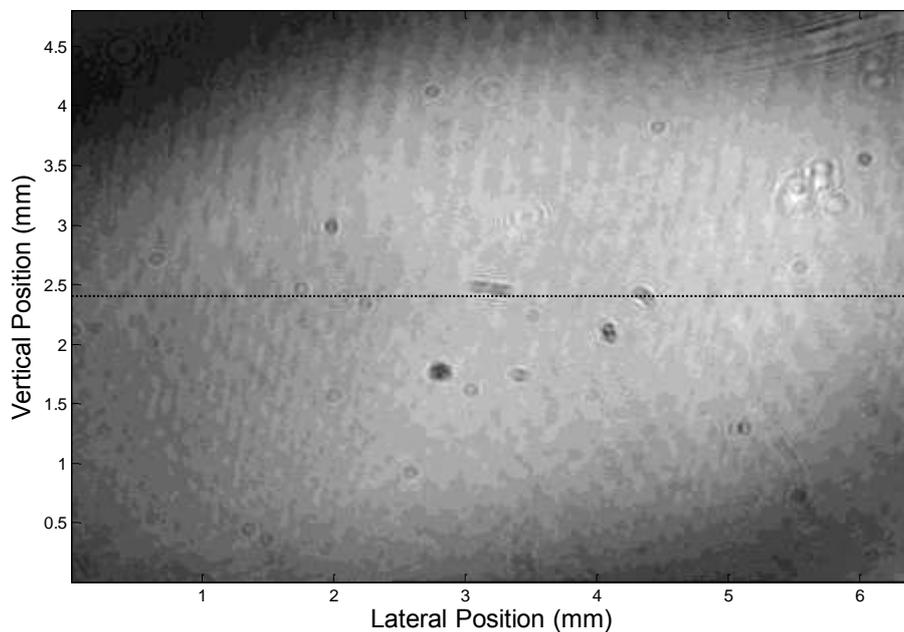


Figura III.16: Patrón interferométrico homodino recuperado con la cámara CCD. Línea horizontal: proyección del array de fotodiodos para el sistema heterodino.

En esta situación, se introduce un estímulo en el piezoeléctrico (una señal rampa con una frecuencia próxima a un hertzio) para cambiar el camino óptico del brazo común del sistema interferométrico y se analizará la fase medida en varios canales de detección para comprobar que el interferómetro heterodino es capaz de medir una variación del brazo de medida igual a la percibida por el interferómetro homodino de referencia consiguiendo una resolución de fase y temporal suficiente. En la figura III.17 se muestra el estímulo y en la figura III.18 la evolución temporal recuperada para la fase obtenida por la cámara CCD para la señal homodina.

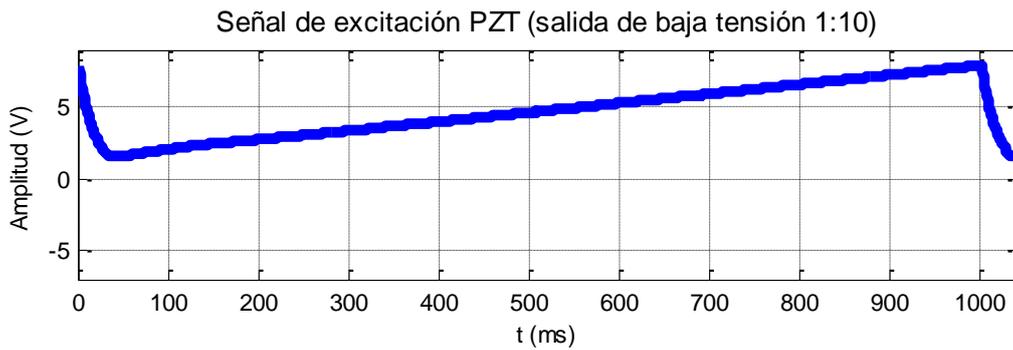


Figura III.17: Estímulo introducido en el PZT (señal rampa).

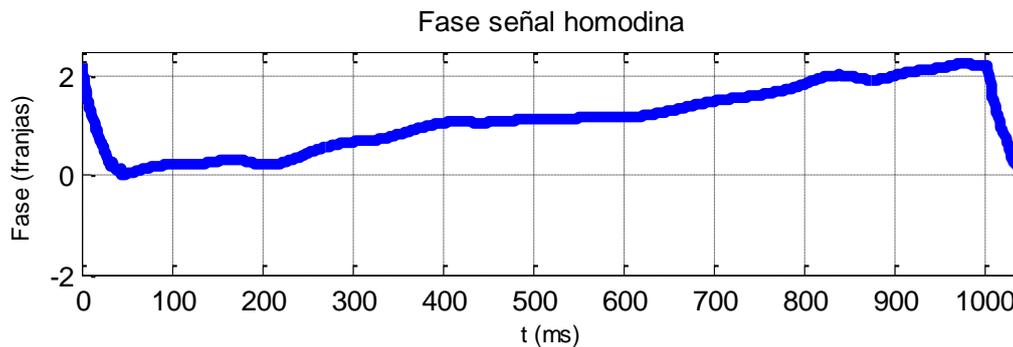


Figura III.18: Evolución temporal recuperada para la fase para la señal homodina.

En la figura III.19 se muestra también la evolución temporal recuperada en siete canales del array PIN del detector heterodino (separación entre canales 1 mm). Observando ambos frentes de onda mostrados en las figuras III.18 y III.19, se observa que tanto el frente homodino como el heterodino están sufriendo la misma variación longitudinal en la diferencia de caminos mientras que los perfiles espaciales permanecen invariantes y se puede ver además como todas las recuperaciones de fase obtienen una amplitud de fase similar (2.1 franjas). Al mismo tiempo se puede observar como las fases de las señales heterodinas siguen correctamente el desplazamiento longitudinal al cual es sometido el brazo común de medida son recuperadas con mayor calidad que la homodina ya que aparecen ciertas perturbaciones (rizado) debidas las variaciones de visibilidad (principal inconveniente de la detección homodina tal y como se comentó en el capítulo II).

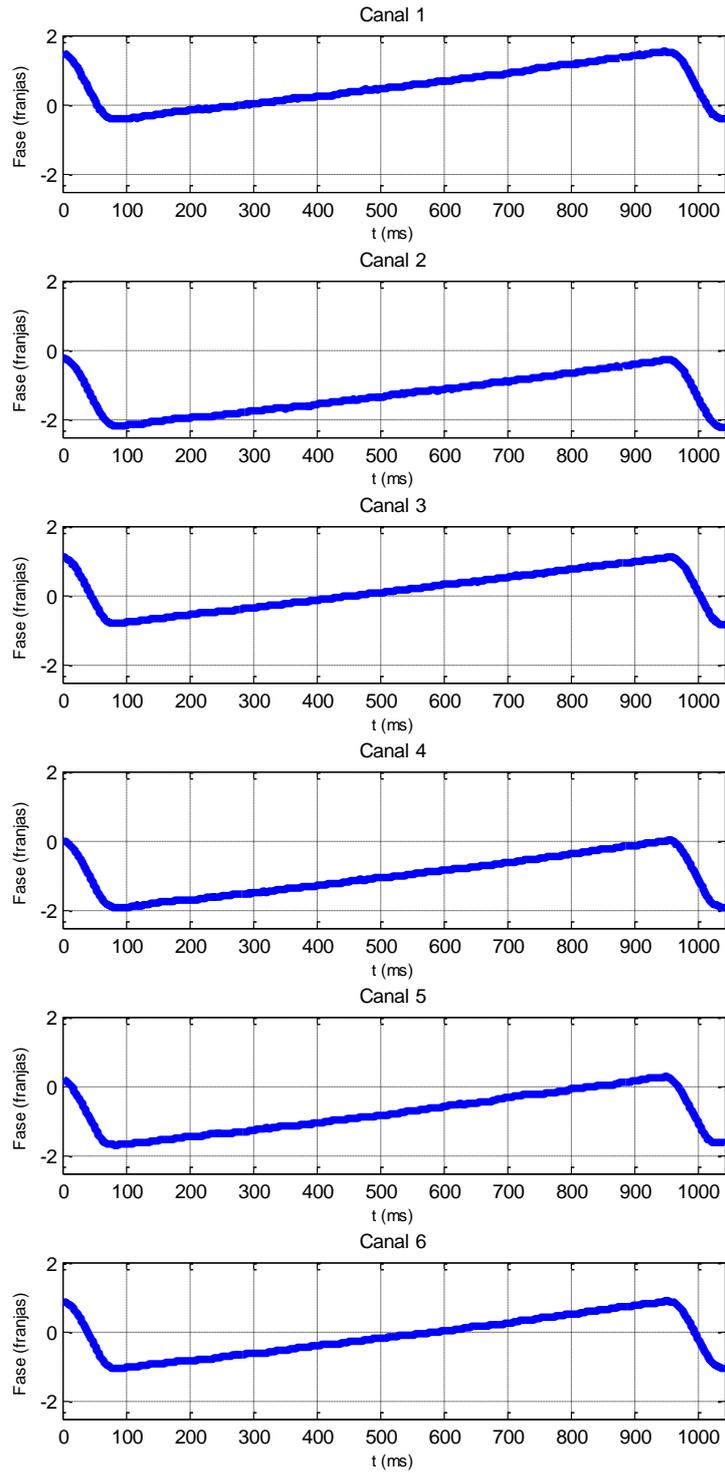


Figura III.19: Evolución temporal de las señales interferométricas heterodinas bajo un estímulo en siete canales del array.

Antes de proceder a la evaluación de la resolución espacial con perfiles interferenciales más complejos, se realizó una primera prueba para ver si el desplazamiento es común a ambos interferómetros para lo cual se hizo a partir de una reconstrucción preliminar del frente de onda heterodino y su comparación con el homodino. En la figura III.20 mostramos el perfil interferométrico heterodino reconstruido a partir de las señales obtenidas en los diferentes detectores (figura III.19) en dos instantes diferentes del estímulo y el frente de onda homodino de referencia recuperado mediante la cámara CCD (traza roja). La traza azul muestra el frente de onda heterodino al comienzo del estímulo (inicio de la rampa) recuperada a partir de los diferentes detectores, y la traza verde es el frente de fase heterodino al final del estímulo (ver el máximo de la traza de la figura III.20). Podemos observar en la figura III.18 que el perfil espacial permanece invariante durante el estímulo (trazas azul y verde) cuando el PZT introduce un desplazamiento perpendicular a la dirección de propagación del haz, es decir, el hecho de que ambas señales reconstruidas sean iguales hace que se pueda afirmar que el frente de onda permanece estable ante variaciones longitudinales del brazo de medida. Por otra parte, se puede apreciar que los frentes de onda reconstruidos a partir de la señal heterodina se asemejan bastante al frente de onda de referencia medido por el detector homodino, es decir, ambos detectores están midiendo lo que parece el mismo frente de onda.

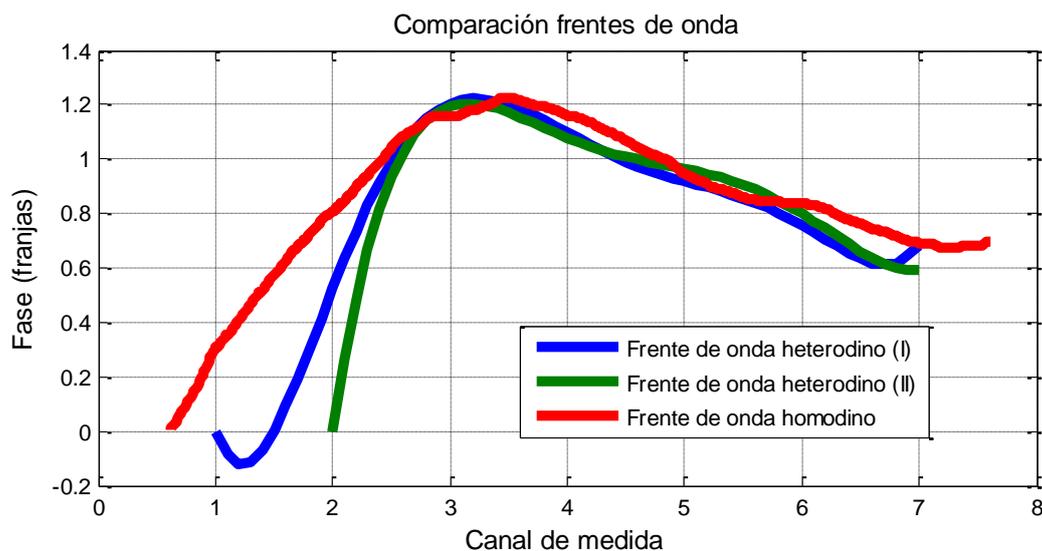


Figura III.20: Frentes de onda interferométricos recuperados. Traza azul: Frente de onda heterodino al principio del estímulo. Traza verde: Frente de onda heterodino al final del estímulo. Traza roja: Frente de onda homodino de referencia de la figura III.14.

Estos resultados muestran en primer lugar que somos capaces de perturbar el brazo de referencia común para el interferómetro heterodino/homodino y recuperar la distribución espacial y temporal de la fase para ambos. Además, se puede observar que los perfiles espaciales obtenidos por los interferómetros homodino y heterodino siguen el mismo patrón ya que sólo se introducen en el brazo común las variaciones en los caminos longitudinal y espacial. Por lo tanto, este esquema interferométrico nos va a permitir evaluar de forma dividida el diseño del brazo de medida, la resolución espacial en la medida del frente de ondas y la reconstrucción del frente de onda heterodino al poder compararlo con uno homodino de referencia.

III.4.4. *Recuperación del frente de onda heterodino: Reconstrucción del frente de fase interferencial. Validación experimental.*

En la sección III.4.3 hemos visto la capacidad de evaluar la calidad de los frentes de onda heterodinos temporal y espacialmente en función del frente de onda de referencia del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne. En este apartado vamos a usar el esquema óptico anterior para evaluar la reconstrucción del frente de onda heterodino y la resolución espacial adquirida en la medida.

Para calibrar correctamente la posición de cada uno de los elementos detectores del array vamos a utilizar la cámara CCD. Para ello, se coloca un obstáculo en el brazo de común de medida de 1 mm de ancho del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido (ver Figura III.11) de tal forma que se bloquea el área sensible de cada elemento detector del array y, simultáneamente, se captura la imagen correspondiente en la cámara CCD. Siguiendo el proceso canal por canal, se logra la correspondencia entre los canales de medida del array (frente de onda heterodino) y el intervalo en píxeles equivalente en el sensor CCD de la cámara (frente de onda homodino).

En la figura III.21 se observa la variación de la posición del obstáculo en la dirección indicada por las flechas rojas y que sólo para seis posiciones del obstáculo hay correspondencia en la imagen de la CCD, por tanto seis puntos del frente de fase homodino tienen correspondencia con seis puntos del frente de fase heterodino (desde el canal 6 hasta el 11).

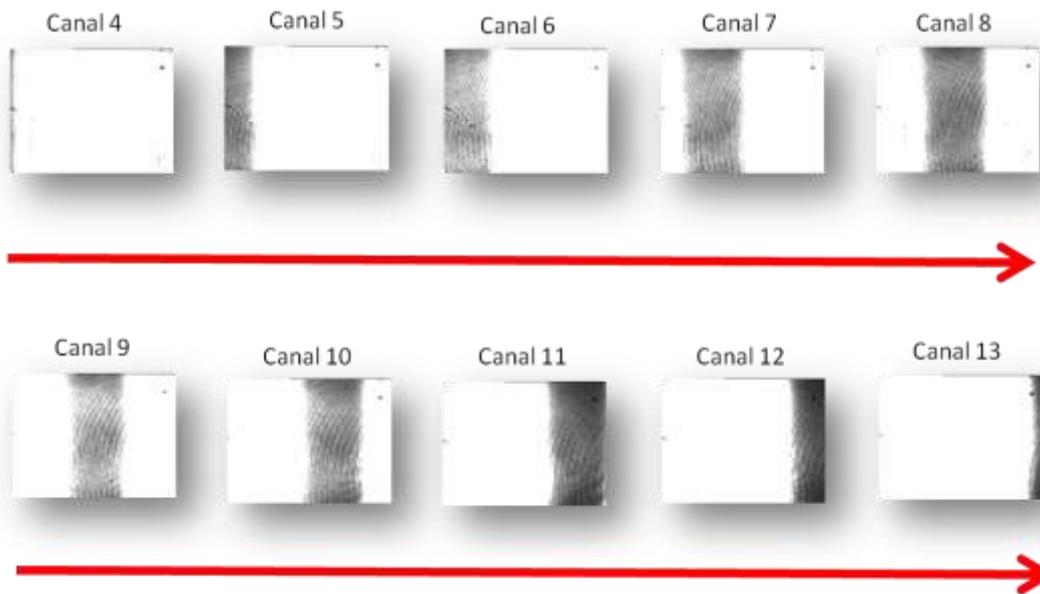


Figura III.21: Calibración entre canales del array y su imagen en la CCD.

Teniendo en cuenta el número de píxeles que ocupan la imagen del obstáculo en la CCD en la dirección horizontal de la cámara (768 píxeles), podemos decir que un elemento del array de 1mm de ancho corresponde a 120 píxeles en la dirección horizontal de la cámara CCD.

Después de esta calibración espacial, se introduce una perturbación en el frente de onda interferencial mediante una ligera inclinación del espejo del M11, de tal forma que el interferómetro, ahora ligeramente desalineado, presenta varias franjas espaciales en el patrón interferométrico homodino. A continuación, ambas señales son medidas en la dimensión vertical, y procesadas simultáneamente como muestra la Figura III.22. En dicha figura se puede observar la imagen homodina en la CCD (Figura III.22 izquierda) y las muestras del frente de fase heterodino en cada elemento detector del array fotodetector (Figura III.22 derecha).

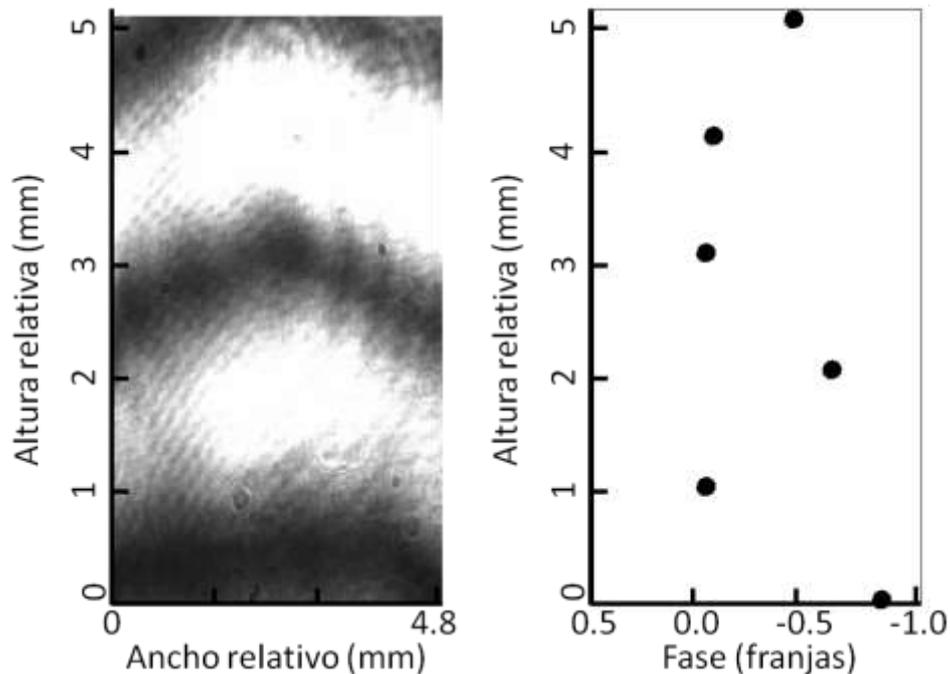


Figura III.22: Medida y procesado de los frentes de fase heterodino y homodino. Derecha: Frente de fase heterodino obtenido mediante el array de fotodiodos. Izquierda: Captura del frente de interferencial homodino grabado por la cámara CCD.

Como se puede observar en la figura III.22 (derecha) la salida del interferómetro heterodino son los valores de fase a partir de los cuales tenemos que recuperar el perfil de fase para compararlo con el homodino. Como se comentó anteriormente, se pueden utilizar diversos algoritmos de interpolación. En los párrafos siguientes vamos a aplicar estos algoritmos a las muestras de fase obtenidas por cada uno de los elementos del array para intentar reconstruir lo más fielmente posible el frente de fase heterodino y determinar cuál de ellos es el que mejor se ajusta a nuestros requisitos.

El primer algoritmo de interpolación que aplicaremos es la interpolación polinómica de alto grado para la reconstrucción del perfil heterodino (apartado III.3.3). En la figura III.23.a se muestran los ajustes de sexto (línea discontinua azul) y séptimo grado (línea sólida azul) de los puntos de medida en comparación con el perfil de fase homodino (línea negra delgada). Se puede observar que estos ajustes no siguen correctamente el frente de fase de referencia ya que entre muestras adyacentes no son capaces de calcular correctamente la continuidad de la función. Este resultado es muy importante ya que certifica que el uso de algoritmos de interpolación basados en polinomios de alto grado con un número muy alto de puntos espaciales conduce a

grandes errores en la reconstrucción del perfil espacial de fase. Por tanto, descartaremos este algoritmo como método de recuperación de frentes interferenciales de fase.

Los métodos de interpolación mediante splines cúbicos y los shaped-preserving piecewise cubic (CSI y SPPC respectivamente) se muestran en la figura III.23.b. Ambas interpolaciones (CSI: línea azul discontinua; SPPC: línea azul sólida) obtienen una recuperación del perfil espacial mejor comparado con el perfil de referencia homodino. Como era de esperar, estos métodos proporcionan mejores resultados que las interpolaciones polinómicas de alto grado pero tampoco demuestra que sea un buen algoritmo de reconstrucción de perfiles espaciales de fase cuando hay un gran elevado número de muestras.

Finalmente, el teorema de Whittaker-Shannon propuesto en el apartado III.3.3 es aplicado (ecuación III.8) sobre las muestras (línea azul sólida) y la reconstrucción obtenida por este método es comparado con el perfil de fase homodino (Figura III.23.c). Podemos observar en esta última gráfica que el perfil de fase heterodino reconstruido sigue la señal de referencia con mucha mejor precisión en comparación con el resto de los métodos de interpolación y con una resolución espacial de 1 mm. Mediante la aplicación de un correcto algoritmo de interpolación (teorema de muestreo espacial de Whittaker-Shannon), somos capaces de obtener una correcta reconstrucción del perfil interferométrico heterodino espacial de fase ya que es el mejor algoritmo que calcula la derivada de la fase respecto a la posición de las muestras (cuestión de alta importancia comentada anteriormente en el capítulo II). Por tanto, este algoritmo es el ideal para aplicar al interferómetro que se vaya a instalar en el TJ-II y que permita en lo posible una óptima cancelación de las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas.

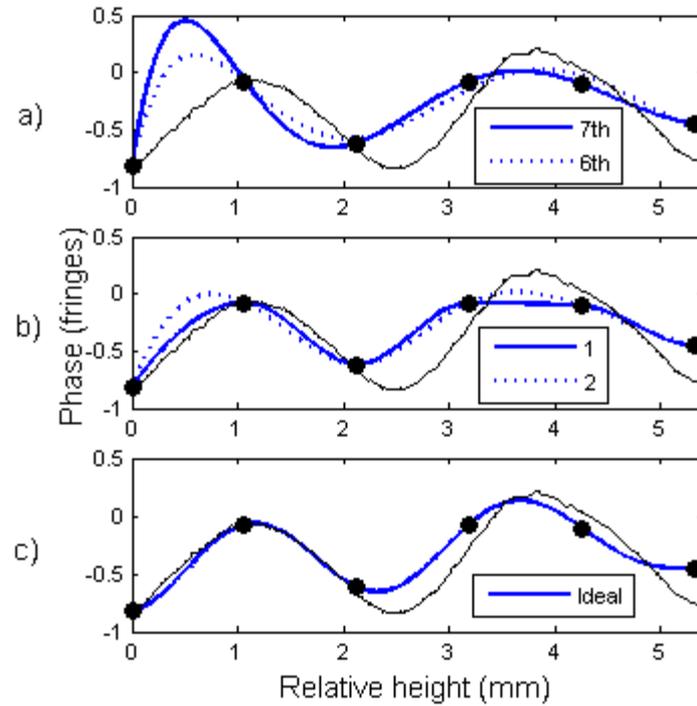


Figura III.23: Comparación del frente de fase homodino (línea negra) con el frente de fase heterodino reconstruido mediante: (a) Interpolación polinómica de sexto (línea discontinua) y séptimo (línea continua) grado, Interpolación mediante splines cúbicos (línea continua) y los shaped-preserving piecewise cubic (línea discontinua), y (c) Interpolación mediante el teorema de muestreo de Whittaker-Shannon.

En conclusión, aplicando la metodología de diseño descrita anteriormente hemos conseguido con ayuda de este interferómetro homodino/heterodino de haz expandido demostrar la reconstrucción de un frente de onda interferencial heterodino con una alta resolución espacial (1mm) asociada tanto al sistema óptico como al espaciado entre elementos del array.

III.5. Validación de la metodología de diseño: Prototipo de interferómetro heterodino de CO₂/He-Ne multicanal de haz expandido.

En los anteriores apartados hemos sido capaces de diseñar un interferómetro heterodino de haz expandido de una sola longitud de onda de alta resolución espacial (1mm) y de validar la correcta reconstrucción del frente de fase espacial interferométrico heterodino comparándolo con un homodino. Para terminar de validar la estrategia de diseño tenemos que extender nuestro estudio a sistemas interferométricos heterodinos de haz expandido con dos longitudes de onda y, para validar la capacidad de cancelación de las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas que perturban la medida correcta de densidad electrónica.

Para ello, se diseña un prototipo interferométrico heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda (CO₂:10.6μm/He-Ne:0.633 μm) con un haz de medida de 40 mm de diámetro colimado y con alta resolución espacial (1 mm). Tras la instalación de este esquema interferométrico se validará el diseño con las simulaciones realizadas con el programa de diseño óptico Zemax. Tras esta validación se describe el array detector de CO₂ elegido para medir las señales heterodinas de esta longitud de onda y, finalmente, se evalúa la capacidad de este sistema óptica para sustraer las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas.

III.5.1. *Diseño del prototipo interferométrico heterodino de CO₂/He-Ne con Zemax y descripción de la instalación.*

Los requisitos que le vamos a exigir a este sistema interferométrico y que nos va a permitir validar la estrategia de diseño son los siguientes:

- Diseñar un brazo de medida cuyo haz tenga un diámetro de 40 mm colimado
- Alta resolución espacial (1 mm).
- Alta capacidad de sustracción de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas para resolución equivalente de medida de densidad electrónica del orden $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ igual que para el TJ-II.

Partiendo de estos requisitos, comenzamos la descripción del diseño óptico del interferómetro llevado a cabo con el programa Zemax. Como condicionantes de partida tenemos el tamaño de la mesa óptica que es de 2400×1200 mm y las características gaussianas de ambas fuentes láser que se encuentran en la tabla III.4. Estos datos serán el punto inicial para el diseño del interferómetro. El objetivo es validar el diseño realizado comparando los valores simulados por el Zemax con las dimensiones obtenidas experimentalmente en el montaje.

Modelo de Láser	Melles Griot 05-LHP-991	Universal Laser System UL-10-IV-AC
Longitud de onda (μm)	0.633	10.6
Anchura de haz (mm)	1.24	4±1
Divergencia – Angulo Total (mrad)	0.65	5±1

Tabla III.4: Características de los láseres de He-Ne y CO₂ empleados en el prototipo.

En la figura III.24 se muestra el esquema interferométrico heterodino de haz expandido de CO₂ (10.6 μm) y He-Ne (0.633 μm). La fuente láser de CO₂ tiene 10 W de potencia y atraviesa el modulador acustoóptico (Isomet 1207B-6) que separa el haz de entrada en dos haces difractados separados en frecuencia 40 MHz. El láser de CO₂ y su modulador acustoóptico (AOM1) están refrigerados por aire forzado y por agua respectivamente. El láser de He-Ne es de 30 mW y su modulador (AOM2) desplaza en frecuencia a los haces de salida en 80 MHz (Isomet 1205-603F). A continuación, los haces de ambas longitudes de onda se combinan en un combinador de haz (BC1) de seleniuro de cinc (ZnSe) y dirige los haces a los brazos de referencia y de medida. Como se puede observar en la figura III.12, desde la salida de ambos láseres hasta el combinador BC1, los haces de He-Ne tienen mayor recorrido que los haces de CO₂ por dos razones: primero, el ángulo con el que salen los haces difractados del AOM del He-Ne es más pequeño que el del AOM del CO₂ y, segundo, para igualar el tamaño de los haces de CO₂ y He-Ne en el BC1. Para conseguir este segundo objetivo, se ha colocado un sistema óptico formado por dos lentes biconvexas entre la salida del láser de He-Ne y su AOM de tal forma que aumente más rápido la divergencia del spot de esta longitud de onda y, por tanto, su spot se ensanche con la misma divergencia que el spot del CO₂ y, así igualar los radios de curvatura de ambas longitudes de onda.

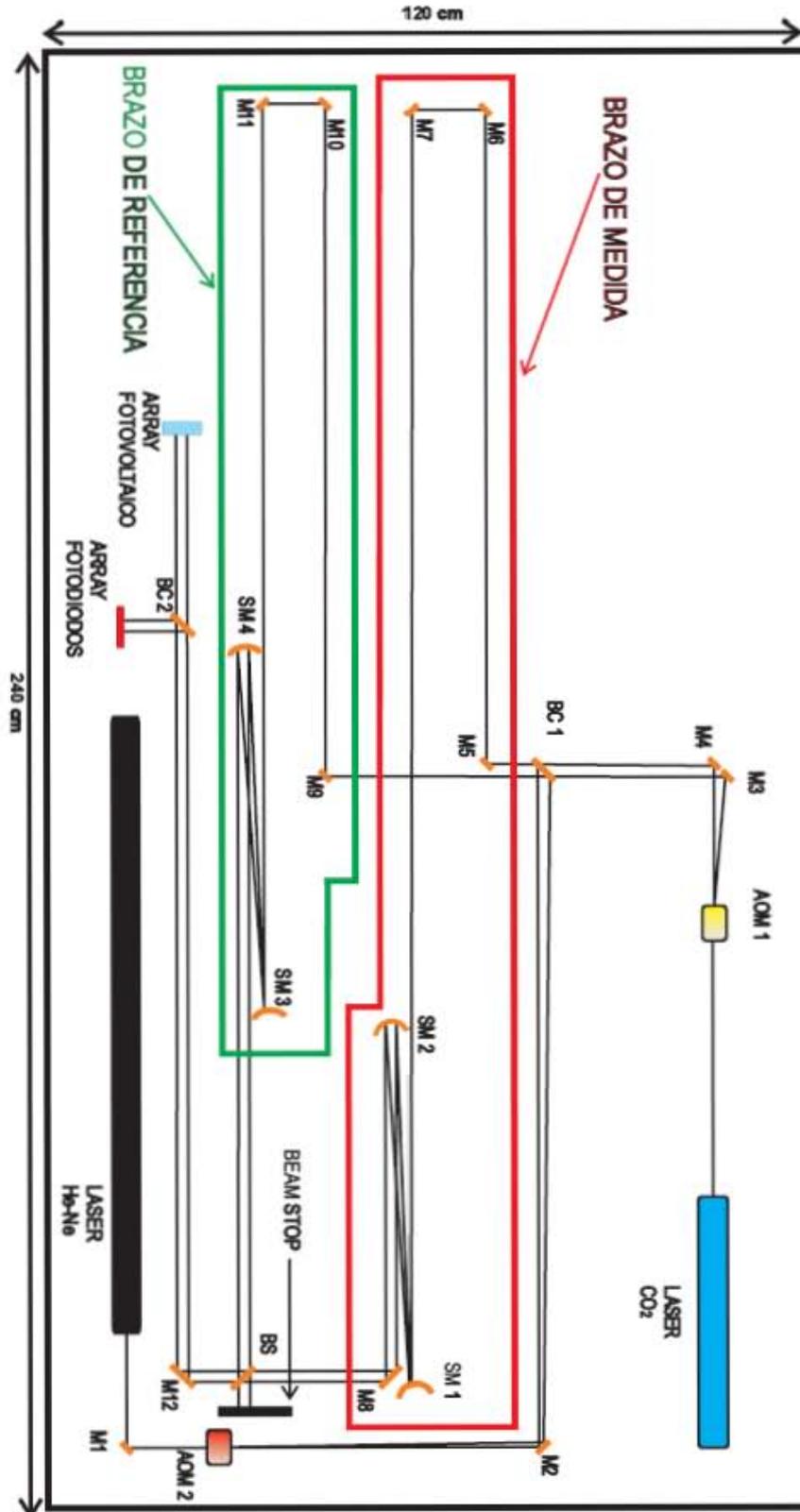


Figura III.24: Esquema del prototipo de interferómetro heterodino de $CO_2/He-Ne$ de haz expandido diseñado con el programa Zemax.

Igualar ambos radios de curvatura es muy importante ya que asegura que ambos frentes de onda puedan ver las mismas variaciones del objeto de estudio y por lo tanto mejorar la posterior cancelación de las vibraciones mecánicas. Este hecho hace que el uso de programas de diseño óptico sea fundamental ya que proporciona esta información mediante simulaciones facilitando así el diseño óptico. El combinador de haz presenta de alta transmitancia para el CO₂ (99%) y es altamente reflectante para el He-Ne (80%). A partir de este elemento óptico comienza el sistema interferométrico de dos longitudes de onda en sí. A partir de este punto hay que asegurarse para que ambos frentes de onda vean el mismo punto espacial, de gran importancia para no obtener una incorrecta compensación de vibraciones [III-8].

Mediante un conjunto de espejos esféricos (SM) de cobre con recubrimiento de oro de dos pulgadas de diámetro (50.8 mm) se conforman el brazo de medida (BC1-M5-M6-M7-SM1-SM2-M8) y el de referencia (BC1-M9-M10-M11-SM3-SM4) para obtener un haz de 38 mm de diámetro. Tanto los espejos planos como los esféricos llevan este recubrimiento de oro para permitir una mayor reflectancia para ambas longitudes de onda. A continuación, se dirigen los haces de ambos brazos hacia los dos sistemas telescópicos de magnificación (SM1-SM2 y SM3-SM4). Estos telescopios consisten en dos espejos esféricos, uno convexo y otro cóncavo ($f_{SM1-SM3} = 1000$ mm y $f_{SM2-SM4} = 1600$ mm respectivamente) que se usan para expandir ambos frentes de onda en los dos brazos del interferómetro. Se ha utilizado óptica reflexiva (espejos) en lugar de óptica transmisiva (lentes) ya que la dispersión cromática hace inviable el uso de esta óptica en este tipo de sistemas donde cada longitud de onda tendría diferente índice de refracción y el punto focal sería diferente para cada una de ellas. La gran diferencia entre las longitudes de onda también hace complicado el uso de óptica dicróica. Sin embargo, esta última restricción introduce nuevas dificultades en el diseño óptico ya que hace que muchos de los espejos trabajen fuera de eje (off-axis) y la conformación del frente de onda sea más problemática ya que en uno de los ejes del haz gaussiano cambia ligeramente respecto al otro introduciendo una pequeña aberración. Esto hace que el uso del software de diseño óptico sea imprescindible para que nos proporcione esta información porque de otra forma es muy difícil cuantificarlo.

Una vez que los haces son magnificados $\times 1.6$, se dirigen los haces de ambos brazos al divisor de haz (BS) de ZnSe y, finalmente, las longitudes de onda del haz

interferencial son separadas y dirigidas cada una a su detector mediante un separador de haz (BC2) (Figura III.18). En la figura III.25 se puede ver una imagen del experimento instalado sobre la mesa óptica. Los detectores son arrays unidimensional con varios elementos fotodetectores para medir en la dirección Y (eje vertical del haz) del frente de ondas interferométrico. Posteriormente, las señales medidas por cada uno de los elementos de cada array son amplificadas y filtradas antes de la entrada al detector de fase.

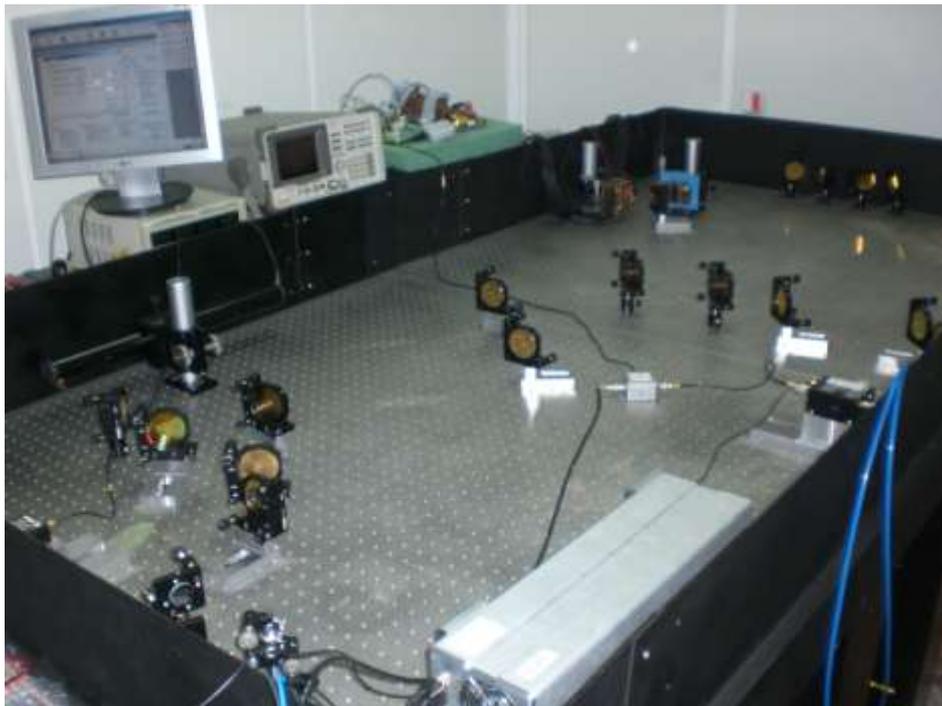


Figura III.25: Prototipo interferométrico heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda ($CO_2/He-Ne$) instalado en el laboratorio de la UC3M.

III.5.2. Validación experimental del diseño óptico.

Una vez instalado el prototipo interferométrico de haz expandido de dos longitudes de onda, debemos validar el diseño óptico de la propagación de los haces realizado mediante el programa Zemax con el obtenido con el montaje experimental ya que las especificaciones de nuestro experimento son obtener un haz de medida de 40mm de diámetro y evitar las posibles aberraciones que puedan surgir a lo largo del diseño y durante la instalación. En la Tabla III.5 y en la Tabla III.6 se muestran los resultados obtenidos simulados en los puntos más característicos del diseño como son la entrada al

sistema telescópico, su salida, la llegada de los haces al divisor de haz y su tamaño final en el detector para el diseño final optimizado. En dichas tablas, los datos simulados se corresponden con los radios de los spots de cada longitud de onda en la dirección x (eje horizontal) e y (eje vertical) cuando se propagan por el interferómetro (eje z), así como las variaciones que sufren sus semiángulos de divergencia en ambas direcciones tras su paso por los sistema telescópicos.

- **Brazo de medida:**

Posiciones	Longitud de onda	x (mm)	θ_x (mrad)	y (mm)	θ_y (mrad)
Entrada	CO ₂	10.71	2.49	10.71	2.49
	He-Ne	10.78	2.49	10.77	2.49
Salida	CO ₂	18.63	1.56	18.62	1.56
	He-Ne	18.75	1.55	18.73	1.56
Beam	CO ₂	19.74	1.56	19.74	1.56
	He-Ne	19.89	1.55	19.90	1.56
Detector	CO ₂	22.52	1.56	22.53	1.56
	He-Ne	22.67	1.55	22.69	1.56

Tabla III.5: Simulación del brazo de medida del prototipo interferométrico.

- **Brazo de referencia:**

Posiciones	Longitud de onda	x (mm)	θ_x (mrad)	y (mm)	θ_y (mrad)
Entrada	CO ₂	10.71	2.49	10.81	2.49
	He-Ne	10.82	2.49	10.82	2.49
Salida	CO ₂	18.79	1.56	18.78	1.56
	He-Ne	18.83	1.55	18.82	1.55
Beam	CO ₂	19.94	1.56	19.94	1.56
	He-Ne	19.98	1.55	19.98	1.55
Detector	CO ₂	22.73	1.56	22.73	1.56
	He-Ne	22.75	1.55	22.77	1.55

Tabla III.6: Simulación del brazo de referencia del prototipo interferométrico.

Como se observa en las dos tablas anteriores, los resultados para ambos brazos son prácticamente iguales y en ambas longitudes de onda, pero hay que destacar que esas diferencias mínimas son pequeñas aberraciones esféricas como consecuencia de trabajar con óptica fuera de eje en vez de trabajar con óptica en eje, es decir, con espejos esféricos y no con lentes.

En las figuras III.26 se muestran la forma de los haces simulados por el Zemax en la posición de los detectores de He-Ne (figura III.26a) y de CO₂ (figura III.26b) donde se observa que el valor GEO (diámetro del spot calculado mediante trazado de rayos) para ambas longitudes de onda (ver apartado III.2), coincide con los valores calculados con óptica gaussiana (Tablas III.5 y III.6). Esto verifica que podemos emplear ambas ópticas para diseñar este tipo de interferómetros complementándose entre sí y asegurándonos el correcto diseño de nuestro sistema óptico.

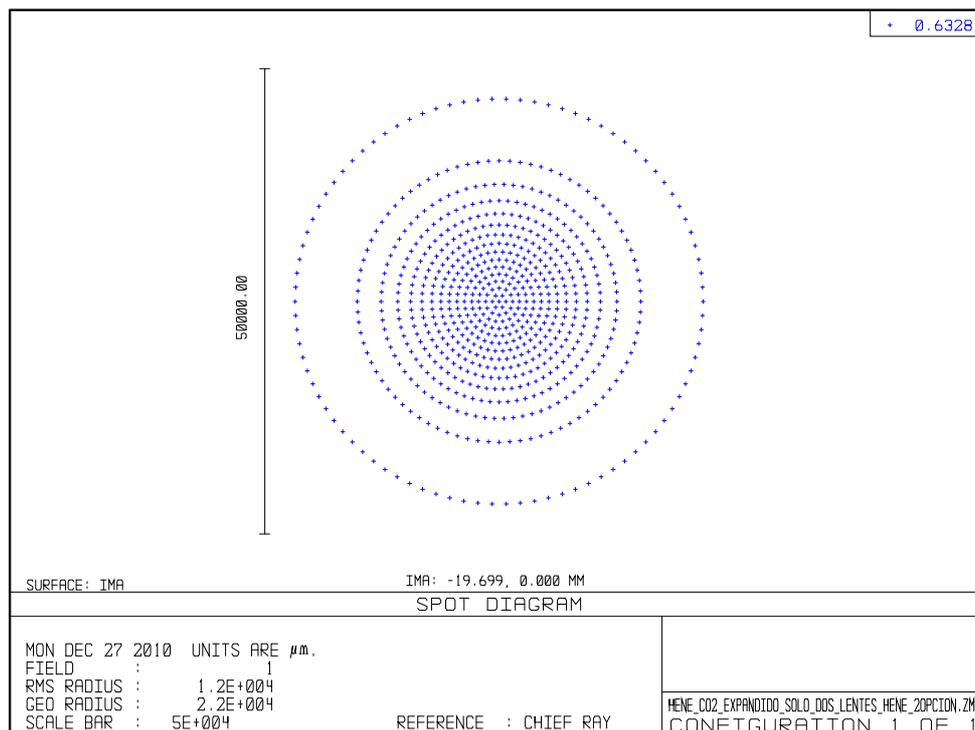


Figura III.26: Spot del haz de He-Ne en el detector.

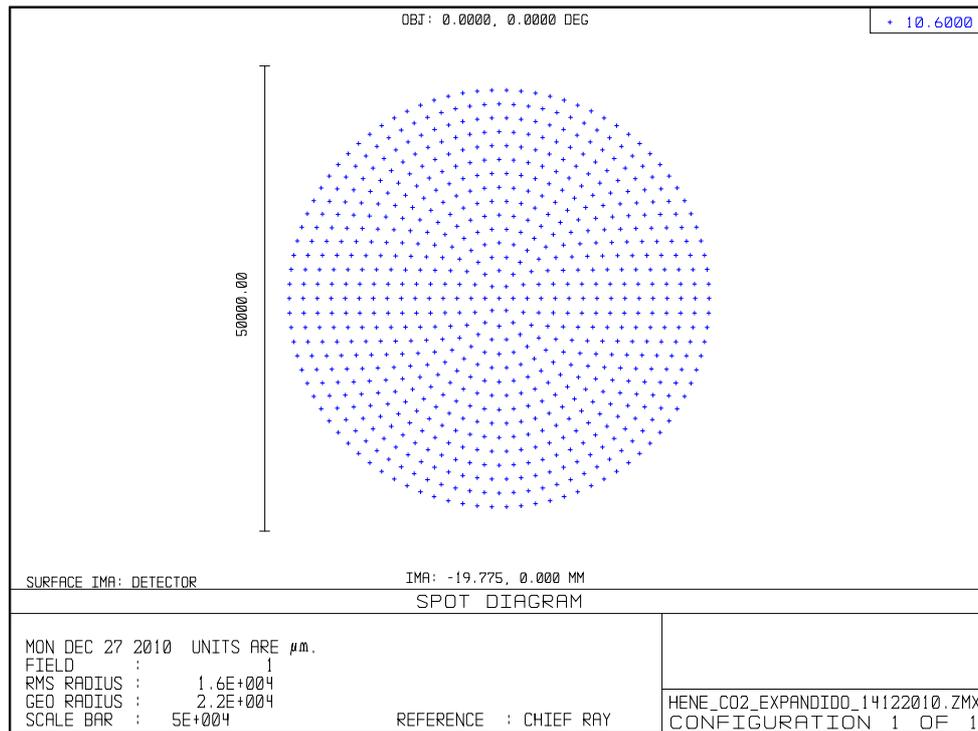


Figura III.26b: Spot del haz de CO₂ en el sistema de detección.

En los datos simulados en ambos brazos y de ambas longitudes de onda, se observa que la relación de magnificación es de $\times 1.74$ aproximadamente. Este valor es muy próximo al valor especificado a priori para el diseño preliminar ($\times 1.6$) calculado con la ecuación III.3. Esta desviación se debe a que al trabajar con sistemas fuera de eje, el espejo de entrada del sistema telescópico forma un pequeño ángulo con el espejo de salida. Este pequeño ángulo debe ser lo más pequeño posible para que no se formen grandes aberraciones esféricas. Debido a que el tamaño del haz de salida del telescopio es lo suficientemente grande, este puede incidir sobre la montura del espejo de entrada y, por tanto, cortar el frente de onda.

Experimentalmente hemos obtenido unos spots en ambas longitudes de onda en los detectores de tamaño de 44 mm de diámetro. Si comparamos los valores simulados con los obtenidos experimentalmente observamos que son bastante similares, incluido la relación de magnificación en ambos brazos ($\times 1.7$ aproximadamente).

En resumen, hemos sido capaces de simular, diseñar y validar un interferómetro multicanal de haz expandido de dos colores mediante un software de diseño óptico, optimizar sus posiciones para minimizar las posibles aberraciones surgidas durante el

diseño, y obtener finalmente dos frentes de onda interferenciales con radios de curvatura muy similares entre ambas longitudes de onda cuyo ángulo de divergencia inicial diferenciaban un factor $\times 4$ aproximadamente de tal forma que el área sensible de todo ambos arrays detectores. Por tanto, el primer requisito que le exigimos a este diseño queda demostrado.

III.5.3. *Sistema de detección para el interferómetro de dos longitudes de onda.*

Una vez validado el diseño óptico con el tamaño del haz de medida y resolución espacial nos centramos ahora en el sistema de detección para poder recuperar las señales heterodinas en ambas longitudes de onda y proceder a la reconstrucción de los frentes de onda y sustracción de vibraciones. El array de He-Ne es el mismo que el utilizado en el interferómetro homodino/heterodino de haz expandido. En el caso del array para la medida de señales heterodinas de CO₂ hubo más problemas para su elección ya que por las especificaciones de nuestro experimento no se encontró un array comercial por lo que hubo que diseñarlo.

Las características que se piden a este componente son las siguientes:

- 32 elementos detectores con un milímetro de separación entre centros en la dimensión vertical. Esta separación de 1 mm fue escogida ya que uno de los principales objetivos del posterior interferómetro del TJ-II es poder estudiar fluctuaciones del plasma cuya escala es de 1 mm.
- Baja constante de tiempo ($< 3\text{ns}$). Necesitamos un dispositivo que permita medir los 40 MHz a los que se va a modular la señal heterodina de CO₂ mediante un modulador acustoóptico.
- Alta responsividad. En general, en sistemas interferométricos de estas características los niveles de potencia óptica de CO₂ suelen ser bastante bajos por lo que necesitamos un detector cuyo material fotosensible posea una alta responsividad que proporcione unos niveles de salida cuanto más altos mejor.

Para la medida de señales para esta longitud de onda se suelen emplear dos tipos de detectores: fotovoltaicos (PV) o fotoconductores (PC). Si comparamos los detectores fotovoltaicos frente a los fotoconductivos, estos son más rápidos y presentan mayor responsividad pero son más vulnerables a descargas electrostáticas. Otra ventaja que presentan los elementos fotovoltaicos es que estos dispositivos pueden operar desde niveles de DC hasta muy altas frecuencias, excediendo incluso 1 GHz [III-24].

Por tanto, al no encontrarse ninguno con estas características contamos con la colaboración de la empresa Vigo System, S. A. En primer lugar se planteó dos tipos de arrays, uno fotovoltaico y otro fotoconductor con una separación de 3mm entre elementos adyacentes para los dos tipos de detectores. Debido a que el fotoconductor necesita un sistema de refrigeración y una fuente de alimentación, decidimos optar por el fotovoltaico ya que no necesita ninguno de estos requisitos podemos tener un sistema de detección más compacto. Posteriormente, se optó por un diseño con una separación entre elementos de entre un milímetro o del orden de centenas de micras. Por cuestiones de fabricación y para mantener la uniformidad de los parámetros fotoeléctricos, se decidió finalmente diseñar un array con una separación de 1 mm. Tras diferentes iteraciones en el diseño se optó por un array de elementos fotovoltaicos de heterounión múltiple (PVM) en un encapsulado tipo metálico multi pin (también llamado “butterfly”) para mejorar las prestaciones de ancho de banda y crosstalk. El material de la ventana del array es de germanio (Ge) con recubrimiento antirreflectante para proteger a los elementos detectores y mejorar la transmitividad. En el anexo IV se proporcionan sus características ópticas, eléctricas, el patillaje y las dimensiones de este array lineal fotovoltaico. Las características más importantes de este array se enumeran en la tabla III.7 mientras que en la figura III.27 se muestra una imagen del array:

Modelo	PVM 10.6-C
Área Activa	$3.3 \times 0.5 \text{ mm}^2$
Material de la Ventana	Germanio
Responsividad (@ 10.6 μm)	0.17-0.25 V/W
Detectividad (@ 10.6 μm)	$1.3-1.9 \times 10^7 \text{ cm Hz}^{1/2} / \text{W}$
Resistencia del detector	162-213 Ω

Tabla III.7: Características del array fotovoltaico para el CO₂.

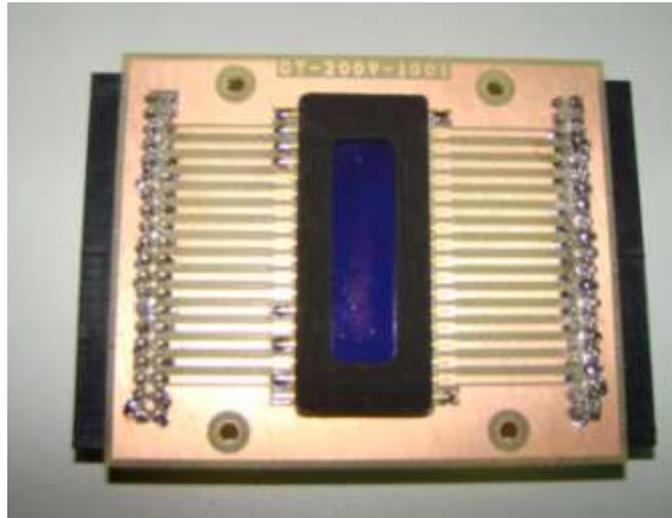


Figura III.27: Array fotovoltaico para la medida de la señal interferométrica de CO_2 .

Este array no requiere tensión de alimentación (fotovoltaico) ni tampoco requiere refrigeración lo que proporciona un sistema de detección multicanal compacto y más sencillo de implementar, ya que no necesita ni un disipador de calor ni una etapa de alimentación que podría introducir un mayor nivel de crosstalk a la placa (como en el caso de los fotoconductivos).

Para medir las señales de salida del array, como se ve en la figura III.28, el sensor es soldado a una placa de cuatro capas de tal forma que se minimice el crosstalk. Para ello, se emplean conectores MMCX para hacer un sistema compacto y con funcionamiento a altas frecuencias. En la misma placa y para cada canal, se ha implementado un filtro pasabanda de tercer orden de frecuencia central de 40 MHz, que además se encarga de adaptar la impedancia de salida de los detectores a la impedancia del resto de electrónica empleada (50 Ω).

En la figura III.28 se muestra la disposición final de los sistemas de detección de CO_2 y He-Ne situados sobre monturas de traslación lineal para posicionar correctamente los arrays respecto a los haces incidentes y situarlos espacialmente a ambos en la misma posición del frente de onda interferencial.

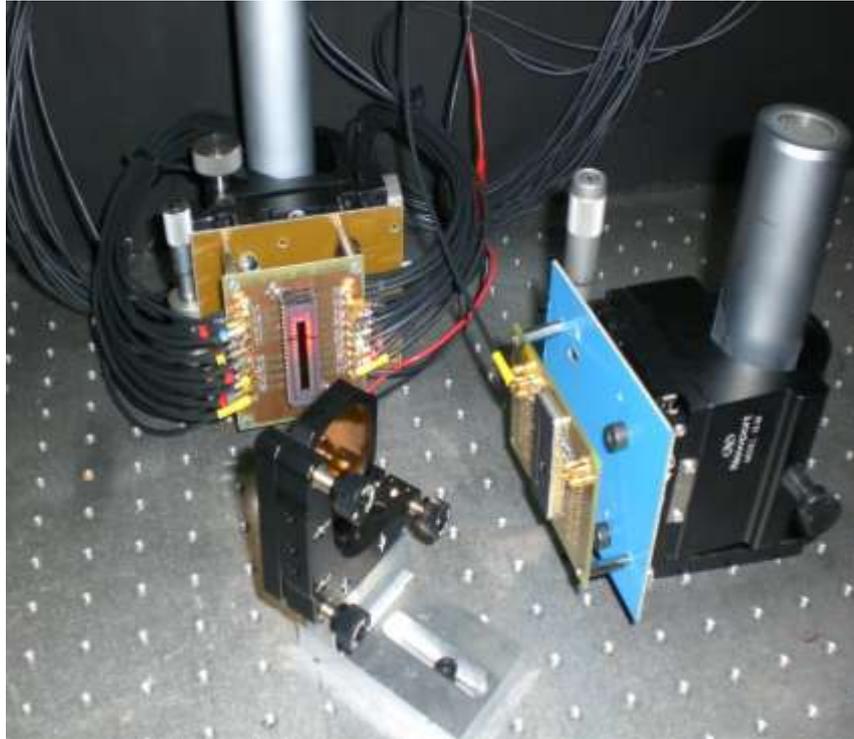


Figura III.28: Detalle de los detectores para la longitud de onda de He-Ne y CO₂.

Tras el separador de haces, los niveles de irradiancia que le llega a cada detector son 0.991 mW/mm^2 para el CO₂ y $1.196 \text{ }\mu\text{W/mm}^2$ para el He-Ne correspondiente a una potencia de salida de los detectores de -60 dBm sobre 50Ω aproximadamente. Esto implica que ambas señales han de ser amplificadas y filtradas para obtener unos niveles de señal adecuados para que funcione correctamente el detector de fase multicanal (rango de potencia de entrada entre -20 dBm y 5 dBm , ver anexo III). Este detector tiene dos puertos de entrada y otros dos auxiliares, por lo que dos puertos van a ser para las señales de referencia de 40 MHz y de 80 MHz , y las otras dos para las señales de medida de cada longitud de onda. Por tanto, sólo vamos a medir simultáneamente las señales de cada detector correspondiente a un solo punto del frente de onda interferencial.

III.5.4. *Estudio de la sustracción vibraciones mecánicas.*

En los apartados anteriores se ha verificado que la propagación de los haces en el interferómetro para cada longitud de onda coinciden con lo simulado, pero para verificar la correcta copropagación y alineamiento de ambos frentes de onda falta por

comprobar la capacidad de sustracción de las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas y evaluar así la resolución en la medida de la integral de línea de densidad de este interferómetro.

Para ello, se colocó un objeto de 1 mm en el brazo de medida para saber en qué parte del frente interferencial se va a evaluar la cancelación de las vibraciones mecánicas. Tras esta prueba, decidimos utilizar los canales número 4 de ambos arrays. Las salidas de estos canales son amplificadas y filtradas mediante una etapa de acondicionamiento de ganancia 60 dB ya que las señales medidas en ambos detectores son de -55 dBm ya que los niveles de entrada mínimos para asegurarnos el funcionamiento correcto del detector de fase anteriormente comentado (apartado III.4.3 y Anexo IV) son de -10dBm. Por tanto, tras esta etapa las señales de ambos detectores son de -5 dBm y, por tanto, podemos proceder a la evaluación de la sustracción de las vibraciones.

Para ello, se golpeó con un martillo en varias partes del interferómetro pero finalmente nos decidimos por efectuar las vibraciones en la parte donde más elementos ópticos hay situados sobre la mesa óptica con la idea de introducir vibraciones de mayor frecuencia en la mayoría de la óptica instalada. Esta zona es donde están los sistemas telescópicos de magnificación, el divisor de haz donde se recombinan los haces de ambos brazos del interferómetro, el láser de He-Ne y su modulador acustoóptico.

En la figura III.29 se muestra el resultado obtenido con este prototipo donde se puede ver como ambas longitudes de onda (CO₂: línea azul: He-Ne: línea roja) son capaces de seguir las vibraciones inducidas cuando golpeamos la mesa óptica, permitiéndonos su cancelación en el sistema final.

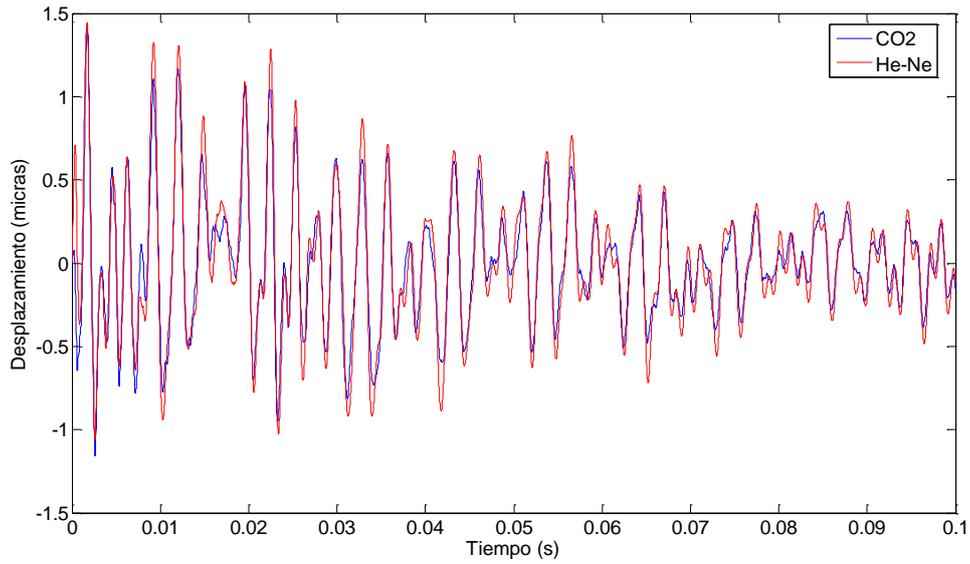


Figura III.29: Medida del desplazamiento sufrido en ambas longitudes de onda.

En la figura III.30 se puede observar en más detalle como ambas longitudes ven la misma fase:

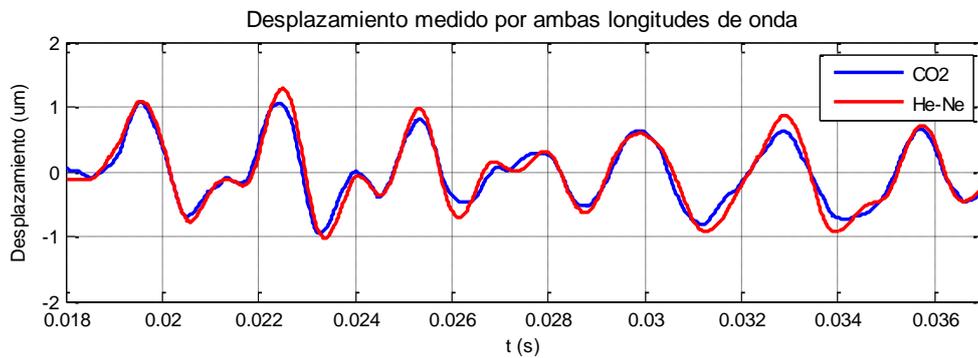


Figura III.30: Detalle de la medida del desplazamiento de la figura III.23.

En la siguiente gráfica analizamos las frecuencias de estas oscilaciones (figura III.31) para observar si las dos señales miden las mismas vibraciones.

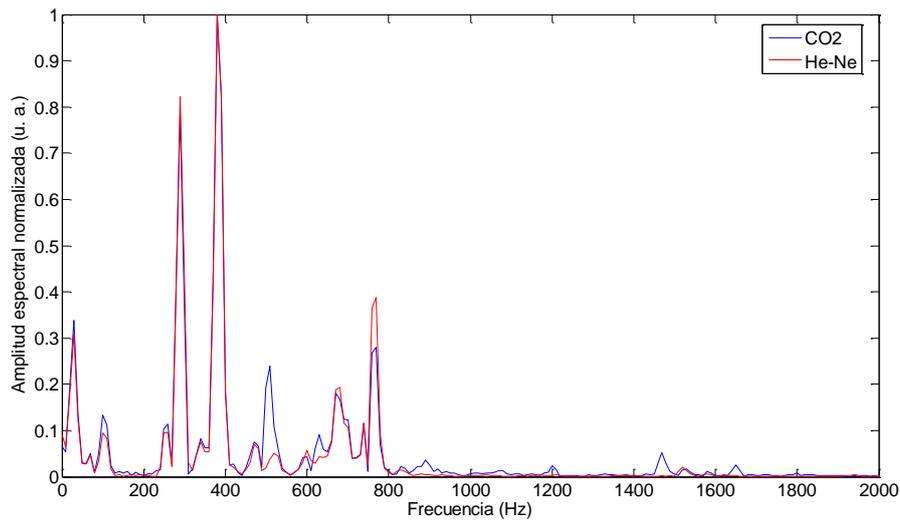


Figura III.31: Análisis en frecuencia de las oscilaciones medidas por el interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda.

A continuación en la figura III.32 se representa el error residual en la medida de la integral de línea de densidad electrónica asociada a las vibraciones no compensadas. Si calculamos el error residual promedio cuyo valor es $0.59 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$. Este valor cumple uno de los requisitos que le pedíamos en el proyecto: un sistema de resolución en la medida de integral de línea $< 10^{17} \text{ m}^{-2}$.

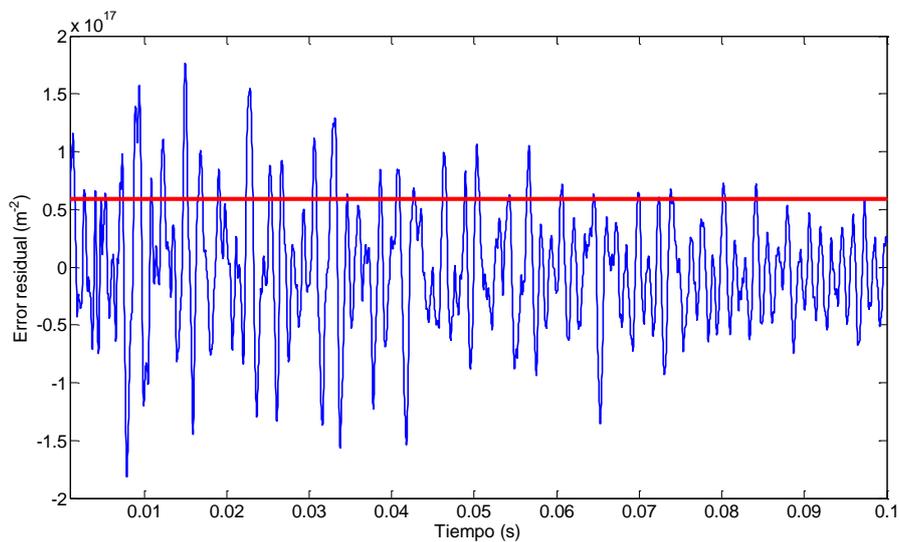


Figura III.32: Error residual en la integral de línea debido a las vibraciones no compensadas. La línea roja indica el valor del error residual promedio.

La evaluación de la cancelación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones también se hizo en otros puntos espaciales del frente de onda interferencial obteniendo una resolución en la medida de la integral de línea similar a la medida anteriormente.

III.6. Conclusiones.

Este capítulo hemos desarrollado y validado una metodología para el diseño de sistemas interferométricos de haz expandido de dos longitudes de onda de alta resolución espacial para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión con el objetivo es diseñar diagnósticos capaces de medir variaciones en el plasma del orden de pocos milímetros lo que complica enormemente el diseño.

Para desarrollar nuestra metodología partimos en primer lugar del estudio de la propagación de haces gaussianos a lo largo del brazo de medida de un interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda. La necesidad de controlar sus características y conformar los haces de medida hace que el uso de una herramienta informática de diseño óptico sea totalmente necesaria ya que las dos longitudes de onda con las que vamos a trabajar están muy separadas. El programa que hemos elegido se llama Zemax y es ampliamente utilizado para este tipo de diagnósticos. Nos va a permitir conformar los haces por los puntos más críticos del diseño como son la propia magnificación del haz de medida, la iluminación y paso de dicho haz por el puerto de acceso al plasma y la conformación del haz para iluminar los arrays de medidas (i. e., demagnificación del haz). Además, nos proporciona información desde el punto de vista óptico gaussiano (dándonos una idea real del haz) y paraxial (diagramas de spots, representación 3D del interferómetro) y permitiendo el diseño de todos los componentes ópticos del interferómetro (espejos, divisores de haz, lentes,...).

A continuación y para evaluar la resolución espacial de nuestro diagnóstico se revisaron los fundamentos de formación de imágenes en sistemas ópticos (óptica geométrica, teoría de difracción (criterio de Rayleigh) y óptica de Fourier). Con estas herramientas podemos determinar cuántas líneas de visión y su separación para reconstruir en primer lugar el frente de fase interferencial heterodino de ambas longitudes de onda y posteriormente reconstruir lo más fielmente posible el perfil espacial de densidad electrónica mediante métodos de inversión.

Por tanto, para poder sustraer correctamente las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas en todo el frente de onda interferencial, se necesita

realizar un estudio exhaustivo de dicho frente. Existen varios factores de error que reducen la capacidad de reconstrucción del perfil de densidad electrónica en los interferómetros que proporcionan imágenes del plasma durante la operación de los dispositivos de fusión.

El primero de ellos es la calidad del frente de onda interferencial heterodino ya que si este frente se ve fuertemente perturbado, como ocurre cuando el haz atraviesa el plasma o por el efecto de las imperfecciones de la óptica empleada en nuestro experimento, pueden aparecer errores en la detección de fase y una pésima reconstrucción del frente de fase. Además, la aplicación de un algoritmo de interpolación para reconstruir dicho frente a partir de las muestras de fase adquiridas por nuestro sistema de detección multicanal de fase influye considerablemente en la calidad de reconstrucción del frente de fase. Una mala reconstrucción en un interferómetro de dos longitudes de onda supondría una mala compensación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas.

Por ello, se diseñó un interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne con el fin de evaluar las principales limitaciones que deterioran la medida de fase del frente de onda y por tanto la resolución espacial de nuestro sistema. Este interferómetro nos permitió calibrar la evolución del frente de onda interferométrico heterodino frente a uno homodino de referencia, y la influencia del crosstalk electrónico y óptico que reducen la resolución en la medida de fase y, por tanto, la resolución espacial.

A continuación se reconstruyó con una resolución espacial de 1mm el perfil espacial heterodino teniendo de referencia el patrón homodino y, aplicando diferentes algoritmos de interpolación, se puso de manifiesto que el mejor método que reconstruye el perfil heterodino es el teorema de muestreo de Whittaker-Shannon descartando así el uso de métodos de interpolación con funciones polinómicas.

Una vez que hemos evaluado estas limitaciones con un interferómetro heterodino de haz expandido de una sola longitud de onda, extendimos el estudio a las dos longitudes de onda con el objetivo final de evaluar la capacidad de sustracción de las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas. Por tanto, diseñamos

un prototipo interferométrico heterodino multicanal de CO₂/He-Ne (10.6μm/0.633μm) de haz expandido para validar la metodología que se ha de seguir para el diseño final del interferómetro multicanal de haz expandido en el TJ-II. Para el diseño óptico utilizamos un software de diseño óptico, Zemax, que nos ha permitido simular este prototipo proporcionando toda la información de los haces gaussianos a lo largo de ambos brazos del interferómetro y diseñar todos sus elementos ópticos (espejos planos, radios de curvatura y focales de los espejos esféricos, divisores de haz...). Posteriormente con esta simulación, se ha montado en el laboratorio dicho interferómetro para comparar experimentalmente que los haces medidos son los mismos que obtuvimos mediante las simulaciones hechas con el Zemax y, por tanto, se ha validado el uso de este software para el diseño de este tipo de esquema interferométricos. Finalmente, realizamos un estudio para evaluar la capacidad de sustracción de las vibraciones mecánicas que perjudican la medida de fase debido, único y exclusivamente, a la influencia del plasma. Para ello, se ha proporcionado un golpe sobre la mesa óptica y se observó como las dos longitudes de onda siguen las mismas vibraciones permitiendo cancelar correctamente las variaciones de fase obteniendo un error residual promedio de la integral de densidad de línea de $0.59 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ cumpliendo uno de los requisitos de este diseño.

Además, cabe comentar la influencia de los sistemas de detección que escogimos para evaluar la metodología de diseño y determinación de la resolución espacial. El array escogido para la medida de señales heterodinas del frente de onda de He-Ne fue un array lineal de 35 elementos PIN (S4114-35Q de Hamamatsu) que posee las características necesarias para nuestro experimento (ancho de banda, dimensiones de los elementos, separación de 1 mm entre elementos adyacentes y responsividad). Para la detección heterodina de las señales de CO₂, se diseñó y fabricó en colaboración con Vigo System S. A. un array lineal fotovoltaico a medida según nuestras especificaciones (32 elementos, separación entre elementos de 1 mm, gran ancho de banda y alta responsividad), haciendo así que sea el único array lineal de estas características empleado para la medida de densidades electrónicas hasta el momento.

Para la medida de fase del frente de onda interferencial se ha usado un detector de fase IQ multicanal basado en tecnología FPGA de alta precisión (1/3600 de franja de CO₂) que es uno de los requisitos que demandábamos a nuestro sistema de detección.

Por tanto, podemos concluir que hemos conseguido desarrollar una metodología de diseño óptico capaz de diseñar esquemas interferométricos de dos longitudes de onda mediante herramientas software, poder evaluar las principales limitaciones que presentan los interferómetros de haz expandido, estudiar la reconstrucción de perfiles espaciales del frente de fase con alta resolución espacial (del orden de milímetros), y evaluar la cancelación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas con alta precisión.

CAPÍTULO IV.

DISEÑO DEL INTERFERÓMETRO HETERODINO DE CO₂/Nd:YAG MULTICANAL DE HAZ EXPANDIDO EN EL TJ-II.

IV.1. Introducción.

Como se comentó en la introducción, la presente tesis doctoral se enmarca dentro del proyecto del Plan Nacional de I+D+i ENE2006-13559/FTN cuyo título es “Interferometría láser heterodina de alta resolución espacial para medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión: Sistema multicanal de haz expandido para el stellarator TJ-II” financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación. Este proyecto perseguía el diseño, calibración e instalación en el Stellarator TJ-II de un sistema interferométrico láser con dos longitudes de onda (CO₂, $\lambda_{\text{medida}}=10.6 \mu\text{m}$; He-Ne, $\lambda_{\text{vibrac}}=0.633 \mu\text{m}$) para la medida de perfiles de densidad electrónica de muy alta resolución espacial.

A partir del actual sistema interferométrico heterodino monocanal de dos longitudes de onda, instalado y operativo en el TJ-II, se pretendía, primero, aumentar la alta resolución en la medida de fase del mismo (1/300 de franja) hasta el límite de 1/1000 de franja y, posteriormente, mediante el estudio y la calibración de los frentes de ondas interferenciales heterodinios del haz de medida y de referencia, extender dicha resolución a un sistema multicanal de 32 canales de medida con una separación entre líneas de visión de 1~5 mm que permita el estudio de variaciones del plasma de este tipo de escala. El objetivo último era instalar en el TJ-II un sistema interferométrico heterodino de dos longitudes de onda, multicanal y de haz expandido basado en fuentes láser infrarrojas, con muy alta resolución espacial y en la medida de fase, y que operara como diagnóstico rutinario para la obtención del perfil de densidad electrónica en el Stellarator TJ-II.

Este capítulo va a describir el diseño y la instalación de dicho interferómetro heterodino multicanal de haz expandido para el Stellarator TJ-II utilizando la metodología descrita y validada en el capítulo anterior. Para ello, se comienza con una breve descripción de dicho dispositivo de fusión donde se comenta principalmente las condiciones de contorno que impone la máquina de cara al diseño del sistema interferométrico multicanal. A continuación, se muestra el diseño del brazo de medida del interferómetro en función de las condiciones y las especificaciones del sistema como primer paso de la metodología presentada. Posteriormente, se describe el sistema óptico del interferómetro diseñado usando las herramientas ópticas comentadas en el apartado anterior.

En la siguiente sección de este capítulo, se describe la instalación del interferómetro de haz expandido en el TJ-II y se compararán las características gaussianas experimentales frente a las simulaciones para validar el diseño realizado con el programa Zemax. Tras la instalación del interferómetro se procede a la determinación de la resolución espacial basándonos en la teoría de formación de imágenes desarrolladas en el capítulo III mediante simulaciones basadas en Zemax para confirmar la validez de la metodología de diseño.

En la tercera parte de este capítulo se comentarán los sistemas auxiliares de detección de las señales interferenciales heterodinas de ambas longitudes de onda. Posteriormente, se describirá la etapa de procesamiento de señal necesaria para obtener unos niveles de señal adecuados para asegurarnos el correcto funcionamiento del detector de fase. Finalmente, se presentará el detector de fase multicanal desarrollado en el CIEMAT con el cual se va a utilizar para la medida de fase.

IV.2. Diseño del sistema óptico interferométrico heterodino láser de dos longitudes de onda multicanal de haz expandido para el stellarator TJ-II.

IV.2.1. *El Stellarator TJ-II. Laboratorio Nacional de Fusión.*

El Heliac flexible TJ-II ($B(0) \leq 1.2T$, $R(0) = 1.5m$, $a \leq 0.22m$) es un Stellarator de tamaño medio y eje helicoidal instalado en el Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) en su sede de Madrid [IV-1]. Este dispositivo de fusión ofrece características únicas que hacen de él una herramienta muy útil para la investigación de fenomenología compleja que interrelaciona el campo magnético, inestabilidades configuración magnética y transporte en plasmas de fusión [IV-1]. El campo toroidal se configura con 32 bobinas y el giro tridimensional del eje central de la configuración se genera mediante dos bobinas centrales: una circular y otra helicoidal. La posición horizontal del plasma se controla mediante las bobinas de campo vertical (bobinas toroidales). La acción conjunta de estos campos magnéticos genera superficies magnéticas con forma de “judía” que guían las partículas del plasma para que no choquen con las paredes de la cámara de vacío. En la Figura IV.1 se muestra una visión lateral del esquema de las bobinas toroidales y poloidales y, la disposición de los puertos en la máquina de fusión TJ-II. En la figura IV.2 se muestra un detalle de la configuración helicoidal del plasma (cuatro periodos).

Para calentar el plasma del TJ-II se utilizan dos sistemas de calentamiento: uno de microondas sintonizadas a la frecuencia ciclotrónica de los electrones (ECH, 1MW) y otro basado en la inyección de haces de átomos neutros de hidrógeno (NBI, hasta 4 MW). La duración de las descargas típicas en el TJ-II supera los 0.5 segundos.

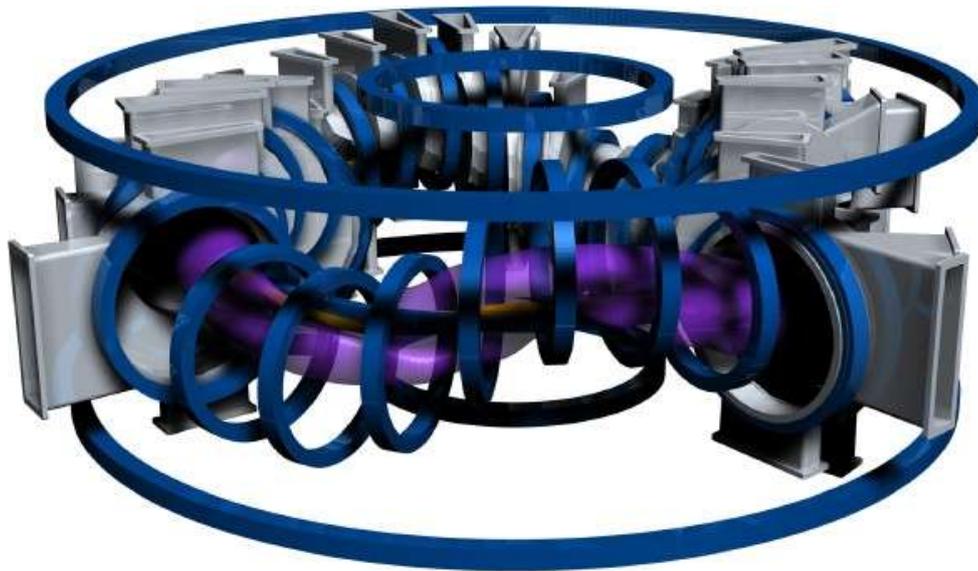


Figura IV.1: Vista lateral del experimento TJ-II donde se puede observar los puertos de acceso para los distintos diagnósticos [IV-2].

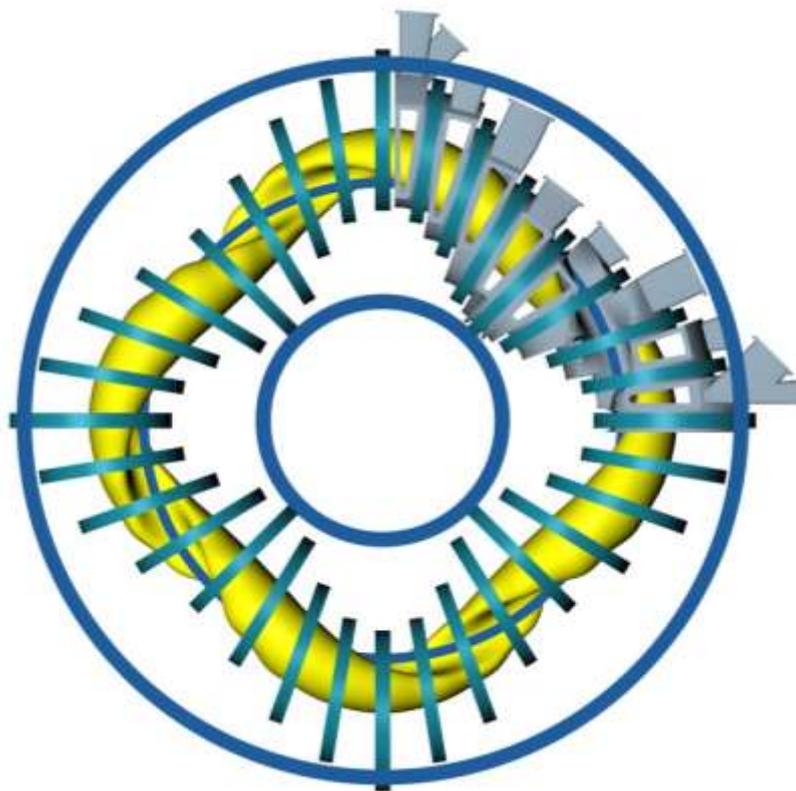


Figura IV.2: Vista superior del TJ-II donde se puede observar los 4 periodos del plasma [IV-2].

La finalidad del programa experimental del TJ-II es profundizar en la física de un dispositivo con eje magnético helicoidal y con gran flexibilidad en las configuraciones magnéticas. Se abordan problemas de la física de plasmas magnéticamente confinados, de gran interés para la comunidad de fusión [IV-2]. Sus

principales características son: (a) potencial para operar con un alto beta (β se define como el cociente entre la presión del plasma y la presión del campo magnético y es proporcional al cociente entre la energía térmica y la energía magnética del plasma. Por tanto, un alto valor de beta significa un buen rendimiento de la máquina), (b) flexibilidad, es decir, su transformada rotacional puede variarse sobre un amplio rango (la transformada rotacional es el ángulo promedio en dirección poloidal girado por las líneas de campo de una superficie magnética determinada, al dar una vuelta alrededor del toro) y, (c) sección eficaz del plasma en forma de judía [IV-3].

El TJ-II tiene unos accesos para diagnósticos excelentes (96 puertos) con grandes ventanas de acceso al plasma de diferentes formas (rectangulares y cuadradas) de gran tamaño que permiten la instalación de numerosos diagnósticos. Sin embargo, presenta varios factores limitantes, principalmente, la gran distancia desde el plasma a los puertos de diagnósticos, la estructura del plasma total en tres dimensiones y una fuerte interacción plasma-pared en la protección del conductor central (hard-core). Esto hace que la mayoría de los diagnósticos estándar sean extremadamente complicados [IV-4]. En la Figura IV.3 se puede observar una imagen del Stellarator TJ-II y sus diagnósticos.

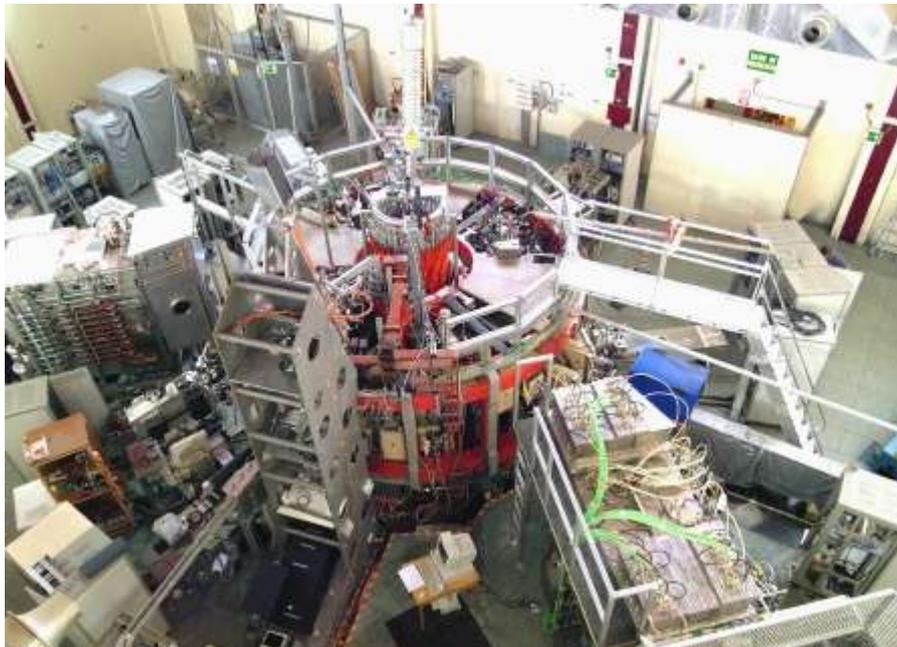


Figura IV.3: Imagen del Stellarator TJ-II [IV-2].

El TJ-II posee dos diagnósticos interferométricos para la medida de la integral de densidad de línea: el interferómetro de microondas ($\lambda=2.14$ mm) y el interferómetro heterodino monocanal de dos longitudes de onda (10.6 $\mu\text{m}/1.064$ μm). La integral de densidad de línea en el interferómetro de microondas se deduce del cambio de fase acumulado en el haz de medida y la longitud teórica de la inserción del haz de medida con el plasma (obtenido de la geometría magnética en el vacío). Este interferómetro, situado en el puerto B8, proporciona una traza temporal de densidad electrónica del orden 10^{19} m^{-3} y la señal medida es menos fiable para altas densidades (por encima de $2-3 \times 10^{19}$ m^{-3}) debido al efecto acumulativo de saltos de franja espurios [IV-5]. El interferómetro heterodino monocanal de $\text{CO}_2/\text{Nd:YAG}$, situado en el puerto B1, es capaz de medir densidades desde 10^{18} m^{-3} hasta más de 5×10^{19} m^{-3} llegando a alcanzar un error en la medida de la integral de línea de densidad electrónica de $\pm 2 \times 10^{-17}$ m^{-2} . Por tanto, para bajas densidades se obtienen resultados similares entre las medidas de ambos interferómetros [IV-5].

IV.2.2. Condiciones de contorno impuestas por el TJ-II previas al diseño del interferómetro multicanal de haz expandido.

Antes de empezar el diseño del interferómetro de haz expandido, se presenta el escenario que nos encontramos inicialmente y del cual partiremos para diseñar e instalar dicho interferómetro en el TJ-II. Por tanto, se comentan las condiciones iniciales y las restricciones físicas que nos impone la máquina (mesa óptica, dimensiones del puerto de acceso al plasma, ventanas superiores e inferiores de dicho puerto, etc...) ya que estas limitaciones son las que determinan principalmente el diseño óptico.

IV.2.2.1. CONDICIONES INICIALES PARA EL DISEÑO E INSTALACIÓN DEL INTERFERÓMETRO MULTICANAL DE HAZ EXPANDIDO.

A la hora de diseñar el sistema interferométrico multicanal para la medida de perfiles de densidad electrónica en el TJ-II, partiremos de unas condiciones iniciales que pretenden establecer una metodología para desarrollar dicho diseño y su posterior instalación. Estos condicionantes han ido evolucionando a lo largo del proyecto desde su concepción hasta el comienzo de la instalación.

En primer lugar, partimos del interferómetro láser heterodino monocanal de dos longitudes de onda (CO₂/He:Ne) que fue instalado a finales de la campaña de 1999 [IV-6] y que estuvo operativo hasta agosto 2009 sufriendo cambios y mejoras desde su situación inicial hasta su desmantelamiento desde el punto de vista de diseño óptico e instrumental: sustitución de la fuente láser de CO₂ (inicios del 2006) por otro láser estabilizado en potencia, la fuente láser de He:Ne (0.633μm) fue sustituida por una de Nd:YAG (1.064μm) en el año 2006 como segunda longitud de onda para la compensación de las vibraciones mecánicas quedando relegada como soporte para el alineamiento. Además, el espejo situado en la ventana superior del puerto pasa de ser un espejo circular de diámetro de 100mm posicionado fuera del puerto a ser un espejo rectangular que ocupa toda la ventana posicionado dentro del puerto.

A continuación, se describe brevemente la evolución desde la idea inicial del diseño óptico hasta el comienzo de la instalación de éste.

La idea inicial al comienzo del proyecto (Octubre de 2006) era crear un interferómetro de haz expandido de CO₂/He:Ne que cubriese toda la ventana (300 mm de largo) de acceso inferior del puerto B1 y así iluminar una mayor sección del plasma. Es decir, partir del interferómetro monocanal existente y convertirlo en multicanal con las mismas longitudes de onda de partida. A lo largo del proyecto se han ido elaborando diferentes diseños ópticos con el programa Zemax hasta el diseño final (finales de Marzo 2009) en función de las dimensiones de la mesa óptica donde estaba instalado el sistema monocanal y del puerto B1.

Tras varias reuniones, se decidió que los dos interferómetros se instalasen en la misma mesa óptica (4200×1500 mm²) aprovechando sus dimensiones y atacar al plasma por el mismo puerto (B1). También se optó por reutilizar y compartir el máximo número de componentes del sistema actual (mismas fuentes láser, moduladores acustoópticos (AOMs), combinadores de haces). Respecto a las fuentes láser, la idea era que se dividiesen los haces a los dos interferómetros a la salida de los AOMs de tal forma que los de mayor potencia óptica fuese para el sistema de haz expandido y los de menor potencia para el sistema monocanal. Para atacar al plasma por la misma ventana inferior del puerto B1, se debía utilizar dos sistemas periscópicos a dos alturas, uno para cada interferómetro y compartir el espejo situado en la ventana superior del puerto. Por

tanto, el haz expandido debe ocupar 100 mm de la ventana de acceso (en la dimensión vertical) y el resto de la ventana para el sistema monocanal. En Agosto de 2009, el interferómetro monocanal fue desmantelado ya que había que reestructurar la posición de los diferentes sistemas optomecánicos, fuentes láser y AOMs debido al espacio físico que ocupan las nuevas monturas y sus correspondientes espejos del interferómetro multicanal. Finalmente, el interferómetro monocanal no fue instalado.

A medida que se tomaban estas decisiones, la idea original del desarrollo del diseño óptico ha ido evolucionando hasta obtener una concepción final del sistema interferométrico multicanal. Por tanto, tras todos estos condicionantes, el objetivo es el diseño de un interferómetro heterodino multicanal de haz expandido de CO₂/Nd:YAG cuyo haz de medida es de 100mm de largo e instalado debajo del puerto B1 en la mesa óptica del diagnóstico interferométrico anterior.

IV.2.2.2. CONDICIONES DE CONTORNO IMPUESTAS POR EL TJ-II.

Una vez que sabemos la localización del experimento y sus condicionantes iniciales, comentamos más detalladamente las restricciones impuestas por la propia máquina. Respecto a las condiciones de contorno que impone el puerto B1, que es por donde queremos iluminar el plasma, hay que tener en cuenta los accesos del puerto. La ventana de ZnSe del acceso inferior se mantiene igual que en el interferómetro monocanal (Figura IV.4) pero cabe destacar otro cambio importante que condiciona el diseño. Una importante variación del experimento anteriormente citada fue la inserción del espejo superior dentro del puerto, sustituyendo al antiguo espejo plano-circular que estaba fuera del puerto situado sobre la ventana de acceso superior y eliminando la ventana de ZnSe situado en dicha localización. Este nuevo espejo está fijado a una montura con selectores de posición angular que permiten el alineamiento de dicho espejo para redirigir correctamente el haz de medida de nuevo a la ventana inferior del puerto. Además, sus dimensiones son de 300×50 mm² por lo que es capaz de cubrir toda el área de la ventana de acceso.

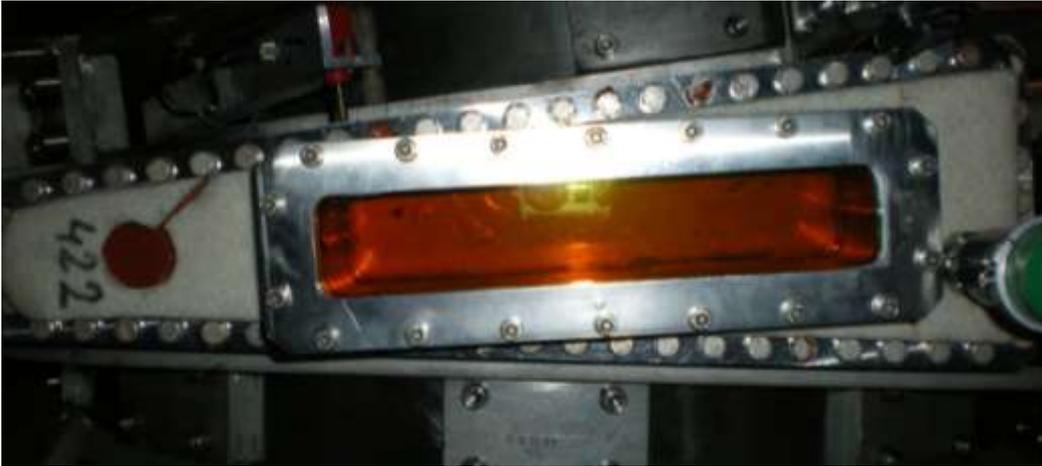


Figura IV.4: Ventana inferior de ZnSe de acceso al plasma del puerto B1.

En la figura IV.5 se puede ver un detalle del espejo superior del puerto B1 fotografiado desde la ventana de acceso inferior.

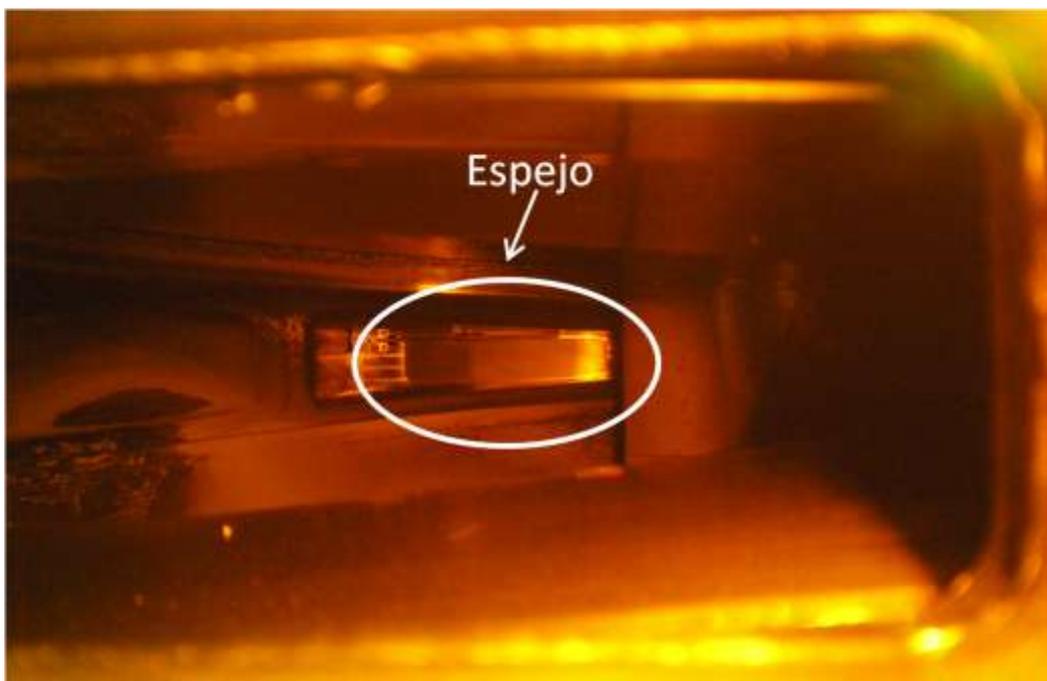


Figura IV.5: Vista del puerto B1 desde la ventana de acceso inferior y detalle del espejo superior donde se refleja el haz expandido.

Por tanto, debido a estas restricciones que impone el puerto de acceso al plasma, el haz expandido ha de ser rectangular o elíptico de un ancho no superior a 15 mm para evitar que impacte contra los bordes de la ventana de tal forma que el spot del haz de medida no salga fuera del área del espejo superior y además que el haz de bajada baje

con un ángulo lo suficientemente estrecho para que seamos capaces de sacarlo fuera del periscopio y posteriormente recombinarlo con el haz de referencia.

Conocidas las condiciones que la propia máquina impone al diseño y a las decisiones tomadas, se resume en la siguiente tabla IV.1 las restricciones y las principales características a tener en cuenta para iniciar el diseño.

RESTRICCIONES	DISEÑO
Dimensiones de la mesa óptica	Fuentes láser de medida: CO ₂ y Nd:YAG
Tamaño de las ventanas del puerto B1	Uso de fuente láser de He:Ne para alineamiento
Tamaño del espejo superior	Dimensiones de los haces de medida en plasma: 100 mm

Tabla IV.1: Lista de restricciones y características de diseño a tener en cuenta para el diseño óptico del interferómetro de haz expandido.

IV.2.3. *Diseño del interferómetro. Simulaciones de la propagación.*

Para el diseño del interferómetro de haz expandido repetiremos la misma metodología que hemos desarrollado y validado en el capítulo anterior para el prototipo interferométrico heterodino de haz expandido de CO₂/He:Ne. Entonces, iniciamos el diseño a partir de las características gaussianas de las fuentes láser. Por tanto, el primer objetivo es diseñar el brazo de medida mediante un sistema telescópico de magnificación de tal forma que el haz con el que se ilumina la sección de plasma que deseamos analizar sea de 100 mm de largo. Posteriormente, diseñamos el sistema telescópico de demagnificación para que el haz de medida ilumine toda el área sensible de los arrays detectores permitiendo así tener una resolución espacial del orden de milímetros. Los arrays detectores que vamos a utilizar para la medida de las señales heterodinas de ambas longitudes de onda son los mismos que se han caracterizado y usado en el prototipo interferométrico del capítulo III. Posteriormente, se validará la resolución espacial del diseño realizado mediante el programa Zemax para validar la metodología de diseño de este interferómetro.

En primer lugar partimos de las características de los láseres que nos proporcionan los fabricantes. Las fuentes láser son las siguientes: para la longitud de onda de medida se emplea un láser de CO₂ de la compañía Access Laser Company modelo Merit ($\lambda=10.6 \mu\text{m}$, potencia de salida 9W, diámetro del haz = 2.4 mm, divergencia del haz – ángulo total = 5.5 mrad) y, para la longitud de compensación de vibraciones mecánicas, un láser de Nd:YAG modelo IRCL-300-1064-S de la compañía Crystal Laser ($\lambda=1.064 \mu\text{m}$, potencia de salida 0.3W, diámetro del haz = 0.45 mm, divergencia del haz – ángulo total = 3.6 mrad). Además, hay una tercera fuente láser auxiliar (He-Ne: 0.633 μm) que se utiliza como ayuda al alineamiento del sistema y, también, para estudiar por separado fenómenos relevantes a los diagnósticos interferométricos que es, además, un objetivo de este sistema, por ejemplo: la influencia del speckle en la resolución espacial, difracción debido a las aperturas y la variación del índice de refracción asociado al calentamiento de la ventana de acceso al plasma de seleniuro de cinc (ZnSe) [IV-8]. En la tabla IV.2 se resumen las características ópticas de estos láseres:

Modelo de Láser	Melles Griot 05-LHP-991	Access Laser Company Modelo Merit	Crystal Laser IRCL-300-1064-S
Longitud de onda (μm)	0.633	10.6	1.064
Anchura de haz (mm)	1.23	2.4 \pm 1	0.45
Divergencia – Ángulo Total (mrad)	0.66	5.5 \pm 1	3.6

Tabla IV.2: Características de los láseres de He-Ne y CO₂ empleados en el prototipo.

Una vez que conocemos las características gaussianas de las fuentes láser que vamos a utilizar en el interferómetro, el tamaño de la mesa óptica donde va a ser instalado y las dimensiones de las ventanas de acceso al plasma, pasamos a diseñar el esquema óptico del interferómetro de haz expandido.

La primera parte del diseño va a ser la configuración del haz de medida en función del tamaño del puerto de entrada y los requisitos iniciales. Como se ve en la tabla IV.2, la divergencia de ambas longitudes de onda son bastante diferentes por tanto, lo primero que hay que hacer es configurar uno de los dos haces para que tengan las mismas características gaussianas para que se propaguen de la misma manera a lo largo del interferómetro. La manera más sencilla es colocar un expansor de haz que modifica la anchura de haz y la divergencia del haz de salida del láser de Nd:YAG.

Después de igualar las características gaussianas de ambas longitudes de onda, procedemos a la configuración del haz de medida. Entonces, lo que hacemos es magnificar tanto el haz de CO₂ como el de Nd:YAG mediante un sistema de magnificación para alcanzar los 100 mm en la dimensión vertical de los haces de medida. Para ello, utilizamos un sistema óptico que consiste en un par de espejos esféricos, uno convexo ($f_1 = -500\text{mm}$) y el otro cóncavo ($f_2 = 3500\text{ mm}$) de diámetros 2” (50.4 mm) y 7” (177.8 mm) respectivamente. De esta forma conseguimos una magnificación de $\times 7$. Como la ventana de acceso al plasma tiene un ancho de 50 mm, tenemos que conseguir un haz rectangular de subida, para ello utilizamos una apertura rectangular (100 \times 10 mm²) para conformar un haz de medida rectangular que pueda subir y bajar por la cámara de vacío sin incidir en las paredes del puerto. En la figura IV.6 podemos observar la simulación de los haces de CO₂ (color azul), Nd:YAG (color

verde) y He-Ne (color rojo) donde vemos que los tamaños de los tres haces tienen las mismas dimensiones ($104 \times 10 \text{ mm}^2$ aproximadamente) en ese punto. Estos haces salen magnificados y colimados haciéndolos propagarse a 10.13 metros que es la distancia que hay de la mesa óptica hasta el espejo superior más la bajada de nuevo hasta la mesa. Mediante un conjunto de espejos planos y optimizando sus tamaños para evitar que el haz de medida choque con otros espejos, se dirige hacia una zona de la mesa óptica donde se colocará el sistema de demagnificación y la zona de detección de señales.

A continuación se diseña el sistema de demagnificación para configurar la imagen del plasma sobre los detectores en función de las dimensiones de la mesa óptica ya que las monturas y los espejos del sistema de magnificación son bastante grandes. Además, este sistema de demagnificación debe proporcionar un haz lo más colimado posible para que ilumine toda el área sensible de los arrays detectores, tener bien definidas las líneas de visión y obtener así una alta resolución espacial.

Como las dimensiones de los arrays son de 35 mm en la dimensión vertical, los haces de medida son demagnificados un factor $\times 3.5$ mediante un sistema telescópico formado por un par de espejos esféricos cóncavos fuera de eje de 5" (127 mm) y 2" (50.8 mm) de diámetro ($f_3 = 1750 \text{ mm}$; $f_4 = 500 \text{ mm}$). En la figura IV.7 se muestra el tamaño de los haces cuando llegan al divisor de haz, tras recorrer, 3.7 metros desde la salida del sistema de demagnificación, donde se recombinan los haces de medida con los de referencia. En total, la distancia que recorren ambos haces por los brazos del interferómetro hasta el divisor de haz donde se hacen interferir es de 26 metros aproximadamente. En el siguiente apartado, se comenta la instalación de dicho interferómetro en el TJ-II.

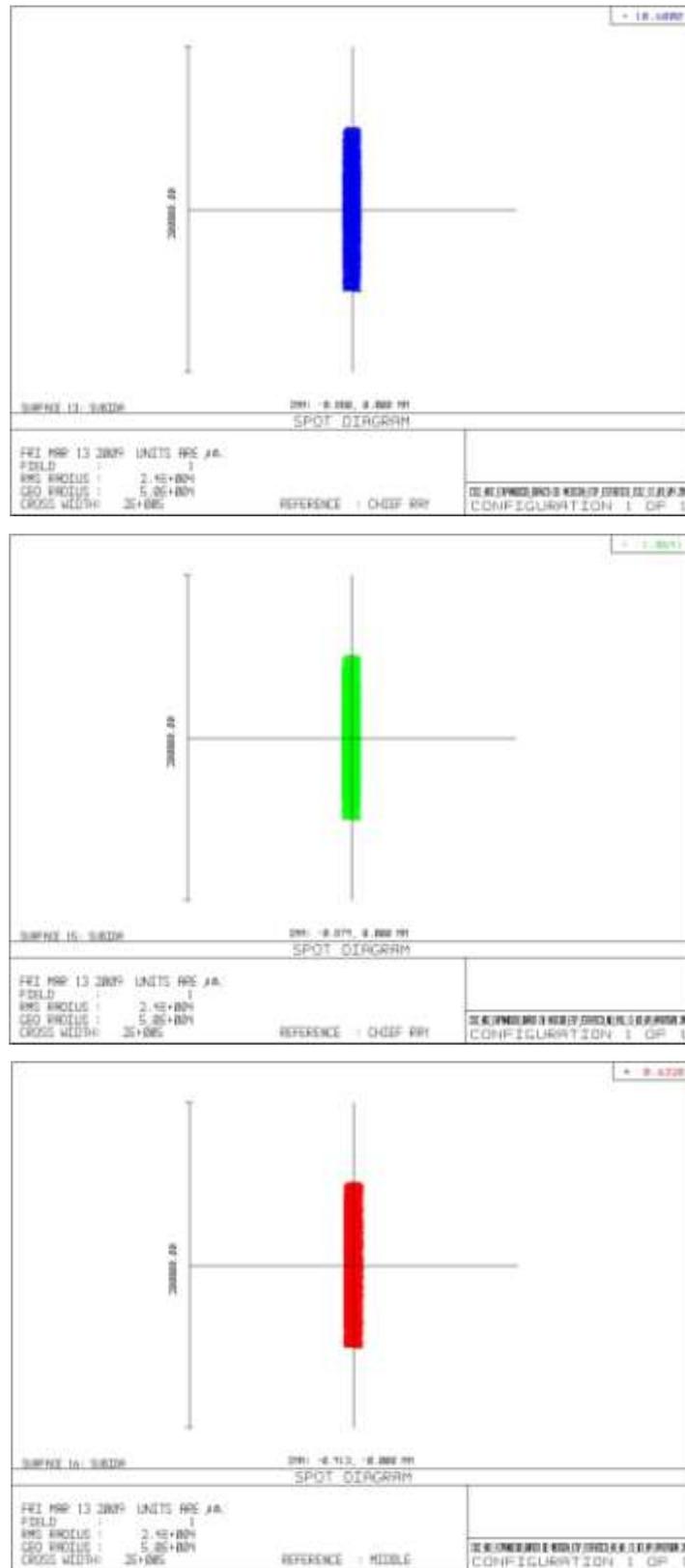


Figura IV.6: Simulación de los haces de medida cuando atraviesan el centro del plasma (azul: CO₂; verde: Nd:YAG; rojo: He-Ne).

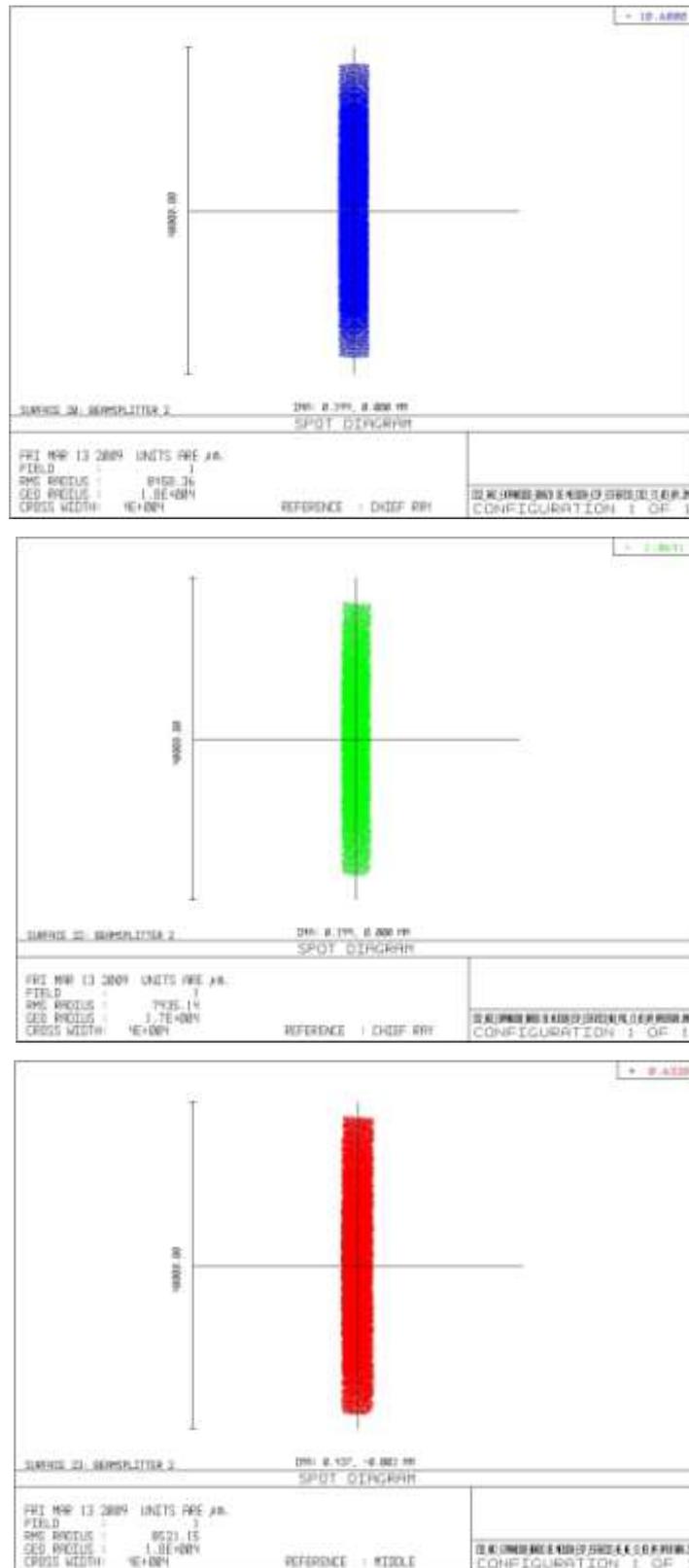


Figura IV.7: Simulación de los haces de medida cuando llegan al divisor de haces donde se recombinan con los haces de referencia (azul: CO₂; verde: Nd:YAG; rojo: He-Ne).

IV.3. Diseño del sistema óptico del interferómetro.

Una vez simulada la propagación de los haces a lo largo del interferómetro realizada con Zemax, se procede al diseño del interferómetro heterodino multicanal de haz expandido. La dificultad que presenta la instalación de todos los elementos ópticos respecto a la simulación es colocar realmente toda esta óptica de gran tamaño sobre la mesa ya que debido no sólo por sus dimensiones que se han tenido en cuenta en la simulación sino también lo que ocupan físicamente las monturas donde van albergados. Prácticamente casi toda la óptica fue hecha a medida lo que elevó el coste y el tiempo de fabricación, sobre todo los espejos de gran tamaño y a las especificaciones tan concretas que demanda nuestro diseño. Además, hay que tener en cuenta que la mesa óptica posee una caja metálica atornillada sobre ella con la finalidad de proteger la óptica y además, debido al tipo de láseres que se utilizan (clase IV), el recorrido de los haces tienen que estar encerrados por normas de seguridad.

Partiendo de las simulaciones del Zemax se observa que el haz expandido alcanza un tamaño de 148 mm de diámetro tras el sistema de magnificación y, posteriormente, de 104 mm después de la apertura hasta el sistema de demagnificación. Debido a las dimensiones de estos haces, nos fuerza a elevar en altura todo el montaje experimental para que los haces no choquen contra la propia mesa, de esta manera el eje central de todo el sistema óptico estará a una altura de 167.4 mm respecto a la mesa óptica donde va a ser instalado. Para ello, será necesario construir unas bases, postes y monturas específicamente para cada elemento del sistema óptico. El trabajo de fabricación de todas estas piezas ha sido realizado principalmente en el taller del Laboratorio Nacional de Fusión (LFN) – CIEMAT. En el Anexo V se pueden ver los planos de las monturas, bases y sistemas de alzado de todos los elementos ópticos, de los láseres y de los moduladores acústicos empleados en el interferómetro. A continuación, se describe el esquema experimental.

La Figura IV.8 muestra el interferómetro láser heterodino multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda ($\text{CO}_2/\text{Nd:YAG}$).

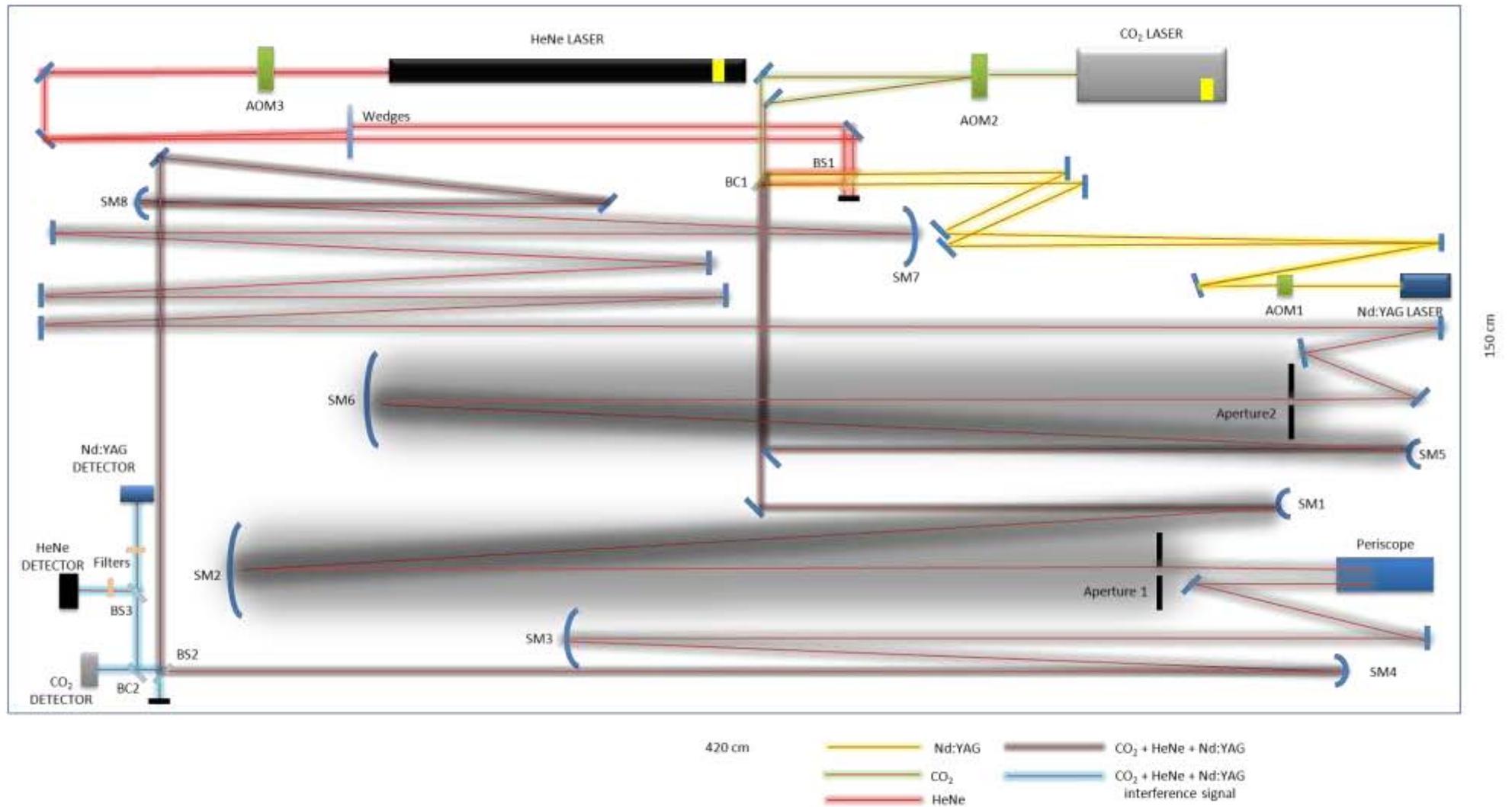


Figura IV.8: Esquema óptico del interferómetro láser heterodino multicanal.

En esta descripción de la instalación del interferómetro nos centraremos en las dos longitudes de onda de medida CO₂ y Nd:YAG ya que el láser de He:Ne sólo se emplea para alinear el sistema óptico.

A continuación se presentan dos tablas (Tabla IV.3-4) de todos los elementos ópticos empleados en la instalación del interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda. En la tabla IV.3 se referencian la óptica antes del combinador de haz BC1 y también la óptica cuando se recombinan los dos haces de ambos brazos del interferómetro en el divisor de haz BS3. En la tabla IV.4 se nombran todos los elementos ópticos que componen cada uno de los brazos del interferómetro.

INICIO DEL INTERFERÓMETRO
Fuentes láser de CO ₂ , Nd:YAG y He-Ne con sus correspondientes moduladores acustoópticos (AOM1, AOM2 y AOM3)
2 espejos circulares de cobre de 1"
10 espejos circulares de BK7 de 1"
1 espejo circular de BK7 de 2"
1 cuña óptica de 1"
1 divisor de haz de 2"
Combinador de haz de 2" de ZnSe
FINAL DEL INTERFERÓMETRO
Divisor de haz de ZnSe de 2"(BS2)
Combinador de haz de 2" de ZnSe
Divisor de haz/Filtro visible-IR
Divisor de haz de 2"(BS3)

Tabla IV.3: Elementos ópticos comunes al inicio y al final del interferómetro (1" = 25.4mm).

BRAZO DE MEDIDA	BRAZO DE REFERENCIA
1 Espejo plano circular de 1" de cobre	1 Espejo plano de 1" de cobre
Sistema de magnificación (SM1-SM2): Espejo esférico convexo de 2" de cobre Espejo esférico cóncavo de 7" de cobre	Sistema de magnificación (SM5-SM6): Espejo esférico convexo de 2" de cobre Espejo esférico cóncavo de 7" de cobre
Apertura ref.1 (10×100 mm ²)	Apertura ref. 2(10×100 mm ²)
Espejo plano del periscopio de cobre (177.8×101.6×30 mm ³)	8 espejos planos rectangulares(5"×2")
Espejo plano superior de cobre	Sistema de demagnificación (SM7-SM8): Espejo esférico cóncavo de 5" de cobre Espejo esférico cóncavo de 2" de cobre
2 espejos planos rectangulares (5"×2")	2 espejos planos circulares de 2" de cobre
Sistema de demagnificación (SM3-SM4): Espejo esférico cóncavo de 5" de cobre Espejo esférico cóncavo de 2" de cobre	---
2 espejos planos circulares de 2" de cobre	---

Tabla IV.4: Elementos ópticos que componen cada uno de los brazos del interferómetro (1" = 25.4mm).

IV.3.1. Instalación del interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda en el TJ-II.

Los haces emitidos desde las fuentes láser de CO₂ y Nd:YAG pasan a través de sus correspondientes moduladores acustoópticos separando los haces de entrada en uno orden cero y otro de orden primero de difracción con una separación en frecuencia de 40 MHz para CO₂ (IntraAction Corp. AGM-406B1) y 39.95 MHz para Nd:YAG (Isomet 1201E-2). Un detalle de las fuentes láser, sus correspondientes AOMs y parte del recorrido del haz de Nd:YAG antes de la recombinación puede verse en la Figura IV.9. En dicha figura se puede ver el posicionamiento de estos elementos sobre la mesa óptica y, las bases y monturas construidas en duraluminio para todos estos elementos (ver figuras AV.1 - AV.4 del anexo V). Además se puede observar como el haz del Nd:YAG recorre más distancia antes del combinador de haz BC1 para igualar la divergencia del haz de CO₂.

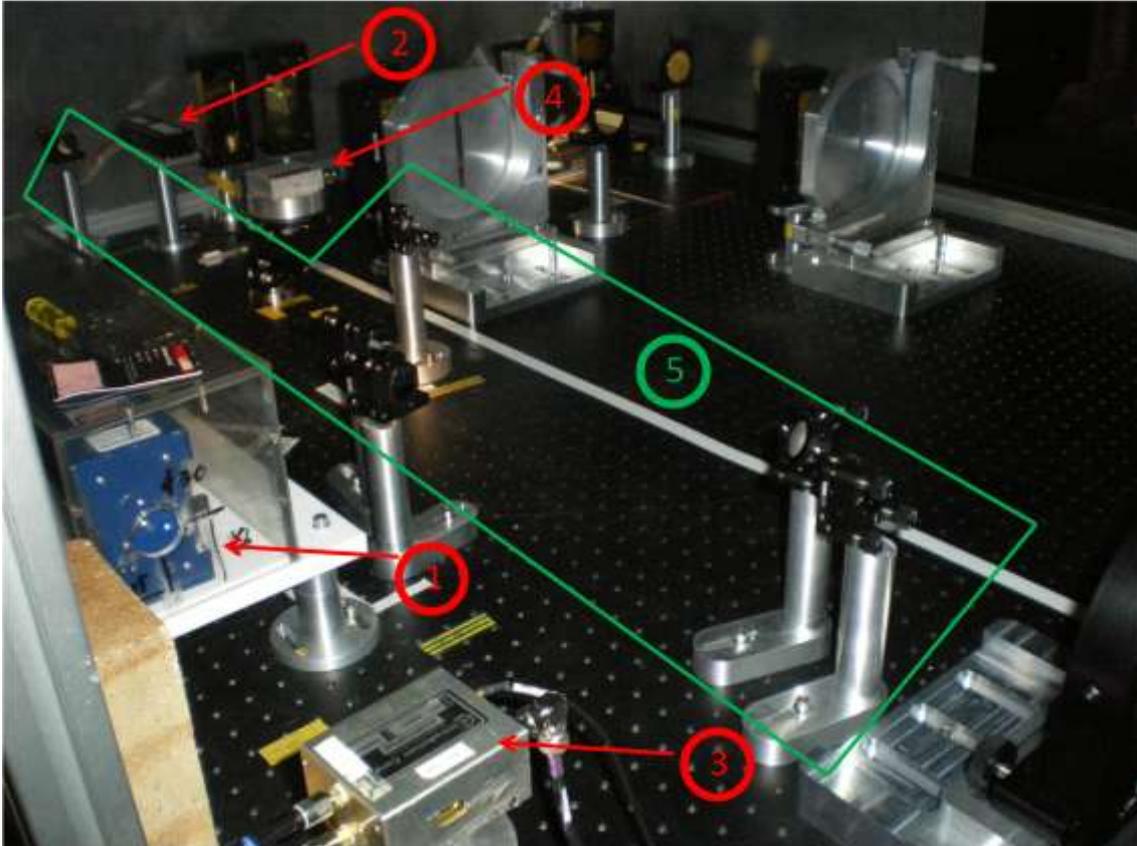


Figura IV.9: Detalle de las fuentes láser de CO₂ (1) y de Nd:YAG (2), sus correspondientes moduladores acústicos (3-4) y del camino extra que recorre el haz de Nd:YAG antes de combinarse ambos haces (5).

Para ello, se utilizan espejos de 1" que permiten separar los dos haces que salen del AOM y controlarlos tanto en posición como en dirección (ver piezas de alzado para óptica de 1" AV.10 y AV.11 del anexo V).

Tanto en el brazo de referencia como el brazo de medida, los haces son magnificados un factor $\times 7$ mediante un sistema telescópico formado por dos espejos esféricos de cobre con recubrimiento de oro, uno convexo de diámetro de 2" y otro espejo cóncavo de 7". Este hecho causa una disminución en la divergencia para ambas longitudes de onda de tal manera que los haces de medida incrementen insignificamente su tamaño cuando se propagan por el resto del sistema. A la salida de este sistema, el haz sale colimado y con un diámetro de 147 mm y 138 mm para los spots de CO₂ y Nd:YAG respectivamente. Estos dos espejos han sido colocados sobre monturas comerciales, pero en ambos casos ha sido necesario fabricar y colocar dichas monturas sobre una base de aluminio no sólo para poner el centro de los espejos a la

altura del eje del sistema óptico sino que también la ancle a la mesa de tal forma que no se venza debido al peso del espejo más la montura (ver figuras AV.15 y AV.16).

A continuación, los haces de medida y de referencia pasan a través de una apertura rectangular de $10 \times 100 \text{ mm}^2$ para formar por una parte, el spot elíptico que ilumine el plasma (haz de medida) y, por otra parte, que el haz de referencia tenga las mismas características gaussianas y tamaños que el haz de referencia y, por tanto, el tamaño del spot del haz de medida que pasa a través del plasma se mantenga en 104 mm en la dimensión vertical. Tanto la apertura como su montura y su base han sido directamente fabricadas en el taller del CIEMAT ya que no existe de forma comercial dispositivos mecánicos de estas dimensiones. En el anexo V se pueden ver los planos de la apertura y de su montura (figuras AV.5 y AV.6).

Este haz de medida elíptico es dirigido a la ventana de acceso inferior del puerto mediante un periscopio rectangular (Figura IV.10) cuyo espejo plano de cobre con recubrimiento de oro ($177.8 \times 101.6 \times 30 \text{ mm}$) está inclinado a 45° . Tanto el espejo como la montura fueron diseñados a medida para dicho propósito (ver plano de la montura en figura AV.7 del anexo V). El haz de medida es reflejado hacia el acceso inferior del puerto B1, atravesando la ventana de ZnSe de acceso al plasma, la cámara de vacío donde se halla el plasma y, finalmente, es reflejado hacia abajo de nuevo mediante el espejo rectangular situado en la parte superior del puerto (ver Figura IV.5) hasta llegar de nuevo al periscopio.

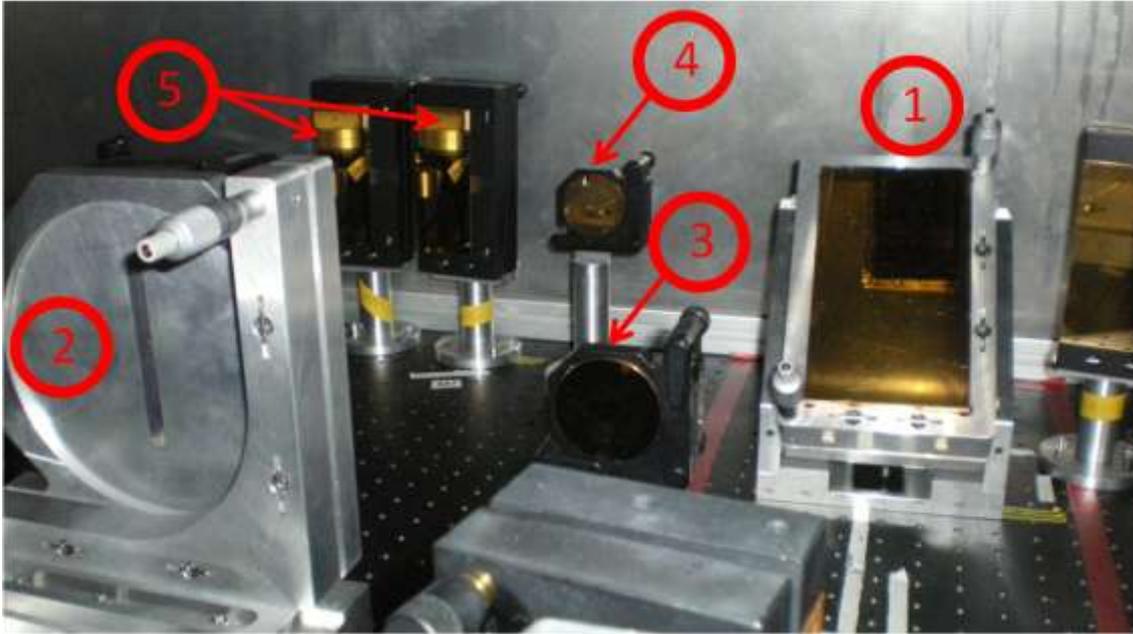


Figura IV.10: Detalle del periscopio rectangular (1) que envía y recoge el haz expandido a través del puerto B1, de la apertura que conforma el haz rectangular (2), de los espejos esféricos convexos SM1 (3) y SM5 (4) de los sistemas de magnificación del brazo de medida y del de referencia respectivamente, y de los espejos rectangulares (5) que propagan el haz de referencia por la mesa óptica.

En la figura IV.10 se observa que la montura del periscopio posee un par de cabezas micrométricas que permiten un ajuste fino de la posición de los haces de subida y de bajada. Los micrómetros (modelos 150-802 y 150-191 de Mitutoyo) y los muelles del periscopio fueron escogidos de tal forma que puedan sostener el peso del espejo sin deformarse (en el caso de los muelles) y mover el espejo más su carcasa de aluminio con un paso muy pequeño (en el caso de los micrómetros). El alineamiento de los haces dentro del puerto mediante el periscopio y el espejo superior es muy crítico ya que, en plena operación, durante la subida del campo magnético el espejo superior se mueve y puede desalinearse el haz de medida perdiendo así las señales interferométricas. En la figura IV.11 se puede ver una representación en 3D de como los haces expandidos viajan a través del puerto B1 atravesando el plasma.



Figura IV.11: *Recreación en 3D del paso del haz expandido de 100mm (color verde) atravesando la sección del plasma (color rojo) que permite iluminar el puerto B1.*

Cuando el haz de medida ha salido del puerto, éste es demagnificado $\times 3.5$ y colimado mediante un sistema telescópico de un par de espejos esféricos cóncavos fuera de eje de 5" (127mm) y 2" (50.8mm) de diámetro ($f_{SM3-SM7} = 1750$ mm; $f_{SM4-SM8} = 500$ mm). El sistema de alzado del espejo de 5" se puede ver en la figura AIV.13 y AIV.14 del anexo V. El brazo de referencia es demagnificado y colimado de la misma manera que el brazo de medida ($\times 3.5$) propagándose por la mesa óptica la misma distancia que recorre el brazo de medida. Para ello, una vez obtenido el haz de referencia elíptico, el camino óptico se realiza mediante un conjunto de espejos planos rectangulares de cobre con recubrimiento de oro hechos a medida (5" \times 2") como se puede ver en la figura AV.8 (Anexo V), al igual que sus monturas, para minimizar y optimizar el espacio físico que ocupan dichos sistemas optomecánicos (ver figuras AV.9 – AV.10 del anexo V).

Después de la demagnificación, ambos haces son dirigidos mediante espejos de 2" plano-circulares hacia un divisor de haz para su recombinación. En la figura IV.12 se puede observar los espejos esféricos de 7" (SM2 – SM6) de los sistemas de

magnificación de ambos brazos del interferómetro, el espejo esférico de 2" del brazo de referencia (SM8) y el espejo esférico de 5" (SM3) del brazo de medida (ambos pertenecientes a los sistemas de demagnificación).



Figura IV.12: Detalle de los espejos esféricos de 2" del sistema de demagnificación (1) del brazo de referencia (SM8), del de 5" (2) del brazo de medida (SM3) y de los de 7" (3) de ambos brazos del interferómetro (SM2 y SM6).

A la salida del divisor de haces, ambas longitudes de onda llegan a un segundo beam combiner de ZnSe (BC2), donde el spot de CO₂ lo atraviesa sin modificar su trayectoria e iluminando el array fotovoltaico, mientras que el spot de Nd:YAG se refleja 90° alcanzando finalmente su correspondiente detector. Los detectores empleados son los anteriormente descritos en el capítulo III (CO₂: PVM 10.6-C; Nd:YAG: S4114-35Q). Los tamaños finales de los spots son iguales a las dimensiones de los arrays detectores (4×35 mm²).

IV.4. Validación experimental del diagnóstico.

IV.4.1. Validación experimental del diagnóstico interferométrico. Verificación de la propagación.

Con el objetivo de validar la metodología de diseño del interferómetro, se compara los valores obtenidos experimentalmente con los simulados mediante el programa de diseño óptico Zemax. La Tabla IV.5 muestra los tamaños verticales de los haces de CO₂ y Nd:YAG en los puntos más importantes del interferómetro de haz expandido como son la salida del sistema telescópico del brazo de medida, el haz de medida en el periscopio para determinar el tamaño antes de iluminar el plasma, el tamaño del haz cuando atraviesa el plasma (este haz fue medido en el brazo de referencia teniendo en cuenta la misma distancia que hay desde el sistema telescópico de magnificación de dicho brazo al plasma) y finalmente los haces de medida y referencia antes de recombinarse en el divisor de haz BS3 tras haber sido demagnificados.

Posición	Longitud de onda	Tamaño vertical (mm)
Salida del Sistema de magnificación del brazo de medida	CO ₂	147
	Nd:YAG	138
Periscopio	CO ₂	98
	Nd:YAG	100
Plasma	CO ₂	104
	Nd:YAG	104
Beam Splitter (Brazo de Medida)	CO ₂	35
	Nd:YAG	34
Beam Splitter (Brazo de Referencia)	CO ₂	36
	Nd:YAG	34

Tabla IV.5: Tamaños verticales de los haces de CO₂ y Nd:YAG en las principales localizaciones del sistema interferométrico.

El tamaño de los haces de cada longitud de onda son medidos con su correspondiente array y con la ayuda de un chopper. Cada array es colocado en una

estación de traslación lineal manual. Este montaje permite al frente de onda ser muestreado usando sus 32 elementos detectores de los arrays, para ajustar las muestras adquiridas a un perfil gaussiano y además, determinar el radio de contorno $1/e^2$, $w(z)$. La diferencia entre las medidas experimentales y simuladas es aproximadamente del 1%. Sin embargo, es importante notar que las dimensiones actuales de los haces a lo largo del diagnóstico se acoplan perfectamente a las simulaciones ópticas preliminares realizadas con el programa Zemax validando la metodología para el diseño óptico del diagnóstico. Cabe destacar la capacidad del Zemax a la hora de la optimización de la instalación del interferómetro ya que nos ha sido de gran ayuda a la hora de posicionar los elementos ópticos con sus monturas sobre la mesa, obtener el tamaño de los haces con los valores deseados y sobre todo para reducir las posibles aberraciones esféricas que surgen al trabajar con sistemas telescópicos fuera de eje (magnificación y demagnificación de los haces).

IV.4.2. Validación experimental del diagnóstico interferométrico. Resolución espacial.

Como se comentó anteriormente en el capítulo III, la localización de las líneas de visión, y por tanto la resolución espacial del sistema interferométrico, se determina mediante la configuración del sistema óptico de demagnificación del haz, las dimensiones de los elementos detectores del array y la separación entre dichos elementos. En el caso de otros interferómetros multicanales de haz expandido, como es el caso del Tokamak Microtor [IV-9] y el Stellarator LHD [IV-10], para determinar experimentalmente la resolución de sus esquemas interferométricos, colocan un obstáculo (una hoja de teflón u otro tipo de plástico) de un determinado tamaño en uno de los brazos del interferómetro localizado a una distancia del sistema de demagnificación que es donde estaría el centro del plasma (plano objeto de dicho sistema óptico). Cuando se ilumina dicho obstáculo, se mide el desfase producido por la inserción del obstáculo en el plano imagen del sistema óptico y, a través de esta medida, son capaces de relacionarlo con el tamaño del objeto de tal forma que determinan la posición y separación de los elementos detectores del array y por tanto la resolución espacial de su sistema interferométrico. Este experimento permite determinar la

separación entre cuerdas en el plasma y calcular el espaciado entre puntos del frente de fase interferencial a posteriori de la instalación del interferómetro [IV-11].

Otra forma de determinar la resolución espacial, es hacer medidas en amplitud en vez de en fase de tal forma que al colocar el objeto en una determinada posición del interferómetro se bloquee cierta área del haz expandido y haga que ciertos elementos detectores de los arrays no reciban señal.

La evaluación de la resolución espacial de nuestro esquema interferométrico lo haremos en dos pasos: Experimentalmente, colocando un obstáculo estudiando la formación de su imagen sobre los detectores y así determinar cuántos detectores se necesitan para muestrear esa imagen y, en segundo lugar, simularemos estos obstáculos en Zemax para determinar la capacidad de este programa para evaluar la resolución espacial.

Para ello, primero colocaremos un par de objetos separados entre sí a una cierta distancia en el brazo de referencia del interferómetro simulando la posición del plasma ya que no tenemos acceso al interior de la cámara de vacío, luego determinaremos la imagen de dichos objetos en la zona donde están situados los sensores, después lo simularemos con el programa Zemax y finalmente se compararán los resultados obtenidos en ambos métodos.

Para la evaluación de la resolución espacial hemos utilizado dos obstáculos rectangulares (8.9 mm de ancho y 20 mm de largo), separados 12 mm situados en el camino del brazo de referencia a la misma distancia que el plasma al sistema de demagnificación (15.2 metros), iluminados con el haz expandido de Nd:YAG ($\lambda_{\text{Nd:YAG}}=1.064 \mu\text{m}$) y se observa la imagen en el detector localizado a 3.8 metros de distancia de la salida de dicho sistema óptico. En la figura IV.13 se puede ver la localización de los obstáculos en el brazo de referencia (imagen de la izquierda) simulando la posición de estos obstáculos como si estuviesen en el centro del plasma (imagen de la derecha).

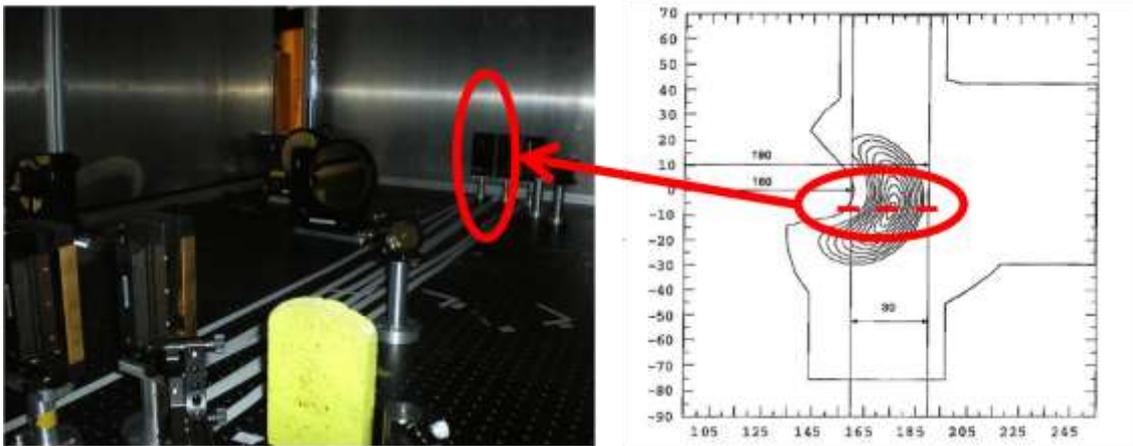


Figura IV.13: Imagen de la posición de los obstáculos en el brazo referencia (izquierda) simulando su posición en el brazo de medida coincidiendo con el centro del plasma (derecha).

Al iluminar los objetos con el haz de Nd:YAG, hace que este experimente sea con iluminación coherente. Si observamos la imagen de dichos obstáculos en el array de Nd:YAG observamos que su imagen está invertida y sus dimensiones son de 3 mm en el eje vertical para los objetos y una separación entre obstáculos de 4 mm. Los efectos por difracción no se aprecian en la imagen obtenida en el plano imagen. Por tanto, la imagen de cada uno de los obstáculos bloquearía las señales en tres elementos del array de Nd:YAG.

Este experimento ha sido simulado mediante el programa Zemax (figura IV.14) para comprobar que los resultados obtenidos experimentalmente coinciden con los simulados. Zemax lo que hace es que al colocar dos obstáculos en una posición determinada separados a cierta distancia, calcula mediante un promedio de densidad de rayos de forma paraxial, aquellos rayos emergentes del plano objeto que atraviesan el sistema óptico sin ser bloqueados por los obstáculos llegando finalmente al plano imagen. Este software no es capaz de proporcionar información de un haz gaussiano (iluminación coherente) cuando se encuentra con un obstáculo o una apertura. Entonces lo que medimos son las dimensiones de las sombras de los obstáculos y la apertura entre ambos con la longitud de onda del Nd:YAG.

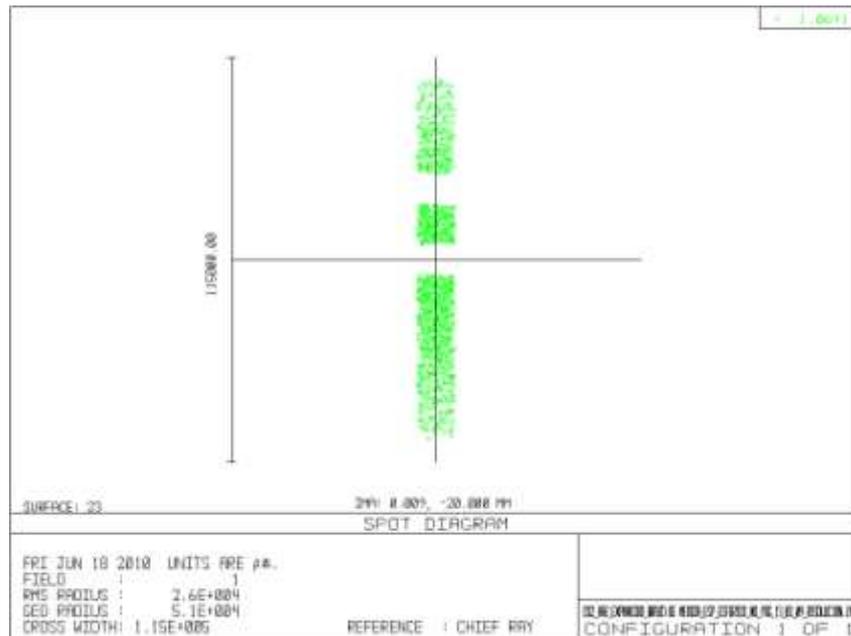


Figura IV.14: Simulación de dos obstáculos situados en el centro del plasma para el estudio de la formación de imagen del plasma sobre el array detector de Nd:YAG.

A continuación simulamos el “spot diagram” en el plano imagen del sistema óptico y, como se observa en la figura IV.14, aparecen las imágenes demagnificadas e invertidas de los dos obstáculos y la apertura en la posición donde se encuentra el detector de Nd:YAG. Posteriormente, medimos el tamaño de las sombras de los obstáculos en el detector y el tamaño de la apertura entre ambos obstáculos, observando que ambas sombras no se superponen y lo comparamos con los valores simulados.

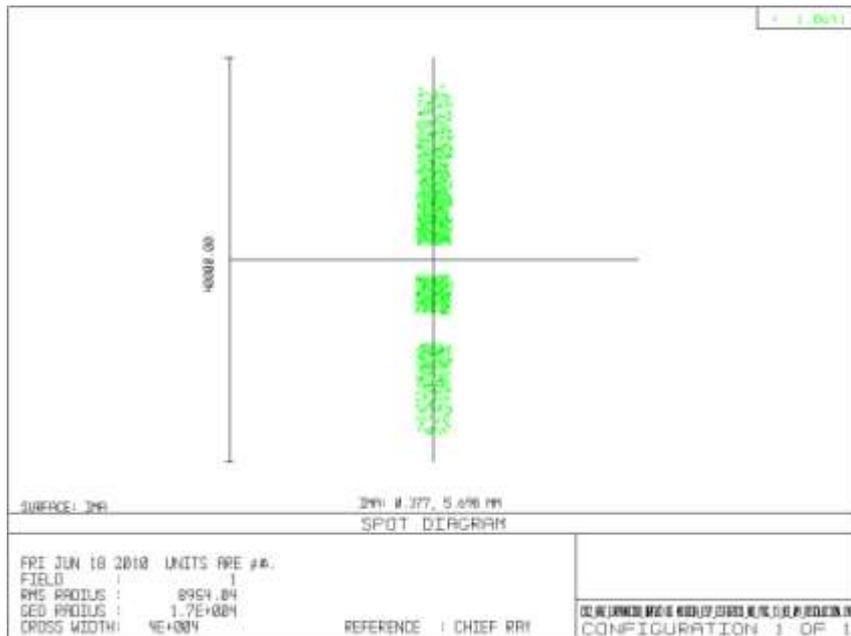


Figura IV.18: Simulación de la imagen de los dos obstáculos colocados en la Figura IV.9 en el array detector.

Por tanto, en la Tabla IV.6 se muestran los resultados obtenidos tanto experimentalmente como los simulados por el Zemax:

Tipo de medida	Tamaño de la sombras (mm)	Tamaño de la apertura (mm)
Simulación	2.94	3.89
Experimental	3.00	4.00

Tabla IV.6: Valores obtenidos tanto de forma experimental como simulados por el programa Zemax para la evaluación de la resolución espacial del interferómetro multicanal de haz expandido utilizando la longitud de onda de Nd:YAG.

En esta tabla se observa que los resultados obtenidos experimentalmente y mediante simulación son muy similares incluso en el límite entre ambos campos. Además, aunque el “spot diagram” no tenga en cuenta los efectos de difracción, hemos obtenido un resultado similar comparado con el experimental.

Una vez obtenido este resultado, lo simulamos de la misma manera para la longitud de onda de CO₂ que es la longitud de onda más alta y por tanto, la más restrictiva para determinar la resolución de nuestro sistema. Para ello vamos a colocar varios obstáculos como en el caso anterior variando sus dimensiones y la separación

entre los dos objetos de tal forma que ambas sombras no se superpongan en el punto imagen (localización del array detector). La simulación obtenida con el programa Zemax para esta longitud de onda es la que se muestra en la Figura IV.15, donde se ve que las zonas de azul son las separaciones entre líneas de visión que hay entre un obstáculo y otro (zonas blancas).

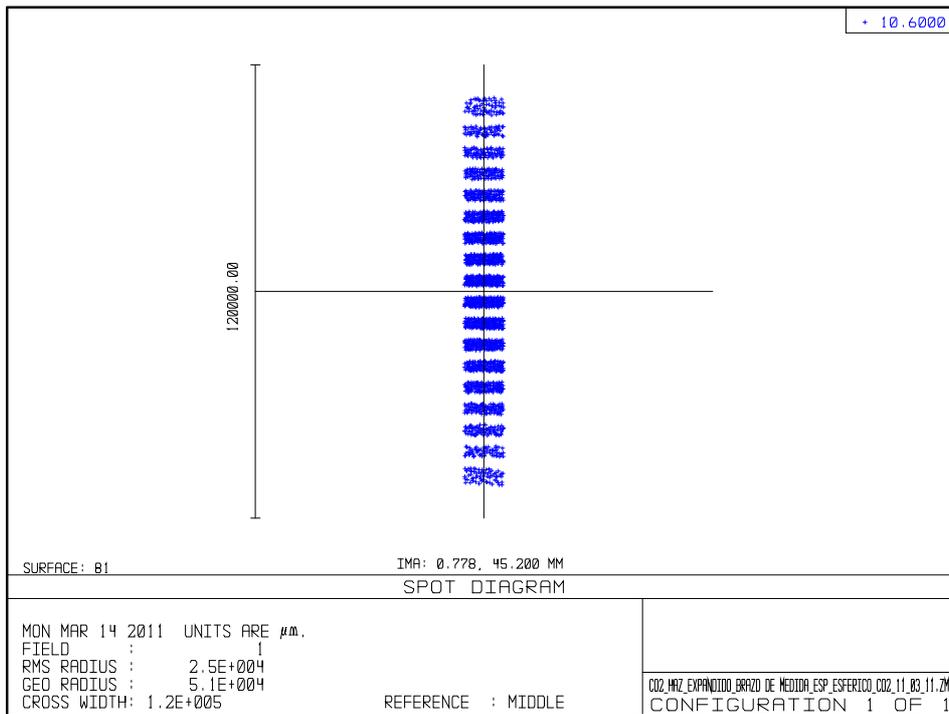


Figura IV.15: Simulación de la resolución espacial para la longitud de onda del CO₂ cuando se coloca un objeto rectangular en el centro del plasma.

Con un objeto de dimensiones 2.8 mm de ancho por 20 mm de largo y con una separación entre un obstáculo y otro adyacente de 2.89 mm, se obtienen 17 líneas de visión con una resolución espacial de 3 mm en el plasma, mientras que en el array tenemos que la imagen de la sombra de cada obstáculo es de 1.04 mm y una separación entre ellas de 1.03 mm. En la figura IV.16 se puede observar la imagen de los obstáculos en la posición donde se halla el array detector de CO₂.

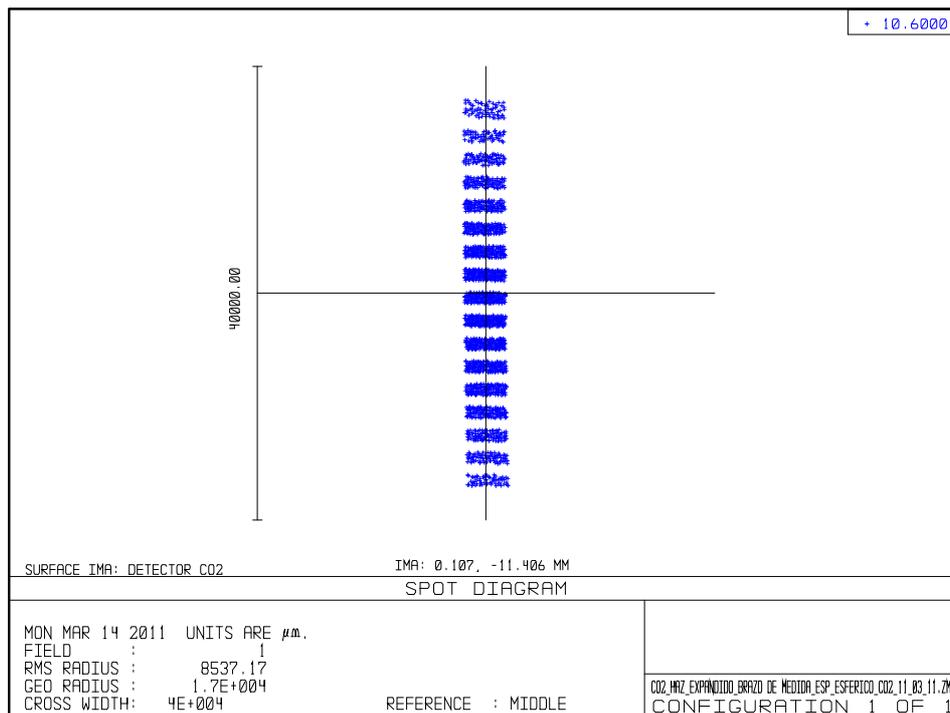


Figura IV.16: Simulación de la evaluación de la resolución espacial a partir de la medida de un obstáculo en diferentes posiciones: Imagen de los obstáculos en la posición del array lineal de CO₂.

Teniendo en cuenta las características físicas del array detector (32 canales de dimensiones $0.5 \times 3.3 \text{ mm}^2$ con una separación entre centros de 1 mm y el gap entre elementos de 0.25 mm), emplearíamos uno de cada dos elementos detectores del array lineal. Por tanto, a la hora de muestrear el frente de fase interferencial de nuestro haz expandido lo haremos en diecisiete líneas de visión con una resolución de 3 mm, de tal manera que nos permitirán recuperar dicho frente de ambas longitudes de onda mediante los algoritmos de interpolación y así poder cancelar con gran precisión las variaciones de fase espurias causadas por las vibraciones mecánicas.

Estos resultados han demostrado la validez de la metodología del diseño para el uso del Zemax como herramienta para determinar la separación entre líneas de visión y la resolución espacial para interferómetros de haz expandido.

IV.5. Desarrollo de los elementos auxiliares de la etapa de procesamiento de las señales interferométricas heterodinas.

La parte final del diseño e instalación del interferómetro heterodino de haz expandido de CO₂ y Nd:YAG corresponde a los detectores de señal para ambas longitudes de onda. Las características de estos dispositivos y los niveles de potencia que son capaces de detectar hacen que el empleo de una etapa de amplificación y filtrado de las señales sea necesaria para adaptar las señales medidas a los niveles mínimos para el funcionamiento correcto del detector de fase para obtener una alta resolución. Por ello, en primer lugar se describe la instalación de los arrays lineales de detección empleados para CO₂ y Nd:YAG y, a continuación, se describe la etapa de procesado de señal diseñada e instalada en el sistema.

IV.5.1. *Sistemas de detección para las señales heterodinas CO₂ y Nd:YAG.*

Los detectores empleados para la medida de señales interferenciales heterodinas son los arrays lineales descritos y caracterizados en el capítulo III. En la figura IV.17 se muestra una imagen de los detectores ya posicionados en la mesa óptica. Como se puede observar en dicha figura, ambos detectores están colocados en un sistema de traslación lineal para optimizar su posicionamiento. Además se ve que estos sistemas de detección han sido protegidos con una carcasa de aluminio para protegerlos de las interferencias electromagnéticas que rodean al sistema interferométrico y minimizar, por tanto, los niveles de crosstalk que pueden aparecer debidos al entorno hostil que los rodea.

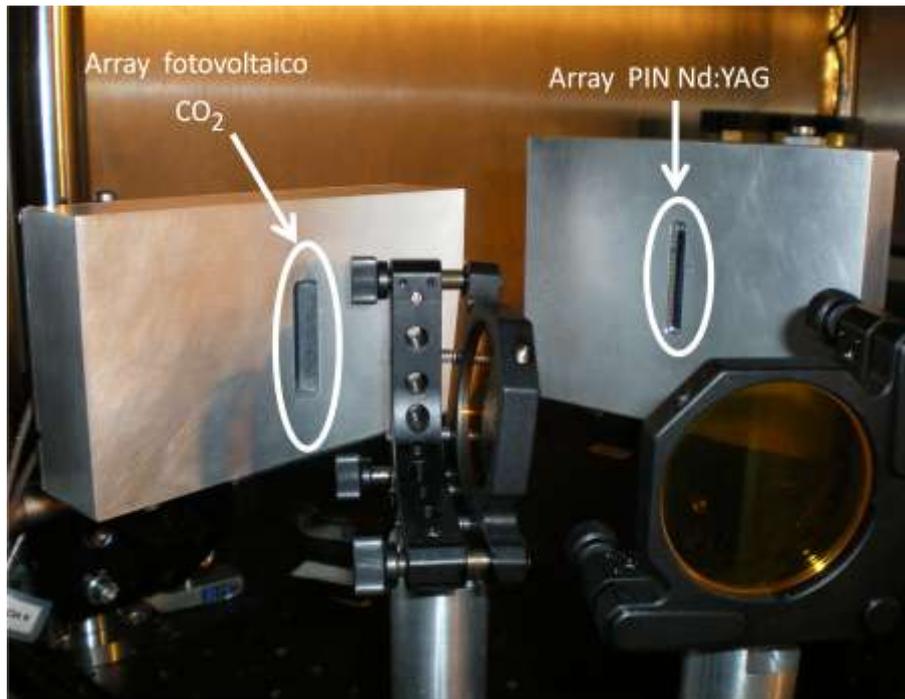


Figura IV.17: Imagen de los arrays detectores de CO_2 y Nd:YAG.

También se ha pensado en utilizar otro tipo de detectores para la señal de Nd:YAG ya que la responsividad que presenta el array PIN S4114-35Q es muy baja para esta longitud de onda (0.05 A/W). Buscando en diferentes fabricantes de este tipo de dispositivos, no encontramos un array con esta clase de características. Por tanto, la alternativa a este array comercial es fabricar un array con elementos detectores discretos nosotros mismos. Para ello se ha pensado en detectores con mayor responsividad en el infrarrojo cercano como son los fotodetectores PIN de InGaAs/GaAs como el modelo G8941-02 de la compañía Hamamatsu cuyo valor para $1.064 \mu\text{m}$ es de 0.72 A/W. Fabricar un array elemento a elemento sobre una placa aumentaría los niveles de crosstalk eléctrico, así que finalmente se ha desechado esta posibilidad.

IV.5.2. Procesamiento de las señales y detección de fase multicanal.

Tanto para el array de CO_2 como para el de Nd:YAG hemos diseñado una etapa de procesamiento (para 40 MHz y 39 MHz respectivamente) para cada una de las salidas de los detectores que nos permite amplificar y filtrar las señales medidas para obtener unos buenos niveles de señal de acuerdo con las especificaciones del detector de

fase multicanal. Para ello, se conecta las salidas de los detectores a un analizador de espectros y observamos que la potencia a la salida de ambos interferómetros es de aproximadamente -55 dBm. Esto pone de manifiesto el hecho de amplificar la señal entorno a unos 50-60 dB ya que nos debemos de asegurar unos niveles de tensión mínimos que necesita de entrada el detector de fase multicanal (superior a -10dBm).

La elección de los amplificadores no ha sido trivial ya que no hay en el mercado amplificadores para nuestras especificaciones y sobre todo que fueran incondicionalmente estables. Tras varias iteraciones buscando unos amplificadores adecuados, finalmente se optó por emplear una cadena formada por un amplificador de RF de bajo ruido (modelo ZFL-1000LN de Minicircuits) de ganancia 25dB, y una etapa de 60dB de ganancia construida en una placa formada por los siguientes circuitos: Un amplificador ERA-3+ de Minicircuits de ganancia 27dB, dos amplificadores operacionales, modelo OPA847 de Texas Instruments, integrados en la misma caja (37dB de ganancia). Esta última etapa mantiene una baja figura de ruido y sin oscilaciones. Entre los dos últimos amplificadores, se coloca un filtro paso banda LC de cuarto orden con frecuencia central de 40 MHz, partiendo de un esquema Bessel de mínima distorsión de fase, algo importante en el sistema dado que la información de la señal interferencial se encuentra modulada en fase. El ancho de banda de este filtro es de 10 MHz y su implementación se lleva a cabo con componentes discretos de encapsulado SMD 0805. En la figura IV.14 se observa esta etapa de procesamiento y la caja de aislamiento donde ha sido metida para evitar interferencias electromagnéticas. Previamente, estos amplificadores han sido calibrados y probamos en el prototipo interferométrico heterodino de CO₂/He:Ne descrito en el capítulo III [IV-13]. Esta etapa de procesamiento nos permite amplificar los niveles de señal para que pueda trabajar perfectamente el detector de fase multicanal y además no modifican la fase de la señal heterodina de entrada. En el anexo VI se describe más detalladamente el esquema eléctrico de esta etapa de acondicionamiento de señal.

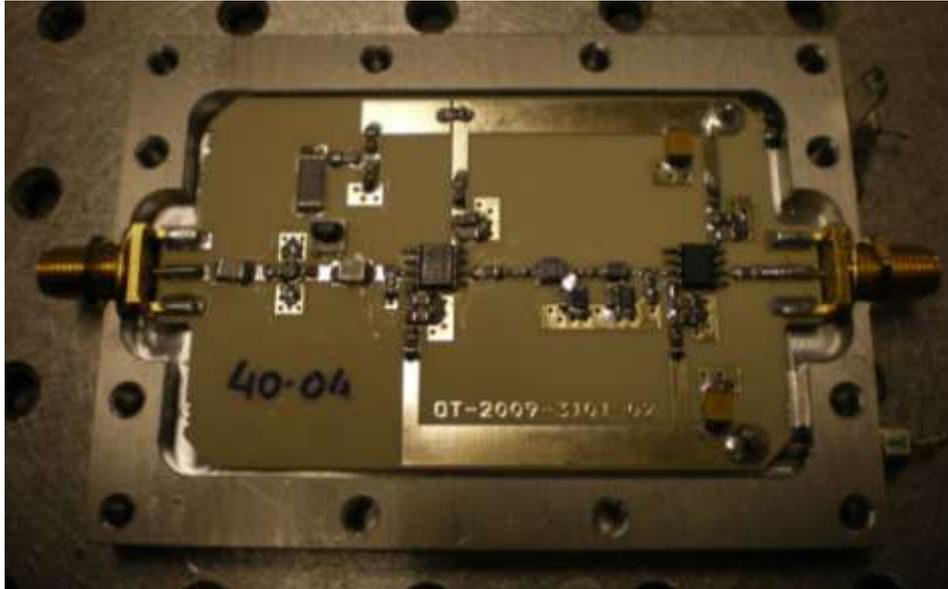


Figura IV.18: Etapa de amplificación y filtrado de ganancia 67dB para una salida de un elemento del array para la señal de CO₂ y Nd:YAG.

Una vez alineado el interferómetro, los niveles de señal obtenidos en ambos arrays medidos con un analizador de espectros (HP-8593E) son de -55 dBm (1.12 mV pico a pico sobre 50Ω) siendo un valor insuficiente para el correcto funcionamiento del detector de fase que se comentará en el apartado siguiente. Por tanto, se coloca entre la salida de los arrays y las entradas del detector de fase la etapa de acondicionamiento de señal (ver figura IV.14).

Tras la amplificación y filtrado realizado por dicha etapa, los niveles de señal en el array de CO₂ son de 200 mV pico a pico aproximadamente (-10 dBm). En la figura IV.19 se puede observar la medida obtenida en tres canales adyacentes (elementos detectores 7, 8 y 9) del array de CO₂ en un osciloscopio. Respecto a los niveles de señal detectados por el array de Nd:YAG los niveles medidos son de -60 dBm (0.63 mV pico a pico sobre 50Ω). Esto es debido también a la baja responsividad que presenta este array a 1.064 μm

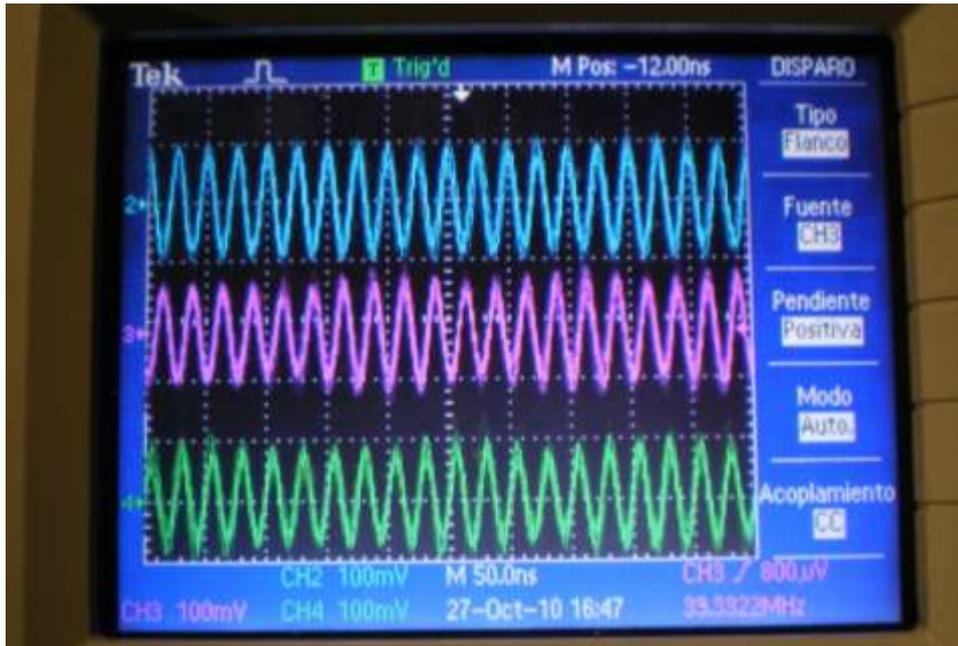


Figura V.19: Medida de señales heterodinas interferenciales en tres elementos adyacentes en la parte central del array de CO₂.

El nivel mínimo de señal de entrada al detector de fase son -10 dBm, así que mejorando el alineamiento del sistema interferométrico (mejora del posicionamiento de los espejos de 7" de los sistemas de magnificación y alineamiento con el espejo de la ventana superior del puerto B1) llegamos finalmente a obtener alrededor de 400mV_{pp} en los tres canales de CO₂ (-4 dBm aproximadamente) y de 350 mV_{pp} del detector de Nd:YAG (-5 dBm), obteniendo así un nivel de señal aceptable para el funcionamiento correcto del detector de fase. Esta mejora en los niveles de las señales no sólo es debido a la etapa de acondicionamiento de alta ganancia sino que también se debe a la optimización del alineamiento de los elementos ópticos que componen el interferómetro de haz expandido traduciéndose así en una mejora en la resolución de la medida de la fase.

IV.5.3. *Detector de fase multicanal.*

El detector multicanal de fase que se va a emplear es un sistema desarrollado por el CIEMAT en vez del sistema de detección de fase desarrollado en el proyecto ENE2006-13559/FTN comentado anteriormente en el capítulo III y detallado en el anexo III. Esta decisión fue tomada durante el desarrollo de la instalación del interferómetro (Febrero 2009). Dicho sistema multicanal de detección de fase se basa en una FPGA (Virtex IV SX55), se basa en la detección de cruce por cero y se divide en varias etapas [IV-14]. Primeramente las señales son adquiridas, después se obtienen las diferencias de fase entre las señales de referencia y las de medidas empleando un algoritmo de interpolación y, finalmente, el camino óptico compensado y la integral de línea de densidad electrónica son calculadas y posteriormente procesadas. Este sistema tiene 16 puertos de entrada y las salidas son almacenadas en una RAM de 128 MB. Las señales de entrada son muestreadas directamente en paralelo a 105MHz y digitalmente reducidas en frecuencia a 5 MHz con una tasa de muestreo de 105 Msamples/s. La resolución final obtenida es superior a 1/400 de franja para una tasa de muestreo de 100 ksamples/s. En la figura IV.20 se muestra una imagen del detector de fase multicanal instalado en un rack situado debajo de la mesa óptica.



Figura IV.20: Sistema de detección de fase multicanal basado en tecnología FPGA.

Con la presentación del sistema de detección de fase multicanal se finaliza la descripción de la instalación del interferómetro heterodino multicanal de haz expandido de CO₂/Nd:YAG. Por tanto, dicho experimento queda preparado para su uso diario durante la operación rutinaria en el Stellarator TJ-II.

IV.6. Conclusiones.

Siguiendo las actividades del proyecto ENE2006-13559/FTN y en la cual está enmarcada esta tesis doctoral, el objetivo es diseñar e instalar un sistema diagnóstico para la medida de densidad electrónica en el Stellarator TJ-II con alta resolución espacial (1~5 mm) basado en un sistema interferométrico láser heterodino de haz expandido con dos longitudes de onda. En base a esto, se ha desarrollado este capítulo IV.

Inicialmente, se ha presentado el dispositivo de fusión de carácter científico Stellarator TJ-II de tamaño medio instalado en el Laboratorio Nacional de Fusión – CIEMAT en la cual se ha instalado un interferómetro heterodino de dos longitudes de onda (CO_2 : 10.6 μm /Nd:YAG: 1.064 μm) multicanal de haz expandido para la medida de perfiles de densidad electrónica de alta resolución espacial. Para ello y antes de iniciar el diseño de dicho sistema interferométrico, se han comentado los condicionantes iniciales desde el punto de vista instrumental (dimensiones de la mesa óptica, fuentes láser, moduladores acustoópticos) y restricciones físicas que impone la propia máquina de fusión (tamaño de la ventana de acceso al plasma del puerto B1, situación y posición del espejo superior de dicho puerto) que establecen ciertas limitaciones de diseño. Además, surge de la colaboración entre CIEMAT y UC3M, la decisión de que el haz expandido de medida sea de 100 mm.

Partiendo de la metodología de diseño desarrollada en el prototipo interferométrico de $\text{CO}_2/\text{He:Ne}$ de haz expandido diseñado en los laboratorios de la UC3M y de los resultados obtenidos en dicho sistema óptico comentado en el capítulo III, utilizamos el software de diseño óptico, Zemax, para diseñar tanto los elementos ópticos como el estudio de las características gaussianas de los haces de medida y de referencia en cada etapa del sistema óptico. Este programa nos ha permitido diseñar los espejos esféricos que configuran el haz expandido y el haz demagnificado minimizando las aberraciones esféricas surgidas al trabajar con sistemas telescópicos fuera de eje, la apertura que configura el haz elíptico de medida, el periscopio que dirige el haz de medida al plasma, y los espejos rectangulares que permiten propagar los haces por la

mesa óptica evitando que los haces impacten contra el resto de elementos optomecánicos.

Una vez simulado el interferómetro de haz expandido, se ha procedido a la instalación. Antes de iniciar el diseño de piezas y elementos ópticos nos fijamos en las dimensiones de los haces expandidos proporcionadas por Zemax y, por tanto, debido al tamaño de los haces expandidos se debe de alzar todo el sistema óptico situando de esta manera el eje del sistema en 167.4 mm respecto de la mesa óptica.

Previa a la instalación, se fabricaron los espejos esféricos de 7" y 5", las aperturas, el periscopio (montura, espejo rectangular, muelles y cabezas micrométricas), los espejos rectangulares y sus monturas además de todos los postes y bases que elevan de la mesa a estos elementos ópticos para alcanzar la altura deseada. Durante la instalación se han ido comprobando que los haces obtenidos en cada una de las partes del interferómetro son similares a los valores simulados por el Zemax. Esto ha sido una gran aportación de cara a la optimización y posicionamiento de la óptica en la mesa, minimizando así las posibles aberraciones que puedan aparecer durante el montaje.

Además, se ha descrito la etapa de acondicionamiento de señal para los sistemas de detección para las señales heterodinas de CO₂ y Nd:YAG procedentes de los arrays de detección comentados en el capítulo anterior (PVM 10.6-C y S4114-35Q respectivamente). Dichos arrays empleados para ambas longitudes de onda han sido alojados cada uno de ellos en una caja metálica apantallada electromagnéticamente para evitar las interferencias externas procedentes del ambiente en el que está sometido nuestro experimento. Para mejorar el apantallamiento y minimizar el ruido de nuestro sistema de detección se han empleado cables SMA y conectores MMCX. Debido a que las señales procedentes de los detectores son de muy bajos valores de SNR y para que puedan ser procesadas por el sistema de detección de fase, se diseñó y fabricó en la UC3M una etapa de procesamiento de señal (para cada uno de los canales) compuesta por unos amplificadores de bajo ruido y filtros específicos para 40 MHz con una ganancia de hasta 60 dB. Este circuito también ha sido alojado en cajas metálicas apantalladas. Estos circuitos han sido testeados con el prototipo interferométrico del capítulo III.

Para la medida de fase de alta resolución se ha presentado el sistema de detección de fase multicanal que se va a emplear durante la operación rutinaria del TJ-II. Este sistema desarrollado en el CIEMAT está basado en una FPGA con 16 canales de entrada, basado en la detección de fase por cruce por cero y presenta una precisión en la medida de fase de 1/400 de franja. De esta manera, se descartó, tras una reunión entre la UC3M y el CIEMAT, el presentado en el capítulo III y desarrollado a lo largo del proyecto ENE2006-13559/FTN.

Concluida la instalación, procedemos a la medida de la resolución espacial del interferómetro de haz expandido para determinar la posición y separación de cuerdas en el plasma y en los arrays de detección. Para ello se ha realizado un experimento colocando un par de obstáculos en el brazo de referencia situados en el brazo de referencia simulando la posición del centro del plasma e iluminados con el haz de Nd:YAG. Observando la distribución en amplitud de la imagen de dichos obstáculos en el plano imagen del sistema telescópico de demagnificación formado por dos espejos esféricos, medimos el área de dicha imagen para ver qué elementos del array de Nd:YAG quedarían bloqueados perdiendo así la señal interferencial en esa zona. Posteriormente se ha simulado dicho esquema experimental con el programa Zemax. Entonces, comparando ambos resultados, se observa que son muy similares y que bloquean las mismas zonas del array de Nd:YAG. Por consiguiente, este resultado nos ha permitido validar el uso del Zemax como una herramienta para determinar la resolución espacial para este tipo de aplicación. Por tanto, se ha calculado la resolución espacial para la longitud de onda de CO₂, y obtener finalmente 17 líneas de visión con una separación entre cuerdas de 3 mm en el plasma.

En conclusión, se ha diseñado e instalado un interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda con alta resolución espacial (3 mm) de 17 líneas de visión lateral. Además, se ha desarrollado una etapa de acondicionamiento de señal que permite obtener un nivel de señal óptimo de entrada al sistema de detección multicanal. De esta forma, el diagnóstico está preparado para su posterior uso durante la operación rutinaria en el stellarator TJ-II.

CAPÍTULO V.

RESULTADOS EXPERIMENTALES Y CONCLUSIONES.

V.1. Introducción.

En el capítulo IV se presentó el diseño del esquema interferométrico heterodino multicanal de haz expandido de dos longitudes de onda (CO₂: 10.6μm/ Nd:YAG: 1.064 μm) que se diseñó y se instaló para la medida de perfiles de densidad electrónica con 17 líneas de visión y una resolución espacial de 3 mm.

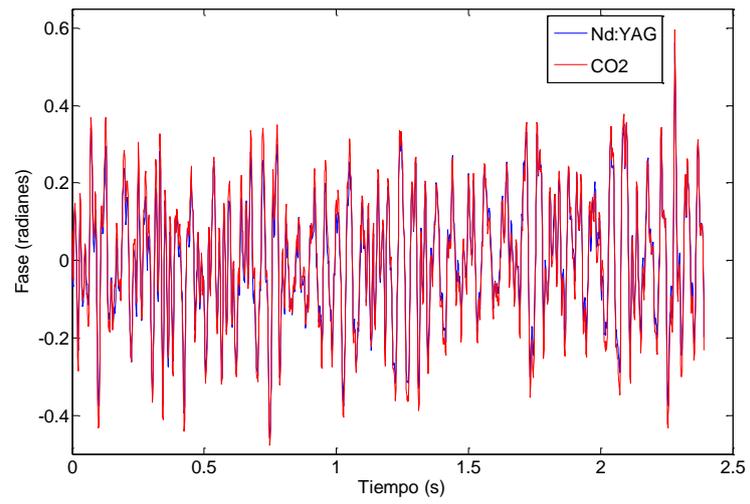
El alineamiento de los elementos ópticos del sistema interferométrico de haz expandido es muy crítico ya que si hay algún elemento perfectamente posicionado la capacidad de sustracción de variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas disminuye y por tanto merma la resolución en la medida de la integral de línea de densidad en cada línea de visión. Además, uno de los requisitos del proyecto ENE2006-13559/FTN es obtener una alta resolución en la medida de densidad por debajo de $<10^{17}$ m⁻² en todas las líneas de visión. Por ello, el primer conjunto de medidas se basan en determinar la capacidad de cancelación de las variaciones de fase debidas exclusivamente a las vibraciones mecánicas en varias líneas de visión del perfil espacial de los frentes de fase interferenciales y en ausencia de plasma para analizar la influencia del posicionamiento de la óptica y así optimizar de cara a la operación de este diagnóstico el posicionamiento de todo el interferómetro.

V.2. Resultados experimentales.

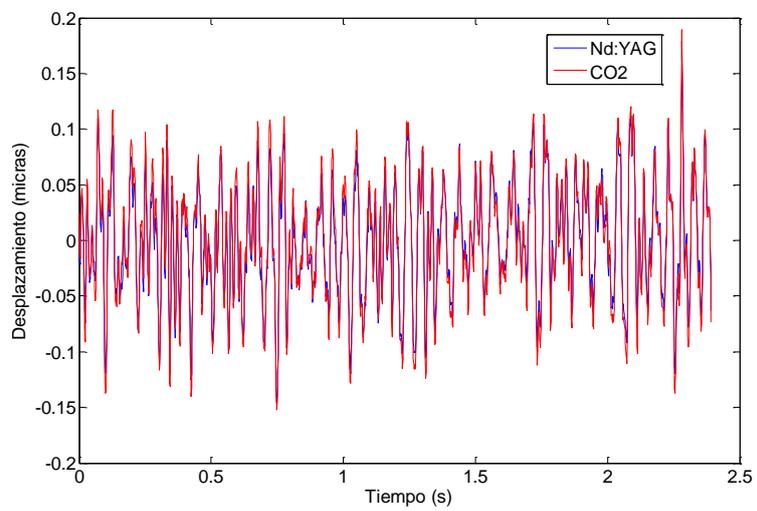
Una vez obtenidos los niveles de señal adecuados para el funcionamiento correcto del detector multicanal de fase, las primeras medidas que realizamos son para determinar la capacidad de sustracción de las variaciones de fase de las vibraciones mecánicas en varias líneas de visión en ausencia de plasma debido al correcto posicionamiento de los elementos ópticos del interferómetro de haz expandido. Debido al ambiente hostil que rodea al TJ-II y a su vez al interferómetro, las variaciones de fase que medirá el interferómetro son causadas exclusivamente por las vibraciones mecánicas procedentes de bombas de vacío, sistemas de refrigeración y otros elementos auxiliares de los distintos diagnósticos que operan en el entorno de la máquina de fusión.

V.2.1. *Determinación de la resolución en la medida de integral de línea de densidad.*

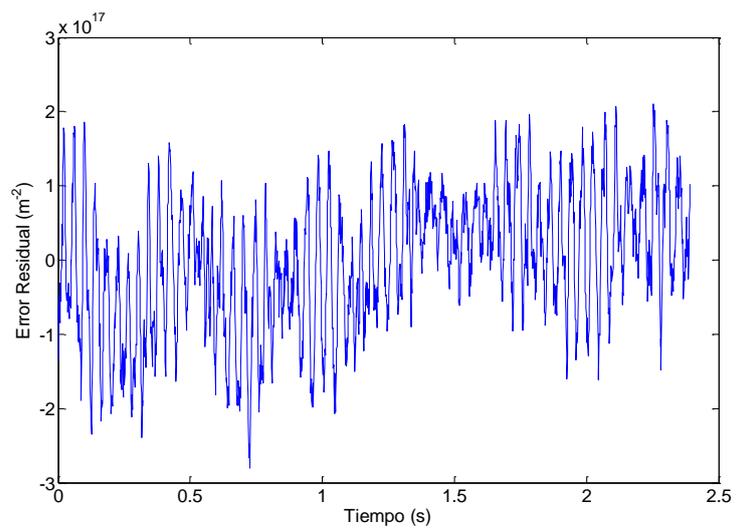
En el momento de este experimento el detector de fase multicanal sólo tenía disponibles cuatro entradas de dieciséis: dos para las señales referencia de 40 MHz y 39 MHz, otra para la señal interferencial heterodina procedente del array de CO₂ y otra para la señal de salida de uno de los elementos del array de Nd:YAG. Por tanto, vamos a medir en diferentes momentos las variaciones de fase procedentes de cada elemento detector pero aún así la capacidad de sustracción y la resolución en la medida de la integral de línea en todos estos elementos del array deben ser las mismas. Igual que en el apartado anterior, se medirá las variaciones de fase en cada elemento, se observa el desplazamiento mecánico presentes en este escenario y En la figura V.1 se puede observar las vibraciones mecánicas presentes en el ambiente que rodea al interferómetro. En esta gráfica se observa como las dos longitudes de onda ven las mismas vibraciones.



(a)

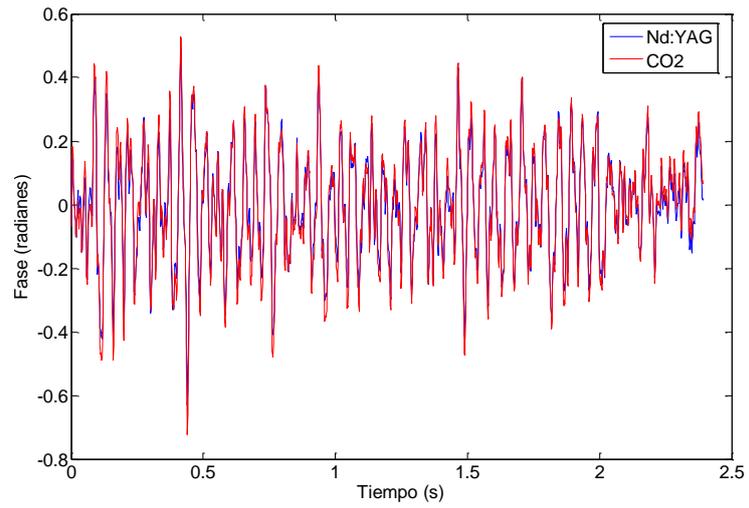


(b)

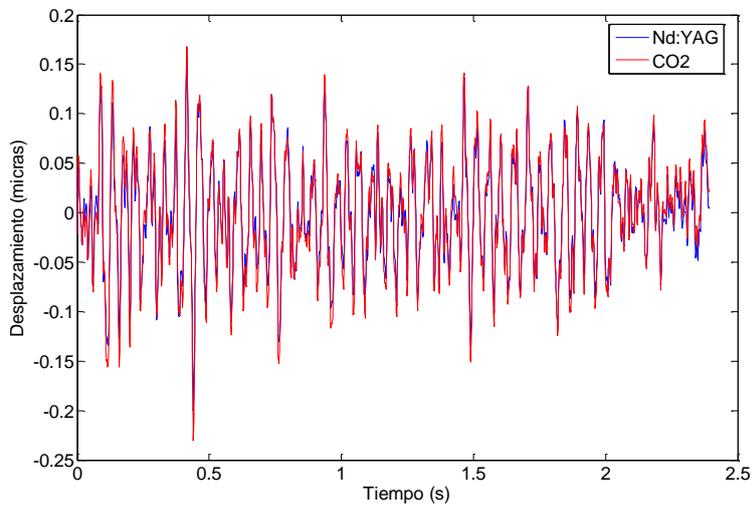


(c)

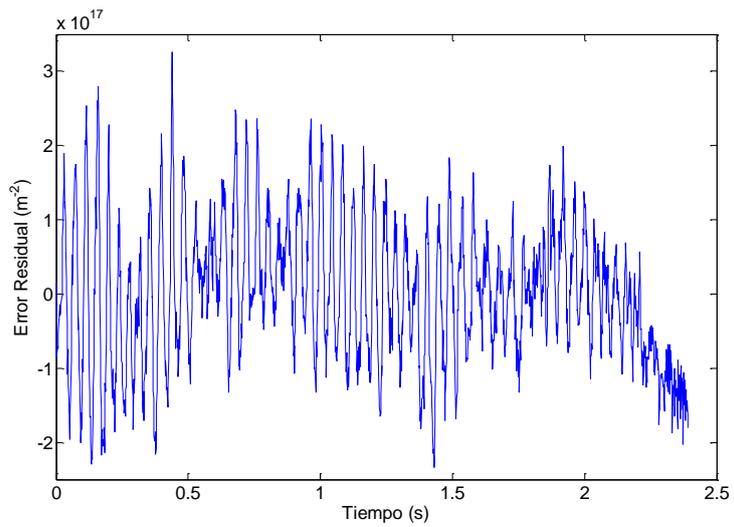
Figura V.1: Medidas de los desfases, del desplazamiento y del error residual en la medida de la integral de línea de densidad correspondientes al elemento 7 del array de CO_2 .



(a)

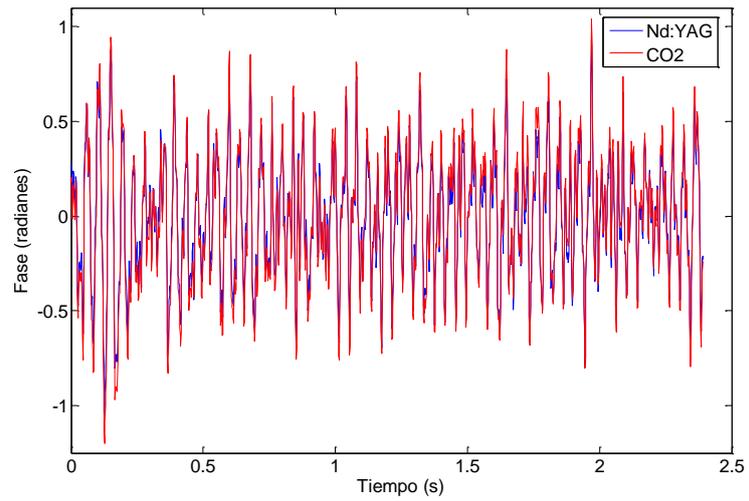


(b)

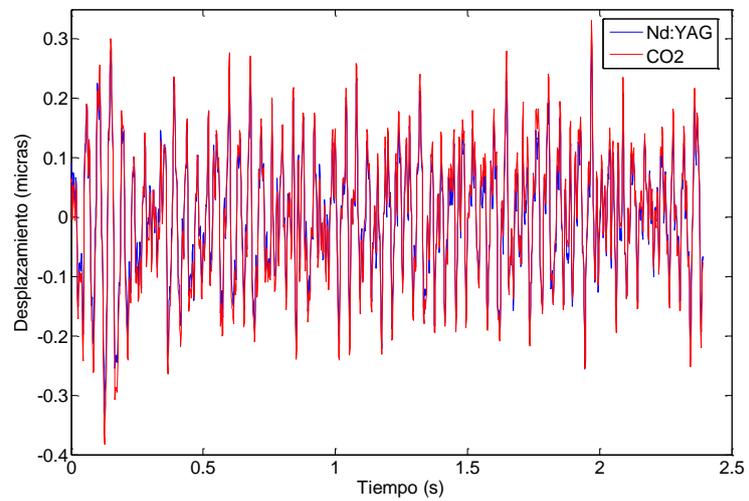


(c)

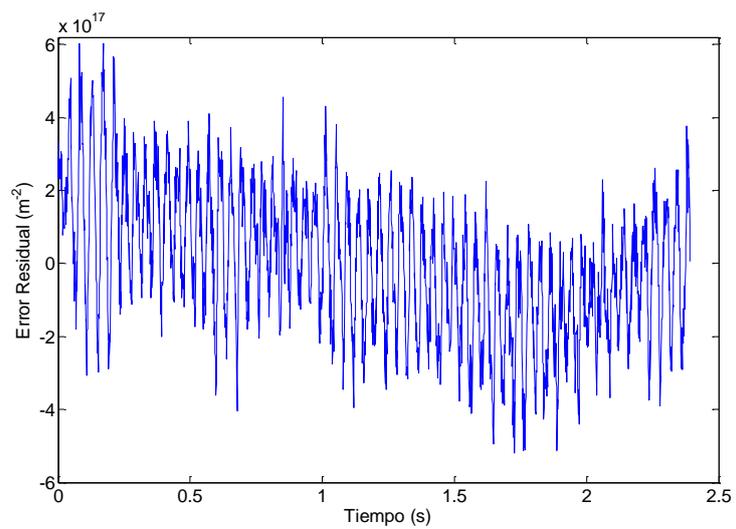
Figura V.2: Medidas de los desfases, del desplazamiento y del error residual en la medida de la integral de línea de densidad correspondientes al elemento 8 del array de CO_2 .



(a)



(b)

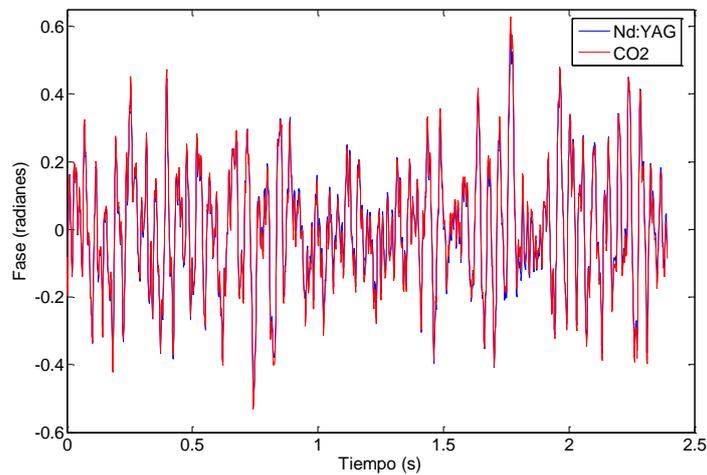


(c)

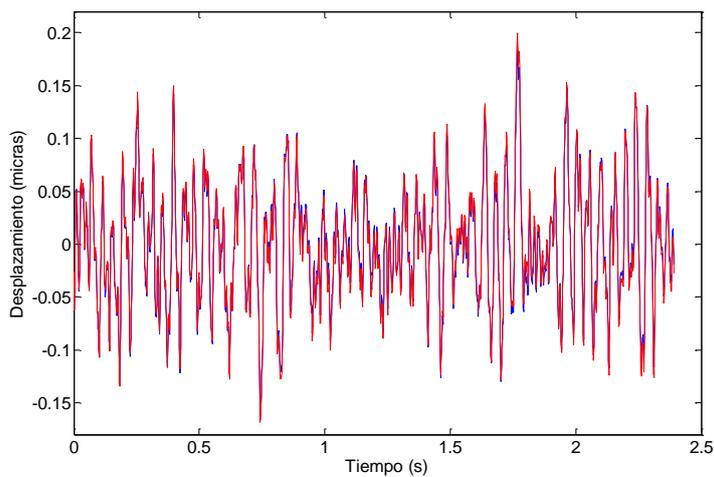
Figura V.3: Medidas de los desfases, del desplazamiento y del error residual en la medida de la integral de línea de densidad correspondientes al elemento 9 del array de CO₂.

Si calculamos el error residual promedio en cada una de estas tres medidas es de $1.899 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$. Entonces, tras obtener este valor inicial de error residual decidimos mejorar el posicionamiento de los elementos ópticos más críticos del interferómetro.

Uno de los puntos críticos del sistema interferométricos es la bajada del haz de medida por el puerto. Por ello, mediante el sistema de control angular de la montura del espejo rectangular situado en la ventana superior del puerto B1 hacemos que el haz de bajada atraviese el plasma de nuevo con un ángulo lo más pequeño posible respecto al haz de subida. Una vez que se ha ajustado la posición del haz de baja del brazo de medida del interferómetro realizamos una medida de fase a través del canal 8 del array de CO_2 y obtenemos así el error residual en la medida de integral de línea en dicha cuerda (ver figura V.4).



(a)



(b)

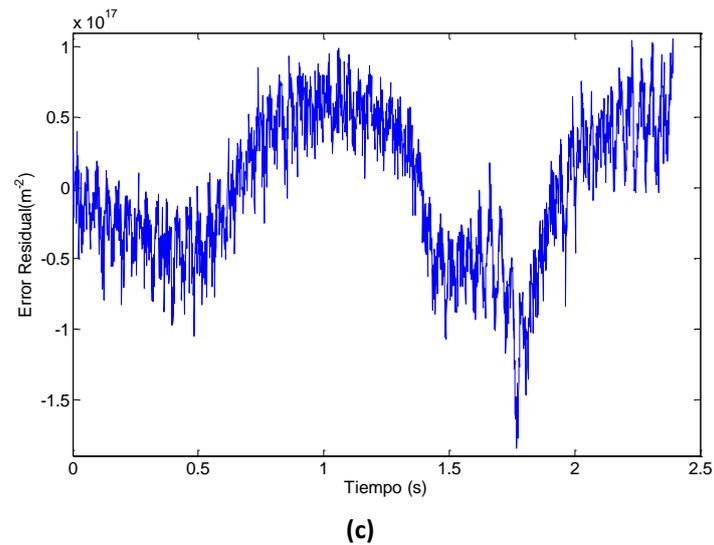
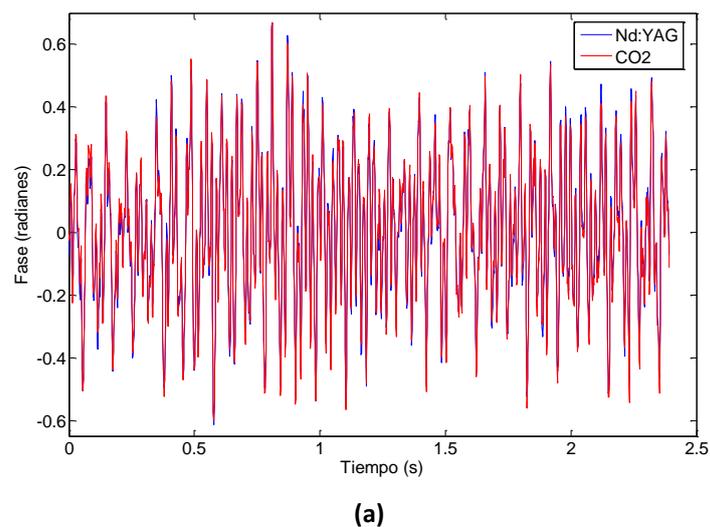


Figura V.4: Medidas realizadas tras el alineamiento corregido con el espejo superior colocado en la parte superior del puerto : (a) Variaciones de fase medidas en ambas longitudes de onda; (b) Desplazamientos medidos debidos a las vibraciones mecánicas; (c) Error de sustracción en ausencia de plasma.

Revisando la posición y el alineamiento del interferómetro antes de integrar el interferómetro en la operación rutinaria del TJ-II, nos damos cuenta que los espejos de 7" de diámetro de los sistemas telescópicos de magnificación de ambos brazos del interferómetro no estaban bien posicionados. Entonces, tras posicionar correctamente estos espejos volvimos a medir las variaciones de fase en el canal 8 del array de CO₂ y se obtienen los siguientes resultados (ver figura V.5):



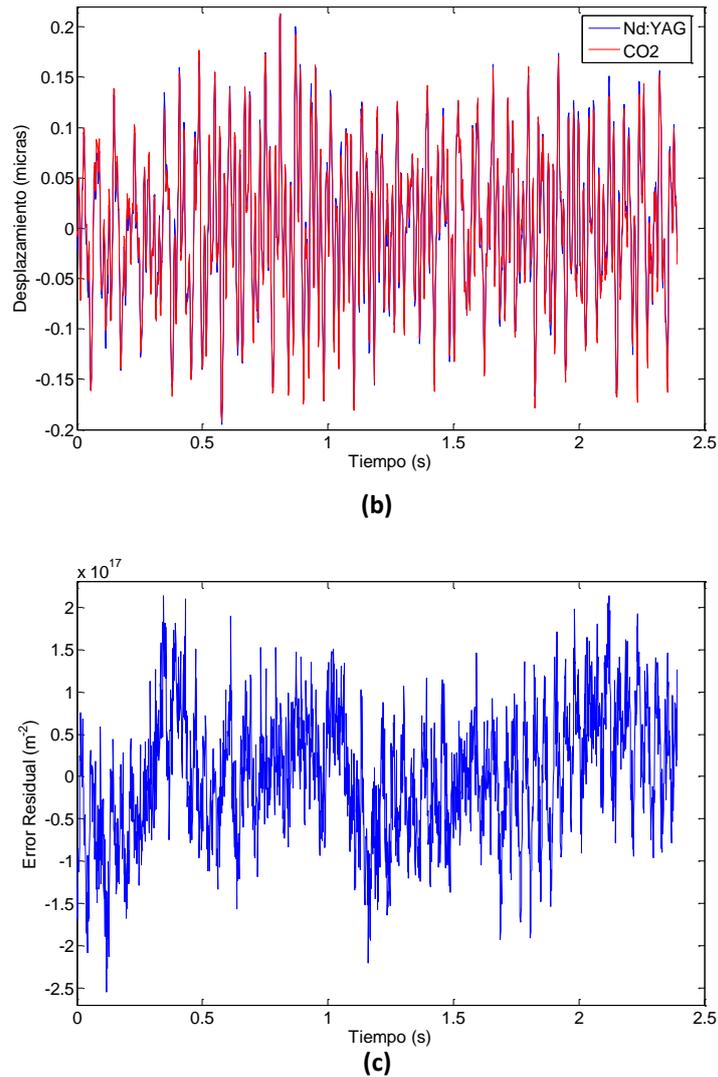


Figura V.5: Medidas realizadas tras el posicionamiento correcto del espejo de 7" en ambos brazos del interferómetro : (a) Variaciones de fase medidas en ambas longitudes de onda; (b) Desplazamientos medidos debidos a las vibraciones mecánicas; (c) Error de sustracción en ausencia de plasma.

Por último, se alinea correctamente el divisor de haz donde se recombinan ambos brazos del interferómetro (BS2; ver figura IV.3 del capítulo IV) con la idea de mejorar definitivamente el error residual en la medida de la integral de línea de densidad. En la figura V.6 se muestran los desplazamientos medidos por el interferómetro (figura V.6a) y el error residual de la integral de línea de densidad (figura V.6b):

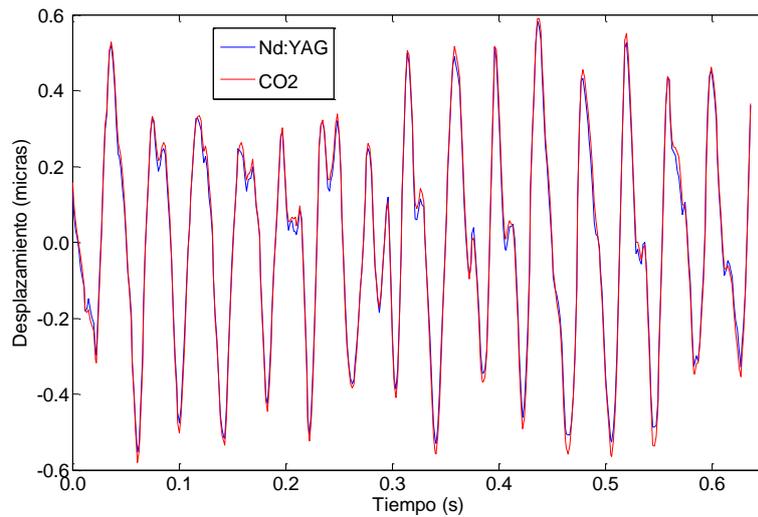


Figura V.6a: Desplazamiento medido por el interferómetro tras alinear correctamente el divisor de haz BS2.

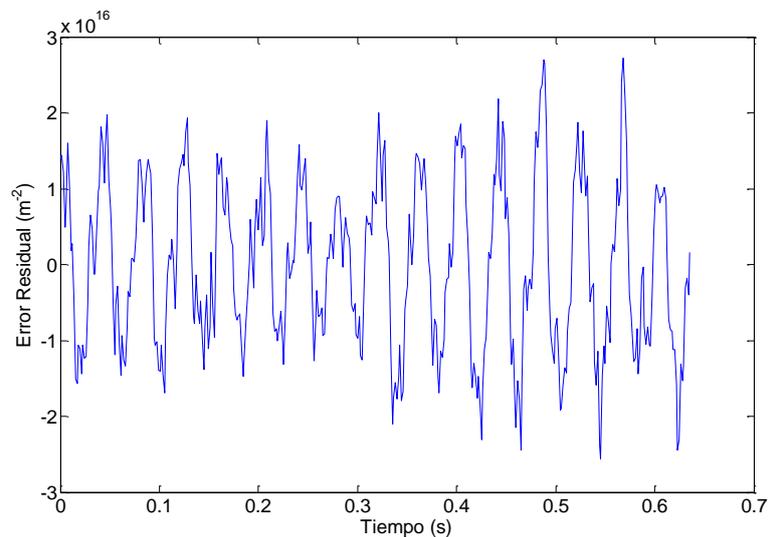


Figura V.6b: Error residual en la medida de la integral de línea de densidad tras el alineamiento del divisor de haces BS2.

En la tabla V.1 comparamos los valores del error residual promedio en la medida de la integral de línea en ausencia de plasma:

Canales (CO ₂ /Nd:YAG)	Error residual promedio ($\times 10^{17} \text{ m}^{-2}$)
7	1.822
8	1.908
9	1.967
8 (alineamiento espejo superior)	1.027
8 (alineamiento espejos 7'')	0.754
8 (alineamiento BS2)	0.110

Tabla V.1: Error residual promedio en la medida de la integral de línea en ausencia de plasma.

En esta tabla V.1 se puede observar la influencia del posicionamiento correcto de los elementos ópticos del sistema interferométrico sobre la resolución en la medida de la integral de línea. Esto implica que los haces han mejorado el contraste de los frentes de onda interferenciales mejorando así la sustracción de las variaciones de fase introducidas por las vibraciones mecánicas presentes en el entorno de nuestro experimento. Además cabe destacar que estos niveles de resolución de integral de línea de densidad cumplen uno de los principales objetivos del proyecto ENE2006-13559/FTN que era obtener una resolución en la medida de densidad $< 10^{17} \text{ m}^{-2}$.

V.2.2. Medidas obtenidas durante la operación del TJ-II.

Una vez que el interferómetro está alineado para obtener una resolución en la medida de la integral de línea de densidad inferior a 10^{17} m^{-2} , se procede a la medida de densidad electrónica durante la operación rutinaria del stellarator TJ-II. Las pruebas realizadas transcurrieron en Junio-Julio de 2010 (finales de la campaña 2009/2010) y durante el mes de Noviembre 2010 (inicio de campaña 2010/2011). Las medidas realizadas con el detector de fase multicanal durante estas fechas han sido monocal (canal 8 del array de CO₂/ canal 8 del array de Nd:YAG) ya que no estaba preparado para este tipo de medidas. Por tanto, vamos a medir con un solo canal de CO₂ y otro de Nd:YAG.

Las primeras medidas fueron realizadas el día 17/06/10 durante los dos primeros pulsos técnicos cuyos números de pulsos son 25449 y 25450 con el fin de comprobar

que el sistema interferométrico estaba preparado para el inicio de la operación. Estos pulsos técnicos se realizan en ausencia de plasma. En las figuras V.7-V.10 se muestran los desplazamientos medidos por el interferómetro y los errores residuales obtenidos en estos pulsos.

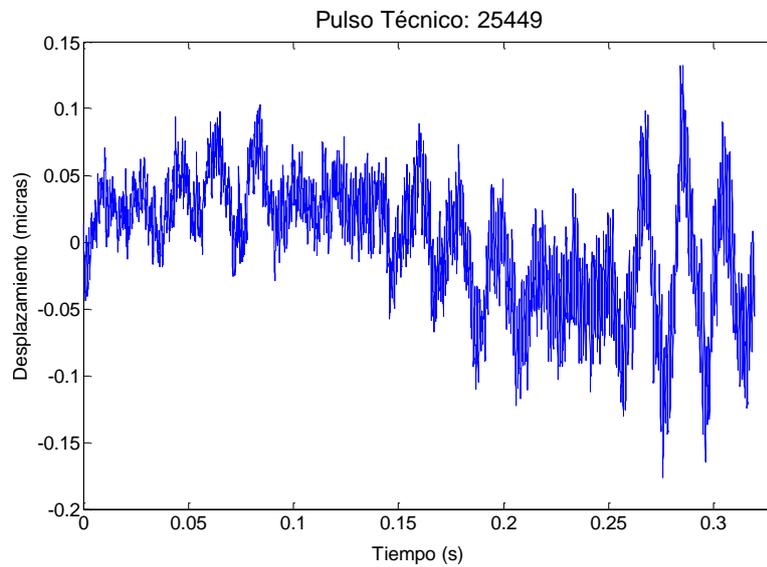


Figura V.7: Desplazamiento medido por el interferómetro durante el pulso técnico 25449.

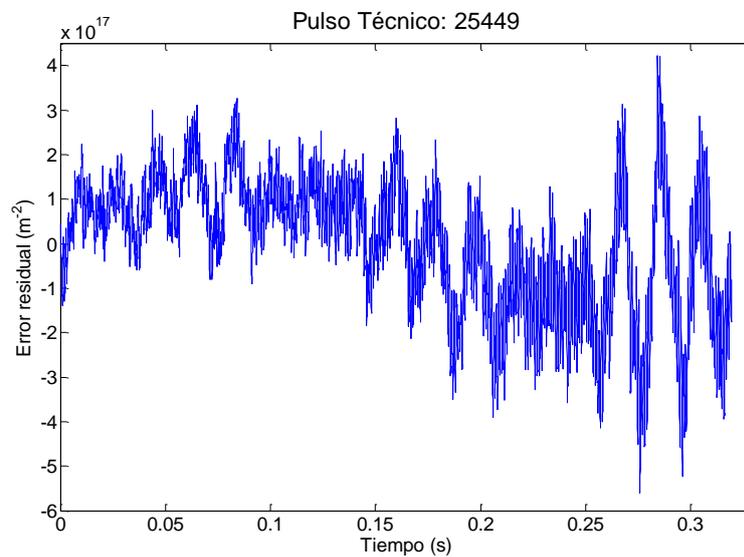


Figura V.8: Medida del error residual en la medida de la integral de línea de densidad obtenida en el pulso técnico 25449.

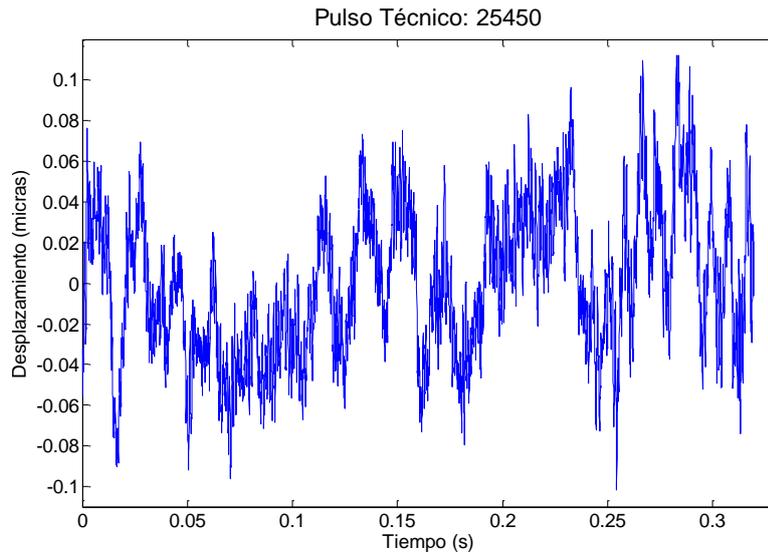


Figura V.9: Desplazamiento medido por el interferómetro durante el pulso técnico 25450.

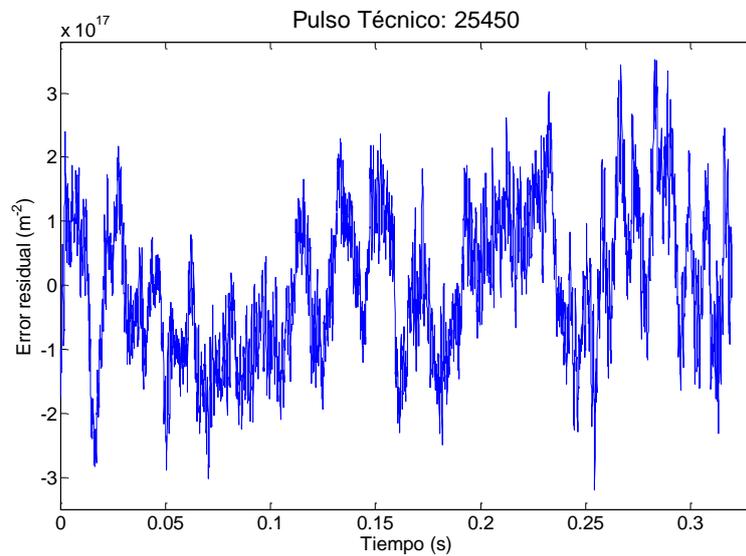


Figura V.10: Medida del error residual en la medida de la integral de línea de densidad obtenida en el pulso técnico 25450.

En la tabla V.2 se muestran los valores medios del error residual obtenidos tras estos pulsos técnicos.

Pulsos técnicos	Error residual promedio ($\times 10^{17} \text{ m}^{-2}$)
25449	1.508
25540	1.150

Figura V.2: Resultados de los valores medios del error residual en la medida de la integral de línea de densidad en los pulsos técnicos 25449 y 25450.

Se puede comentar de estas dos medidas que la precisión en la medida de la integral de línea durante los pulsos técnicos ha disminuido ($\sim 1.3 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$) respecto al valor obtenido cuando el interferómetro estaba fuera de operación ($\sim 0.11 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$). Sin embargo, es un valor aceptable ya que se busca un error lo más cercano al deseado por el proyecto ($< 10^{17} \text{ m}^{-2}$).

Durante los meses que se ha estado midiendo con el sistema de detección de fase multicanal no ha sido posible alcanzar a medir ningún pulso correctamente ya que los saltos de franja presentes en las medidas de fase no han permitido medir correctamente la densidad electrónica por lo que no se muestra ninguna figura con estas medidas ya que no son concluyentes. Además, se han probado diferentes técnicas de unwrapping para corregir estos saltos de franja pero han resultado ineficaces para mejorar las medidas de fase.

Se han intentado realizar algunas mejoras para poder tener mejores señales interferométricas. Una de ellas fue sustituir el array PIN 4114-35Q de Hamamatsu por un fotodetector monocanal de InGaAs ya que tienen mayor responsividad en la longitud de onda del Nd:YAG. Los niveles de señal procedentes de este detector fueron amplificados hasta obtener unas señales de $2V_{pp}$ pero ni siquiera con mayor niveles de señal el detector de fase fue capaz de medir correctamente la fase durante un pulso. Por tanto, se concluye que no era un problema de señal. Otros de los problemas que se pensó, fue sobre el posible movimiento del espejo rectangular que ocupa toda la ventana del acceso superior del puerto B1. Debido al pequeño movimiento que sufre el TJ-II cuando se genera el pulso en su interior, el espejo superior se mueve con la máquina desplazando el haz de medida hacia un lateral debido a la longitud del brazo de medida y perdiendo así toda interferencia con el brazo de referencia. Esta idea nunca fue demostrada.

V.3. Conclusiones.

En este capítulo II se ha presentado los fundamentos físicos e instrumentales en los que se basan los diagnósticos interferométricos para las medidas de densidades electrónicas en plasma de fusión a partir de la interacción de una onda electromagnética con un plasma y, la extracción de información de fase mediante técnicas interferométricas, para obtener perfiles espaciales de densidades electrónicas de alta resolución.

En la sección II.2 se ha puesto de manifiesto la validez de la interferometría como técnica para la obtención de la integral de densidad de línea a través del desfase que experimenta un haz que ilumina un plasma según una línea de visión (cuerda). Además se ha mostrado la importancia de la elección de longitud de onda para evitar posibles refracciones del haz ante gradientes de densidad electrónica. A continuación, en la sección II.3, se han planteado diferentes maneras de compensar las variaciones indeseables de fase debidas a las vibraciones mecánicas a las que se encuentran sometidos el interferómetro y la propia máquina de fusión. De esta forma se han presentado diferentes esquemas interferométricos como el interferómetro heterodino de dos longitudes de onda, ampliamente utilizado en diferentes dispositivos de fusión, como solución a la sustracción de dichas vibraciones. Los interferómetros dispersivos también se han presentando como alternativa a los sistemas interferométricos convencionales, mucho más simples que éstos y que solucionan, en la medida de lo posible, los problemas debidos a las vibraciones mecánicas.

Una vez planteado la base de esta tesis desde un punto tanto teórico como instrumental, hemos extendido esta técnica para el diseño y concepción de las dos opciones de interferómetros multicanal que existen para la medida de perfiles espaciales de densidad electrónica en la sección II.4: Interferómetros de cuerdas discretas e interferómetros de haz expandido. En esta sección se discute sobre las ventajas y desventajas de la elección entre estas dos configuraciones interferométricas multicanal. Además, se ha comentado las consideraciones previas que se han de tener en cuenta a la hora de diseñar dichos interferómetros destacando el papel fundamental que juega el

acceso al plasma (puertos de entrada y de salida) determinando así el tamaño máximo del haz con el que podemos iluminar el plasma.

El método de inversión de Abel es el método que permite obtener el valor local de la densidad electrónica del plasma en un punto dado. El caso más sencillo para obtener un perfil espacial de densidad electrónica es cuando las líneas de visión que componen los haces de medida son paralelas y próximas entre ellas aplicado a plasmas simétricamente cilíndricos. En el caso de un sistema interferométrico multicanal de haces discretos se obtiene dicho perfil mediante el valor de densidad local proporcionado por cada línea de visión, después se aplica la inversión de Abel para cada punto espacial y finalmente se aplicarán diferentes métodos de interpolación para formar dicho perfil. El uso de interferómetros de haces discretos para obtener un perfil espacial de densidad no es tan preciso ya que poseen menor resolución espacial que un interferómetro de haz expandido y la interpolación no será tan fiable. En el caso de un interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda, éste posee mayor resolución espacial lo que lleva a una mejor cancelación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas ya que se reconstruye previamente los frentes de onda interferenciales mediante algoritmos de interpolación y posteriormente se reconstruye el perfil de densidad con la inversión de Abel obteniendo mayor fiabilidad en la medida.

La obtención del perfil de densidad se complica cuando los plasmas son asimétricos y/o las líneas de visión no son paralelas sino que iluminan el plasma en varias direcciones. Por tanto, se ha discutido este tipo de posibilidades que se pueden encontrar y la aplicación de diferentes métodos numéricos para reconstruir el perfil de densidad electrónica incluso en función de su forma. Además se han presentado los sistemas tomográficos como los sistemas interferométricos de mayor resolución espacial capaces de obtener una imagen completa de la densidad electrónica.

Por último, en la sección II.5, se ha realizado un estudio comparativo entre sistemas multicanales interferométricos de haz expandido y de cuerdas discretas instalados actualmente en máquinas de fusión. Aquí se ha constatado que los interferómetros láser de haz expandido alcanzan resoluciones espaciales y pueden trabajar con densidades electrónicas de pico más altas que los actuales sistemas

multicanales de cuerdas discretas, tanto con longitudes de onda submilimétricas como con longitudes de onda de infrarrojo medio y lejano (MIR-FIR). Cabe destacar el uso de líneas de visión horizontales y tangenciales se utilizan principalmente en aquellos dispositivos de fusión cuyo acceso es limitado mientras que en aquellos dispositivos de gran acceso al plasma se emplean interferómetros de haz expandido en visión vertical. Además, si se combinan estas tres visiones del plasma se podrá diseñar sistemas interferométricos tomográficos capaces de reconstruir imágenes del plasma con muy alta resolución espacial en comparación con los interferómetros de haz expandido y de haces discretos. También se ha realizado una comparación entre interferómetro de dos colores heterodino en configuraciones de haz expandido y de escaneado, poniendo de manifiesto el inconveniente de este último sistema de cara a medir simultáneamente según todas las líneas de visión.

Este capítulo III hemos desarrollado y validado una metodología para el diseño de sistemas interferométricos de haz expandido de dos longitudes de onda de alta resolución espacial para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión con el objetivo es diseñar diagnósticos capaces de medir variaciones en el plasma del orden de pocos milímetros lo que complica enormemente el diseño.

Para desarrollar nuestra metodología partimos en primer lugar del estudio de la propagación de haces gaussianos a lo largo del brazo de medida de un interferómetro de haz expandido de dos longitudes de onda. La necesidad de controlar sus características y conformar los haces de medida hace que el uso de una herramienta informática de diseño óptico sea totalmente necesaria ya que las dos longitudes de onda con las que vamos a trabajar están muy separadas. El programa que hemos elegido se llama Zemax y es ampliamente utilizado para este tipo de diagnósticos. Nos va a permitir conformar los haces por los puntos más críticos del diseño como son la propia magnificación del haz de medida, la iluminación y paso de dicho haz por el puerto de acceso al plasma y la conformación del haz para iluminar los arrays de medidas (i. e., demagnificación del haz). Además, nos proporciona información desde el punto de vista óptico gaussiano (dándonos una idea real del haz) y paraxial (diagramas de spots, representación 3D del interferómetro) y permitiendo el diseño de todos los componentes ópticos del interferómetro (espejos, divisores de haz, lentes,...).

A continuación y para evaluar la resolución espacial de nuestro diagnóstico se revisaron los fundamentos de formación de imágenes en sistemas ópticos (óptica geométrica, teoría de difracción (criterio de Rayleigh) y óptica de Fourier). Con estas herramientas podemos determinar cuántas líneas de visión y su separación para reconstruir en primer lugar el frente de fase interferencial heterodino de ambas longitudes de onda y posteriormente reconstruir lo más fielmente posible el perfil espacial de densidad electrónica mediante métodos de inversión.

Por tanto, para poder sustraer correctamente las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas en todo el frente de onda interferencial, se necesita realizar un estudio exhaustivo de dicho frente. Existen varios factores de error que reducen la capacidad de reconstrucción del perfil de densidad electrónica en los interferómetros que proporcionan imágenes del plasma durante la operación de los dispositivos de fusión.

El primero de ellos es la calidad del frente de onda interferencial heterodino ya que si este frente se ve fuertemente perturbado, como ocurre cuando el haz atraviesa el plasma o por el efecto de las imperfecciones de la óptica empleada en nuestro experimento, pueden aparecer errores en la detección de fase y una pésima reconstrucción del frente de fase. Además, la aplicación de un algoritmo de interpolación para reconstruir dicho frente a partir de las muestras de fase adquiridas por nuestro sistema de detección multicanal de fase influye considerablemente en la calidad de reconstrucción del frente de fase. Una mala reconstrucción en un interferómetro de dos longitudes de onda supondría una mala compensación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas.

Por ello, se diseñó un interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne con el fin de evaluar las principales limitaciones que deterioran la medida de fase del frente de onda y por tanto la resolución espacial de nuestro sistema. Este interferómetro nos permitió calibrar la evolución del frente de onda interferométrico heterodino frente a uno homodino de referencia, y la influencia del crosstalk electrónico y óptico que reducen la resolución en la medida de fase y, por tanto, la resolución espacial.

A continuación se reconstruyó con una resolución espacial de 1mm el perfil espacial heterodino teniendo de referencia el patrón homodino y, aplicando diferentes algoritmos de interpolación, se puso de manifiesto que el mejor método que reconstruye el perfil heterodino es el teorema de muestreo de Whittaker-Shannon descartando así el uso de métodos de interpolación con funciones polinómicas.

Una vez que hemos evaluado estas limitaciones con un interferómetro heterodino de haz expandido de una sola longitud de onda, extendimos el estudio a las dos longitudes de onda con el objetivo final de evaluar la capacidad de sustracción de las variaciones de fase producidas por las vibraciones mecánicas. Por tanto, diseñamos un prototipo interferométrico heterodino multicanal de CO₂/He-Ne (10.6μm/0.633μm) de haz expandido para validar la metodología que se ha de seguir para el diseño final del interferómetro multicanal de haz expandido en el TJ-II. Para el diseño óptico utilizamos un software de diseño óptico, Zemax, que nos ha permitido simular este prototipo proporcionando toda la información de los haces gaussianos a lo largo de ambos brazos del interferómetro y diseñar todos sus elementos ópticos (espejos planos, radios de curvatura y focales de los espejos esféricos, divisores de haz...). Posteriormente con esta simulación, se ha montado en el laboratorio dicho interferómetro para comparar experimentalmente que los haces medidos son los mismos que obtuvimos mediante las simulaciones hechas con el Zemax y, por tanto, se ha validado el uso de este software para el diseño de este tipo de esquema interferométricos. Finalmente, realizamos un estudio para evaluar la capacidad de sustracción de las vibraciones mecánicas que perjudican la medida de fase debido, único y exclusivamente, a la influencia del plasma. Para ello, se ha proporcionado un golpe sobre la mesa óptica y se observó como las dos longitudes de onda siguen las mismas vibraciones permitiendo cancelar correctamente las variaciones de fase obteniendo un error residual promedio de la integral de densidad de línea de $0.59 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ cumpliendo uno de los requisitos de este diseño.

Además, cabe comentar la influencia de los sistemas de detección que escogimos para evaluar la metodología de diseño y determinación de la resolución espacial. El array escogido para la medida de señales heterodinas del frente de onda de He-Ne fue un array lineal de 35 elementos PIN (S4114-35Q de Hamamatsu) que posee las características necesarias para nuestro experimento (ancho de banda, dimensiones de los elementos, separación de 1 mm entre elementos adyacentes y responsividad). Para la

detección heterodina de las señales de CO₂, se diseñó y fabricó en colaboración con Vigo System S. A. un array lineal fotovoltaico a medida según nuestras especificaciones (32 elementos, separación entre elementos de 1 mm, gran ancho de banda y alta responsividad), haciendo así que sea el único array lineal de estas características empleado para la medida de densidades electrónicas hasta el momento.

Para la medida de fase del frente de onda interferencial se ha usado un detector de fase IQ multicanal basado en tecnología FPGA de alta precisión (1/3600 de franja de CO₂) que es uno de los requisitos que demandábamos a nuestro sistema de detección.

Por tanto, podemos concluir que hemos conseguido desarrollar una metodología de diseño óptico capaz de diseñar esquemas interferométricos de dos longitudes de onda mediante herramientas software, poder evaluar las principales limitaciones que presentan los interferómetros de haz expandido, estudiar la reconstrucción de perfiles espaciales del frente de fase con alta resolución espacial (del orden de milímetros), y evaluar la cancelación de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas con alta precisión.

Siguiendo las actividades del proyecto ENE2006-13559/FTN y en la cual está enmarcada esta tesis doctoral, el objetivo es diseñar e instalar un sistema diagnóstico para la medida de densidad electrónica en el Stellarator TJ-II con alta resolución espacial (1~5 mm) basado en un sistema interferométrico láser heterodino de haz expandido con dos longitudes de onda. En base a esto, se ha desarrollado este capítulo IV.

Inicialmente, se ha presentado el dispositivo de fusión de carácter científico Stellarator TJ-II de tamaño medio instalado en el Laboratorio Nacional de Fusión – CIEMAT en la cual se ha instalado un interferómetro heterodino de dos longitudes de onda (CO₂: 10.6μm/Nd:YAG: 1.064μm) multicanal de haz expandido para la medida de perfiles de densidad electrónica de alta resolución espacial. Para ello y antes de iniciar el diseño de dicho sistema interferométrico, se han comentado los condicionantes iniciales desde el punto de vista instrumental (dimensiones de la mesa óptica, fuentes láser, moduladores acustoópticos) y restricciones físicas que impone la propia máquina de fusión (tamaño de la ventana de acceso al plasma del puerto B1, situación y posición

del espejo superior de dicho puerto) que establecen ciertas limitaciones de diseño. Además, surge de la colaboración entre CIEMAT y UC3M, la decisión de que el haz expandido de medida sea de 100 mm.

Partiendo de la metodología de diseño desarrollada en el prototipo interferométrico de CO₂/He:Ne de haz expandido diseñado en los laboratorios de la UC3M y de los resultados obtenidos en dicho sistema óptico comentado en el capítulo III, utilizamos el software de diseño óptico, Zemax, para diseñar tanto los elementos ópticos como el estudio de las características gaussianas de los haces de medida y de referencia en cada etapa del sistema óptico. Este programa nos ha permitido diseñar los espejos esféricos que configuran el haz expandido y el haz demagnificado minimizando las aberraciones esféricas surgidas al trabajar con sistemas telescópicos fuera de eje, la apertura que configura el haz elíptico de medida, el periscopio que dirige el haz de medida al plasma, y los espejos rectangulares que permiten propagar los haces por la mesa óptica evitando que los haces impacten contra el resto de elementos optomecánicos.

Una vez simulado el interferómetro de haz expandido, se ha procedido a la instalación. Antes de iniciar el diseño de piezas y elementos ópticos nos fijamos en las dimensiones de los haces expandidos proporcionadas por Zemax y, por tanto, debido al tamaño de los haces expandidos se debe de alzar todo el sistema óptico situando de esta manera el eje del sistema en 167.4 mm respecto de la mesa óptica.

Previa a la instalación, se fabricaron los espejos esféricos de 7" y 5", las aperturas, el periscopio (montura, espejo rectangular, muelles y cabezas micrométricas), los espejos rectangulares y sus monturas además de todos los postes y bases que elevan de la mesa a estos elementos ópticos para alcanzar la altura deseada. Durante la instalación se han ido comprobando que los haces obtenidos en cada una de las partes del interferómetro son similares a los valores simulados por el Zemax. Esto ha sido una gran aportación de cara a la optimización y posicionamiento de la óptica en la mesa, minimizando así las posibles aberraciones que puedan aparecer durante el montaje.

Además, se ha descrito la etapa de acondicionamiento de señal para los sistemas de detección para las señales heterodinas de CO₂ y Nd:YAG procedentes de los arrays de detección comentados en el capítulo anterior (PVM 10.6-C y S4114-35Q

respectivamente). Dichos arrays empleados para ambas longitudes de onda han sido alojados cada uno de ellos en una caja metálica apantallada electromagnéticamente para evitar las interferencias externas procedentes del ambiente en el que está sometido nuestro experimento. Para mejorar el apantallamiento y minimizar el ruido de nuestro sistema de detección se han empleado cables SMA y conectores MMCX. Debido a que las señales procedentes de los detectores son de muy bajos valores de SNR y para que puedan ser procesadas por el sistema de detección de fase, se diseñó y fabricó en la UC3M una etapa de procesamiento de señal (para cada uno de los canales) compuesta por unos amplificadores de bajo ruido y filtros específicos para 40 MHz con una ganancia de hasta 60 dB. Este circuito también ha sido alojado en cajas metálicas apantalladas. Estos circuitos han sido testeados con el prototipo interferométrico del capítulo III.

Para la medida de fase de alta resolución se ha presentado el sistema de detección de fase multicanal que se va a emplear durante la operación rutinaria del TJ-II. Este sistema desarrollado en el CIEMAT está basado en una FPGA con 16 canales de entrada, basado en la detección de fase por cruce por cero y presenta una precisión en la medida de fase de 1/400 de franja. De esta manera, se descartó, tras una reunión entre la UC3M y el CIEMAT, el presentado en el capítulo III y desarrollado a lo largo del proyecto ENE2006-13559/FTN.

Concluida la instalación, procedemos a la medida de la resolución espacial del interferómetro de haz expandido para determinar la posición y separación de cuerdas en el plasma y en los arrays de detección. Para ello se ha realizado un experimento colocando un par de obstáculos en el brazo de referencia situados en el brazo de referencia simulando la posición del centro del plasma e iluminados con el haz de Nd:YAG. Observando la distribución en amplitud de la imagen de dichos obstáculos en el plano imagen del sistema telescópico de demagnificación formado por dos espejos esféricos, medimos el área de dicha imagen para ver qué elementos del array de Nd:YAG quedarían bloqueados perdiendo así la señal interferencial en esa zona. Posteriormente se ha simulado dicho esquema experimental con el programa Zemax. Entonces, comparando ambos resultados, se observa que son muy similares y que bloquean las mismas zonas del array de Nd:YAG. Por consiguiente, este resultado nos ha permitido validar el uso del Zemax como una herramienta para determinar la

resolución espacial para este tipo de aplicación. Por tanto, se ha calculado la resolución espacial para la longitud de onda de CO₂, y obtener finalmente 17 líneas de visión con una separación entre cuerdas de 3 mm en el plasma.

En conclusión, se ha diseñado e instalado un interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda con alta resolución espacial (3 mm) de 17 líneas de visión lateral. Además, se ha desarrollado una etapa de acondicionamiento de señal que permite obtener un nivel de señal óptimo de entrada al sistema de detección multicanal. De esta forma, el diagnóstico está preparado para su posterior uso durante la operación rutinaria en el stellarator TJ-II.

En este capítulo V se ha presentando en primer lugar la capacidad de sustracción de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas presentes en el entorno del interferómetro y en el propio TJ-II. Para optimizar la cancelación de las vibraciones, se ha corregido la posición del espejo rectangular de la ventana de acceso al plasma del puerto B1, de los espejos de 7" de diámetro de los sistemas telescópicos de magnificación, y por último se ha mejorado la recombinación de los haces de medida y de referencia en el divisor de haz final . Este hecho ha mejora la capacidad de sustracción de las variaciones de fase causadas por las vibraciones mecánicas y, por tanto, se ha obtenido una resolución de $0.11 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ en la medida de la integral de línea de densidad cumpliendo así unos de los objetivos del proyecto ENE2006-13359/FTN que era obtener una alta resolución en la medida de densidad de $<10^{17} \text{ m}^{-2}$. Por tanto, ha quedado demostrada la alta influencia del posicionamiento correcto de los elementos ópticos que componen el interferómetro multicanal de haz expandido con brazos de 26 metros de longitud para obtener una buena cancelación de las vibraciones mecánicas y finalmente obtener una excelente resolución en la medida de la integral de línea de densidad electrónica.

Una vez realizadas estas medidas se ha incorporado este diagnóstico interferométrico a la operación rutinaria del TJ-II en Junio de 2010. Las primeras pruebas realizadas fueron las medidas de pulsos técnicos previos al inicio de la operación con pulsos de plasma para comprobar su correcto funcionamiento. Durante estos pulsos técnicos hemos sido capaces de medir las variaciones de fase sufridas en estos procesos obteniendo un error residual en la medida de la integral de línea de

$1.3 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$. Sin embargo, durante los diferentes días de operación no ha sido posible medir ningún pulso correctamente y por tanto no se han obtenido medidas de densidad de plasma. Cuando se visualizaban las medidas tomadas por el detector de fase multicanal, la presencia de continuos saltos de fase hizo imposible la completa sustracción de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas.

ANEXO I.

PUBLICACIONES Y APORTACIONES A CONGRESOS.

PUBLICACIONES EN REVISTAS INTERNACIONALES

- [1] P. Acedo, **P. Pedreira**, A. R. Criado, H. Lamela, M. Sánchez, J. Sánchez. *Calibration of a high spatial resolution laser two-color heterodyne interferometer for density profile measurements in the TJ-II stellarator*. Review of scientific instruments 9 (10), pp. 7131-7135. 2008.
- [2] **P. Pedreira**, L. Esteban, A. R. Criado, P. Acedo, M. Sánchez, J. Sánchez. *Two color multichannel heterodyne interferometer set up for high spatial resolution electron density profile measurements in TJ-II*. Review of Scientific Instruments 81, pp. 10D517. 2010.

PARTICIPACIÓN EN CONGRESOS INTERNACIONALES

- [1] P. Acedo, **P. Pedreira**, A. R. Criado, H. Lamela, M. Sánchez, J. Sánchez. *High spatial resolution laser two-color heterodyne interferometer for density profile measurements in the TJ-II Stellarator*. Proceedings of 17th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics. Albuquerque, Estados Unidos de América. 2008.
- [2] P. Acedo, **P. Pedreira**, A. R. Criado, H. Lamela, M. Sánchez, J. Sánchez. *Systematic study of the sources of error in the high spatial resolution two-color laser interferometer for the TJ-II stellarator*. 35th EPS Conference on Plasma Physics. Hersonissos, Grecia. 2008.
- [3] **P. Pedreira**, L. Esteban, A. R. Criado, P. Acedo, M. Sánchez, J. Sánchez. *Works towards the evaluation of the ultimate spatial resolution of the new two-color heterodyne interferometer for electron density measurements in the TJ –II Stellarator*. 36th EPS Conference on Plasma Physics. 33E, P-4.187. Sofia, Bulgaria. 2009.

- [4] L. Esteban, **P. Pedreira**, M. Sánchez, P. Acedo, J. Sánchez. *Very fast multiple input phase meter for TJ-II Stellarator expanded beam interferometer*. 36th EPS Conference on Plasma Physics. 33E, P-4.214. Sofia, Bulgaria. 2009.
- [5] **P. Pedreira**, L. Esteban, A. R. Criado, P. Acedo, M. Sánchez, J. Sánchez. *Two color multichannel heterodyne interferometer set up for high spatial resolution electron density profile measurements in TJ-II*. Proceedings of 18th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics. Wildwood, New Jersey, Estados Unidos de América. 2010.
- [6] L. Esteban, M. Sánchez, J. A. López, O. Nieto-Taladriz, **P. Pedreira**, P. Acedo. *Development Efficient FPGA-based Phase Meter for IR-Interferometers. Optimizations for Multichannel Interferometers*. 2010 17th IEEE-NPSS Real Time Conference. Lisboa, Portugal. 2010.
- [7] **P. Pedreira**, L. Esteban, A. R. Criado, P. Acedo, M. Sánchez, J. Sánchez. *Determination of spatial resolution for electron density profile measurement using a two color expanded-beam multichannel heterodyne interferometer in TJ-II*. 37th EPS Conference on Plasma Physics. P5.127. Dublín, Irlanda. 2010.

OTRAS PUBLICACIONES EN CONGRESO.

- [1] H. Lamela, V. Cunningham, **P. Pedreira**, D. Gallego, P. Acedo, W. Fritsche, A. Csaki, G. Festag, A. Steinbrück. *Optoacoustic signal generation by using nanoparticles and nanorods for biomedical imaging*. OSAV 2008. San Petersburgo, Rusia. 2008.
- [2] H. Lamela, V. Cunningham, **P. Pedreira**, D. Gallego, P. Acedo, W. Fritsche, A. Csaki, G. Festag, A. Steinbrück. *Comparative analysis of optical absorption and optoacoustic signal generation nanoparticles*. SPIE 2008. San José, Estados Unidos de América. 2008.

ANEXO II.

ARRAY PIN DE 35 ELEMENTOS PARA LA DETECCION DE SEÑALES HETERODINAS DE HE-NE.

Una de las principales fuentes de error que perjudican la medida de fase en un interferómetro heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda de alta resolución espacial es el crosstalk electrónico asociado a la electrónica utilizada en la etapa de acondicionamiento de las señales y a la placa donde están soldadas las salidas de cada canal de un array de varios elementos fotodetectores. Además, hay que tener en cuenta el crosstalk óptico asociado a la proximidad entre elementos detectores debido a la alta resolución requerida para el diagnóstico interferométrico. El crosstalk óptico en un array de fotodiodos integrados monolíticamente se debe a la difusión lateral de portadores generados ópticamente entre canales adyacentes en la capa óptica activa del sustrato de un semiconductor aumentando así la señal en el canal vecino. Por tanto, debemos calibrar los niveles de crosstalk de los sistemas de detección que empleamos en la medida del frente de onda heterodino interferencial ya que son una de las principales fuentes de error en la sustracción de las variaciones de fase debidas a las vibraciones mecánicas.

Para la medida de las señales heterodinas del interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne (ver Capítulo III) hemos escogido el array de bajo crosstalk óptico y las salidas de dicho detector han sido soldadas a una placa para facilitar la medida de las señales de cada elemento del array de 35 elementos PIN S4114-35Q de Hamamatsu que presenta un bajo nivel de crosstalk óptico. Además, las salidas de este array han sido soldadas a una placa de 4 capas para minimizar el crosstalk electrónico debido a la proximidad de las pistas que nos proporcionan los niveles de señal detectados por dicho array.

Para la calibración del crosstalk óptico, primeramente colocamos el array sobre una estación de traslación lineal con un micrómetro para variar la posición en altura del array y es iluminado con un láser de He-Ne de 1 mW. A continuación, para medir el crosstalk óptico del detector lo que hacemos es colocar una cartulina negra con una apertura de 1 mm (anchura del elemento) de tal forma que queda iluminado un elemento del array y cubriendo al resto de elementos. Como los niveles de señal generados en cada uno de estos elementos se espera que sean muy bajos debidos a la baja responsividad de este array, se amplifica la señal de salida con un amplificador inversor con regulación de offset y ganancia 100. Para obtener una mejor calibración vamos a dividir el array en seis ventanas, es decir, vamos a medir el crosstalk de 8 en 8 elementos detectores de tal manera que se mide la señal generada en un elemento y sus adyacentes al mismo tiempo. El resultado obtenido de estas medidas se muestra en las siguientes tablas (Tabla AII.1-AII.6).

Elemento del Array	Canal 1 (mV)	Canal 2 (mV)	Canal 3 (mV)	Canal 4 (mV)	Canal 5 (mV)	Canal 6 (mV)	Canal 7 (mV)	Canal 8 (mV)
Canal 1	-120	-10.9	0	0	0	0	0	0
Canal 2	-1.5	-132	-0.1	0	0	0	0	0
Canal 3	0	-0.2	-147	-0.8	0	0	0	0
Canal 4	0	0	-0.3	-134	-0.8	0	0	0
Canal 5	0	0	0	0	-125	-4.7	0	0
Canal 6	0	0	0	0	-0.9	-134	-0.4	0
Canal 7	0	0	0	0	0	-0.3	-128	-0.8
Canal 8	0	0	0	0	0	0	-0.2	-123

Tabla AII.1: Ventana 1 (canal 1 - canal 8).

Elemento del Array	Canal 7 (mV)	Canal 8 (mV)	Canal 9 (mV)	Canal 10 (mV)	Canal 11 (mV)	Canal 12 (mV)	Canal 13 (mV)	Canal 14 (mV)
Canal 7	-158	-8	0	0	0	0	0	0
Canal 8	-15.8	-134	-0.2	0	0	0	0	0
Canal 9	0	0	-140	-1.8	0	0	0	0
Canal 10	0	0	-0.3	-142	-1.1	0	0	0
Canal 11	0	0	0	-0.2	-133	-4.7	0	0
Canal 12	0	0	0	0	-1.9	-149	0	0
Canal 13	0	0	0	0	0	-0.3	-170	-1
Canal 14	0	0	0	0	0	0	-0.2	-155

Tabla AII.2: Ventana 2 (canal 7 - canal 14).

Elemento del Array	Canal 13 (mV)	Canal 14 (mV)	Canal 15 (mV)	Canal 16 (mV)	Canal 17 (mV)	Canal 18 (mV)	Canal 19 (mV)	Canal 20 (mV)
Canal 13	-116	-18.7	0	0	0	0	0	0
Canal 14	-0.2	-134	-13	0	0	0	0	0
Canal 15	0	-0.5	-138	-0.3	0	0	0	0
Canal 16	0	0	-0.2	-134	-2.2	0	0	0
Canal 17	0	0	0	-7	-140	-0.1	0	0
Canal 18	0	0	0	0	-0.2	-151	-0.6	0
Canal 19	0	0	0	0	0	-0.3	-161	-0.5
Canal 20	0	0	0	0	0	0	-0.6	-159

Tabla All.3: Ventana 3 (canal 13 - canal 20).

Elemento del Array	Canal 19 (mV)	Canal 20 (mV)	Canal 21 (mV)	Canal 22 (mV)	Canal 23 (mV)	Canal 24 (mV)	Canal 25 (mV)	Canal 26 (mV)
Canal 19	-147	0	0	0	0	0	0	0
Canal 20	-0.6	-133	-0.2	0	0	0	0	0
Canal 21	0	-0.3	-143	-0.7	0	0	0	0
Canal 22	0	0	-0.1	-130	-4.6	0	0	0
Canal 23	0	0	0	-0.2	-130	-0.6	0	0
Canal 24	0	0	0	0	-0.3	-132	-0.6	0
Canal 25	0	0	0	0	0	-0.1	-136	-1.2
Canal 26	0	0	0	0	0	0	-0.7	-143

Tabla All.4: Ventana 4 (canal 19 - 26).

Elemento del Array	Canal 25 (mV)	Canal 26 (mV)	Canal 27 (mV)	Canal 28 (mV)	Canal 29 (mV)	Canal 30 (mV)	Canal 31 (mV)	Canal 32 (mV)
Canal 25	-128	-9.6	0	0	0	0	0	0
Canal 26	0	-131	-1.4	0	0	0	0	0
Canal 27	0	-0.1	-131	-3.2	0	0	0	0
Canal 28	0	0	-2.9	-130	-0.3	0	0	0
Canal 29	0	0	0	-2.1	-132	-0.2	0	0
Canal 30	0	0	0	0	-0.4	-136	-0.6	0
Canal 31	0	0	0	0	0	-0.4	-131	-0.5
Canal 32	0	0	0	0	0	0	-0.2	-128

Tabla All.5: Ventana 5 (Canal 25 – Canal 32).

Elemento del Array	Canal 31 (mV)	Canal 32 (mV)	Canal 33 (mV)	Canal 34 (mV)
Canal 31	-139	-4.3	0	0
Canal 32	-0.6	-133	-0.5	0
Canal 33	0	-0.4	-133	-0.7
Canal 34	0	0	-0.2	-142

Tabla AII.6: Ventana 6 (Canal 31 – Canal 34).

En las tablas anteriores se muestra en color rojo el nivel de señal medido a la salida del elemento detector iluminado y en color morado el nivel de señal generado por crosstalk óptico en los elementos adyacentes tapados con la cartulina negra. En la tabla AII.7 se presenta los niveles de señal promedio ($V_{e.i.}$) y su desviación típica ($\sigma_{e.i.}$) medidos en los elementos iluminados, los niveles de crosstalk óptico promedio ($V_{c.o.}$) y su desviación típica ($\sigma_{c.o.}$) obtenidos en los elementos adyacentes correspondientes a cada ventana y finalmente la relación entre crosstalk respecto a la tensión del canal de medida.

	Ventana 1	Ventana 2	Ventana 3	Ventana 4	Ventana 5	Ventana 6
$V_{e.i.}$ (mV)	-130.38	-147.63	-141.63	-136.75	-130.88	-138.25
$\sigma_{e.i.}$ (mV)	8.47	12.84	14.90	6.67	2.53	3.77
$V_{c.o.}$ (mV)	-1.56	-2.54	-3.17	-0.73	-1.56	-1.12
$\sigma_{c.o.}$ (mV)	2.94	4.43	5.77	1.16	2.54	1.57
$V_{e.i.}$ vs. $V_{c.o.}$	1.2%	1.72%	2.24%	0.53%	1.20%	0.81%

Tabla AII.7: Relación entre valores de tensión de salida de los elementos iluminados y los niveles de crosstalk óptico en los elementos adyacentes.

En la tabla AII.7 se observa que el valor medio del crosstalk es del 1.28% lo que supone un nivel de crosstalk bastante bajo y que se acerca mucho a los datos del fabricante.

Una vez que se ha calibrado el nivel de crosstalk óptico, se suelda a las pistas de salida de cada elemento fotodetector un circuito de resonancia en paralelo con frecuencia central de 80 MHz formado por una resistencia 56Ω y una bobina de 100nH. Ahora, para caracterizar el crosstalk total del sistema, se propone una prueba donde se ilumina a un solo detector (canal 7) con una señal heterodina (80 MHz) mientras el resto de elementos son tapados (canales 5-6 y 8-9), y con un analizador de espectros medimos

los niveles de potencia en cada elemento. Además, se realiza una segunda prueba bloqueando el haz láser incidente para ver el nivel de crosstalk total del sistema de detección más sus elementos auxiliares (placa, cables, conectores).

Canal	Potencia (láser ON) (dBm)	Potencia (láser OFF) (dBm)
5	-18	-20
6	-19	-22
7	+10	-19
8	-22	-25
9	-14	-17

Tabla AII.8: Crosstalk total del sistema.

Como se ve en la Tabla AII.8 la señal RF está todavía presente en los canales no iluminados, demostrando otros caminos para la interferencia más allá de detector a detector y entre pistas eléctricas de la placa. Estos resultados han forzado a diseñar nuevas estrategias en el diseño de las placas de los detectores y de la electrónica asociado, incluyendo el apantallamiento para mantener una relación señal/crosstalk por debajo de 30dB.

ANEXO III.

DETECTOR DE FASE INTEGRAL MULTICANAL BASADO EN FPGA PARA MEDIDAS DE SEÑALES HETERODINAS DE CO₂ Y He-Ne.

Una vez puesto en marcha el interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne, se ha comenzado a estudiar los límites de resolución de medida en un sistema interferométrico heterodino comenzando con el desarrollo de una nueva detección de fase para mejorar la resolución de la misma. Así, es importante destacar que en el sistema interferométrico de dos longitudes de onda monocanal para la medida de densidad electrónica actualmente instalado en el Stellarator TJ-II y desarrollado por el grupo GOTL de la UC3M, la detección de fase se realiza mediante un sistema basado en la demodulación a frecuencia intermedia y la posterior detección de fase de forma digital. Dicho sistema ha presentado diversos problemas de flexibilidad y crosstalk. Por ese motivo, como uno de los primeros objetivos del proyecto ENE2006-13559/FTN, se pretende mejorar dicha detección para llegar al límite de resolución en la medida de fase interferencial en el diagnóstico. Por tanto, las características que se especifican en el desarrollo para el nuevo detector de fase son:

- Detección de fase directa: Medida a la frecuencia de modulación evitando etapas intermedias (i. e., problemas de crosstalk).
- Alta resolución en la medida de fase: Mejorar la resolución actual de 1/1000 de franja (0.36°) para mejorar a su vez la medida de densidad electrónica.
- Alta resolución temporal: Aumentar la velocidad de muestreo, de forma configurable hasta los 100 Ksamples/s.
- Configurable: Se pretende utilizar un único diseño para todas las frecuencias de modulación y que, a ser posible, se pueda variar su frecuencia de muestreo y otros parámetros en función de los niveles de señal.

- Escalable: En el marco de un sistema multicanal (hasta 32 canales) se pretende que el escalado del diseño sea fácil y, en lo posible, que se integren todos los detectores de fase en el menor espacio posible.

Con estos requisitos se ha optado por la lógica programable (uso de FPGAs) como la tecnología óptima. Así se ha planteado un diseño y su implementación en un FPGA de Altera (modelo STRATIX II) con conversores A/D de Analog Devices. A continuación se describe el proceso de medida y su implementación. Este detector de fase multicanal fue calibrado y testado en el interferómetro homodino/heterodino de haz expandido de He-Ne y posteriormente fue utilizado para la medida de fase en un prototipo interferométrico heterodino de haz expandido de CO₂/He-Ne para el estudio de la cancelación de las medidas de fase debidas a las vibraciones mecánicas. Una imagen del sistema de detección multicanal se puede ver en la figura III.10 del capítulo III.

A.III.1. Introducción.

Este sistema de detección de fase se ha diseñado para tener una resolución en la medida de fase mejor que $\pi/1000$ rad teniendo en cuenta que el rango total de desfase a medir será de varias veces 2π . El prototipo desarrollado se basa en un dispositivo lógico programable (FPGA) que se ocupa de los cálculos necesarios en el proceso de detección de fase a partir de los datos de entrada proporcionados por dos convertidores A/D. En los siguientes apartados se describe el proceso de medida, la implementación de este proceso en el prototipo a partir del diagrama de bloques del sistema y finalmente la calibración de dicho detector de fase.

A.III.2. Proceso de medida de fase.

El proceso de medida de fase se realiza en dos bloques diferenciados:

A.III.2.1. Desfase entre 0 y 2π .

Para la medida de desfases entre 0 y 2π se realiza una demodulación IQ de los canales de entrada. En este proceso se utiliza uno de los canales de entrada como referencia de forma que se tiene:

$$A(\text{referencia}) = K_A \cos(\omega t) \quad \text{AIII.1}$$

$$B = K_B \cos(\omega t + \varphi) \quad \text{AIII.2}$$

Donde se ha tomado el canal A como referencia. K_A y K_B son las amplitudes de los canales de entrada A y B respectivamente y φ es el desfase entre las dos señales. Para realizar el proceso de medida se multiplica el canal B por el A de forma que se obtiene:

$$\begin{aligned}
 AB &= K_A [\cos(\omega t + \varphi - \omega t) + \cos(\omega t + \varphi + \omega t)] \\
 &= \frac{1}{2} K_A K_B [\cos(\varphi) \\
 &\quad + \cos(2\omega t + \varphi)]
 \end{aligned}
 \tag{AIII.3}$$

De manera simultánea se desfasa el canal A una fase de $\pi/2$ y se multiplica por el canal B obteniéndose:

$$\begin{aligned}
 A\left(\frac{\pi}{2}\right)B &= K_A \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) K_B \cos(\omega t + \varphi) \\
 &= \frac{1}{2} K_A K_B [\text{sen}(\varphi) \\
 &\quad + \cos\left(2\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)]
 \end{aligned}
 \tag{AIII.4}$$

A continuación se realiza un filtrado paso-bajo de las dos señales obtenidas de forma que se eliminan las componentes de alta frecuencia de la señal, con lo que se obtienen las proyecciones sobre el eje x e y del vector de desfase, llamadas componentes en fase (I) y en cuadratura (Q).

$$I = \frac{1}{2} K_A K_B \cos(\varphi); \quad Q = \frac{1}{2} K_A K_B \text{sen}(\varphi)
 \tag{AIII.5}$$

Una vez que se tienen las componentes X e Y del vector de desfase se utiliza un procesador CORDIC (COrdinate Rotation DIgital Computer) que obtiene las coordenadas polares del vector de desfase a partir de sus componentes cartesianas. De esta forma podemos calcular el ángulo de desfase entre las dos señales independientemente del nivel de entrada.

A.III.2.2. Desfase $>2\pi$.

Para la medida de desfases mayores de 2π utilizamos un comparador digital con histéresis que transforma las dos señales de entrada en señales cuadradas que después se utilizan para contar el número de ciclos completos de desfase entre las señales A y B. Por último se compone la información de los dos procesos de medida de forma que se obtiene el desfase total entre los dos canales de medida.

A.III.3. Diagrama de bloques.

El diseño incorpora dos bloques de medida de desfase, el bloque 1 diseñado para la medida de desfases entre dos señales de entrada de 80 MHz y el bloque 2 para medida de desfases entre dos señales de 40 MHz de forma simultánea. A continuación se muestra el diagrama de bloques del proceso de medida de fase de uno de los dos bloques de medida.

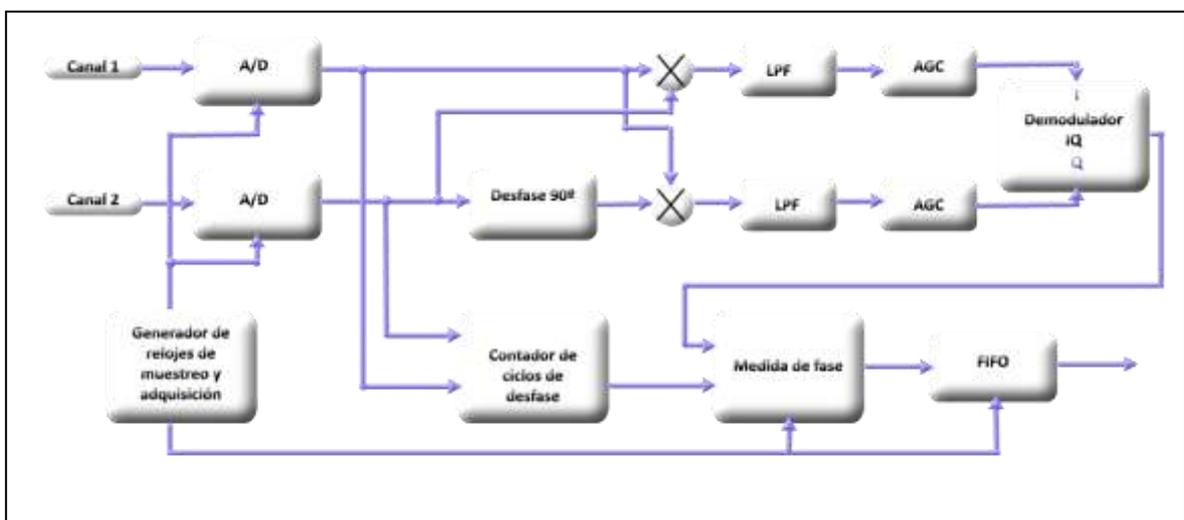


Figura AII.1: Esquema del detector de fase IQ implementado en una FPGA.



Figura AII.2: *Detector de fase multicanal implementado en una FPGA.*

A.III.3.1. *Conversión A/D.*

A la entrada del bloque de medida de fase se realiza una conversión A/D de la señal de entrada. En el proceso de conversión A/D, la señal de entrada es submuestreada de forma que se obtiene una señal de 2 MHz en el caso del bloque 1 y de 1 MHz en el bloque 2. Los parámetros más relevantes se muestran en la tabla AIII.1:

Parámetros	Bloque 1 (80 MHz)	Bloque 2 (40 MHz)
Convertidor A/D	AD9433	AD6645
Frecuencia de entrada	80 MHz	40 MHz
Frecuencia de muestreo	82 MHz	41 MHz
Frecuencia de salida	2 MHz	1 MHz
Muestras por ciclo	41	41
Resolución	12 bits	14 bits
Máxima tensión de entrada (acoplada por transformador)	2 V _{pp}	2.2 V _{pp}

Tabla AIII.1: *Parámetros más importantes de la conversión A/D.*

A.III.3.2. Desfase $\pi/2$.

Para realizar el desfase de $\pi/2$ necesario en el proceso de demodulación IQ, es necesario desfasar el canal A un cuarto de ciclo. Dado que el número de muestras por ciclo de la señal de entrada es de 41 (tanto en el bloque 1 como en el 2), se hace necesario desfasar la señal 10.25 muestras. Este desfase se ha realizado en dos etapas. En primer lugar se desfasan 10 muestras por medio de registros de desplazamiento. En segundo lugar es necesario desfasar la señal de entrada un cuarto de muestra. Para ello se interpola el punto entre las muestras anterior y posterior utilizando la siguiente fórmula:

$$S_{10.25} = \frac{3S_{10} + S_{11}}{4} \quad AIII.6$$

A.III.4. Multiplicadores.

Los multiplicadores se han implementado aprovechando los bloques DSP incluidos en la FPGA utilizada. Estos bloques incluyen multiplicadores de 9 x 9 bits capaces de funcionar a altas frecuencias de reloj y que pueden concatenarse para formar multiplicadores de hasta 36 x 36 bits.

A.III.5. Filtrado paso bajo.

Para eliminar las componentes de alta frecuencia de las señales I y Q se han utilizado acumuladores que suman un determinado número de muestras de la señal de los multiplicadores. Este número de muestras de entrada debe elegirse de forma que se integre un número completo de ciclos de la señal que se pretende eliminar. En este caso las señales a eliminar tendrán una frecuencia de 4 MHz en el bloque 1 y 2 MHz en el bloque 2 que corresponden en ambos casos a 20.5 muestras por ciclo. Se hace pues necesario integrar un número de puntos que sea múltiplo de 41. De esta forma, además eliminamos cualquier resto del señal que quede de la frecuencia de 2 MHz (1 MHz en el

bloque 2) debido cualquier no linealidad del proceso de demodulación. De esta forma, este bloque obtendrá una muestra por cada proceso de integración, de forma que la precisión en la medida será mayor cuantos más puntos se integren. Por otro lado cuanto mayor sea el número de muestras a integrar menor será la frecuencia máxima de obtención de datos de desfase.

Para minimizar en lo posible los errores en el proceso de medida, la integración empieza siempre en el flanco de subida de la señal de referencia. De esta forma en caso de que el número de puntos integrados no corresponda exactamente con un número completo de ciclos de la señal de entrada el error cometido será una constante que se suma a la fase. Además, para estos casos se ha incluido un método de corrección de errores que consiste en que una vez que se han integrado las muestras programadas, se espera al flanco de subida de la señal de referencia para parar el proceso de integración. De esta forma estamos seguros de que se ha integrado un número entero de ciclos de la señal de entrada. Esta corrección de entrada puede activarse o desactivarse por medio del BIT correspondiente del registro de control.

A.III.6. Control Automático de Ganancia.

Tal y como se dijo anteriormente, en principio el proceso de demodulación IQ no depende de la amplitud de la señal de entrada. Sin embargo, la amplitud de las señales que llegan al procesador CORDIC, afecta a la precisión de este al realizar el paso de coordenadas cartesianas a polares.

En el presente desarrollo se ha utilizado un procesador CORDIC de 16 bits, por lo tanto, de cara a maximizar la precisión en el proceso de los datos en este procesador se hace necesario implementar un control automático de ganancia (CAG) de forma que la amplitud de la señal de entrada al CORDIC sea la máxima posible. Para implementar el CAG, se analizan las componentes I y Q de entrada al CORDIC de forma que se obtienen los 16 bits más significativos de la señal de salida del acumulador.

A.III.7. Demodulador IQ.

Como ya se ha comentado en apartados anteriores, para la obtención de la fase a partir de las componentes I y Q se utiliza un procesador CORDIC. Este tipo de procesadores realizan un proceso iterativo para el cálculo de las coordenadas polares del vector a partir de las coordenadas cartesianas basado en una serie de rotaciones del vector. Este algoritmo tiene un rango de convergencia que típicamente está en torno a 1 radián. Por este motivo se hace necesario realizar un preproceso de los datos antes de introducirlos en el procesador. Para ello, primero se detecta el cuadrante en el que está el ángulo de entrada en función de los signos de las componentes X e Y llevándose el vector de desfase al primer cuadrante. A continuación se detecta si el ángulo es mayor o menor de $\pi/4$ comparando las componentes X e Y del vector. En caso de que el ángulo sea mayor de $\pi/4$ se cambian las componentes X e Y entre sí de forma que se calcula el complementario del ángulo de desfase. De esta forma se consigue que los ángulos de desfase con los que trabaja el procesador CORDIC, estén siempre comprendidos entre 0 y $\pi/4$ radianes.

Una vez obtenido del CORDIC el ángulo de desfase se realiza un proceso para deshacer todos los cambios que se han ido realizando al vector de desfase de forma que la salida es un número de 16 bits que se corresponde a un ángulo de 0 a 2π . De esta forma la resolución en la medida del ángulo de desfase es de 9.59×10^{-5} rad.

A.III.8. Contador de Ciclos de Desfase.

Como se comentó en el apartado A.II.1, el cálculo de ciclos completos de desfase se realiza en tres etapas:

En primer lugar se utiliza un comparador digital con histéresis que obtiene una señal digital a partir de cada una de las entradas. El valor de la histéresis de este comparador es programable por medio de los registros de control de la FPGA. En segundo lugar se implementa un detector de flanco que detecta los flancos de subida de la señal digital (pasos de negativo a positivo de la señal de entrada). A continuación,

estas señales de flanco pasan a una máquina de estados que se encarga de incrementar o decrementar un contador de ciclos de desfase en función de los flancos detectados en cada uno de los canales de entrada. Este contador es de 16 bits con signo, de forma que pueden medirse desfases en un rango de -32768 a 32767 ciclos.

En la figura AIII.2 se puede observar el funcionamiento del demodulador IQ y del contador de ciclos cuando una de las entradas es fija y la otra se va desplazando en fase hasta que el contador detecta un salto de ciclo.

A.III.9. Medidor de fase.

Una vez que tenemos las medidas del demodulador IQ y del contador de ciclos de desfase, únicamente resta componer un número de 32 bits en el cual la parte baja será el desfase entre 0 y 2π calculado por el demodulador IQ y la parte alta será el número de ciclos completos de desfase.

El principal problema que encontramos, es que, en medidas de desfases muy próximos a 0, es posible que se produzca un incremento o decremento del contador de ciclos en el tiempo que lleva realizar la demodulación IQ. En este caso es posible que al componer la salida de desfase, se cometa un error prácticamente de 2π debido a que, por ejemplo, se ha incrementado el contador de ciclos mientras que la fase es ligeramente negativa en lugar de positiva.

Para remediar este problema, se ha implementado un corrector de errores en la FPGA que puede activarse o desactivarse mediante los registros de configuración. El algoritmo de corrección de errores se basa en comparar cada dato de desfase con el obtenido en la muestra anterior, y comprobando que cuando el desfase entre las señales de entrada pasa del primer al cuarto cuadrante o al revés el contador de ciclos se comporta de forma adecuada.

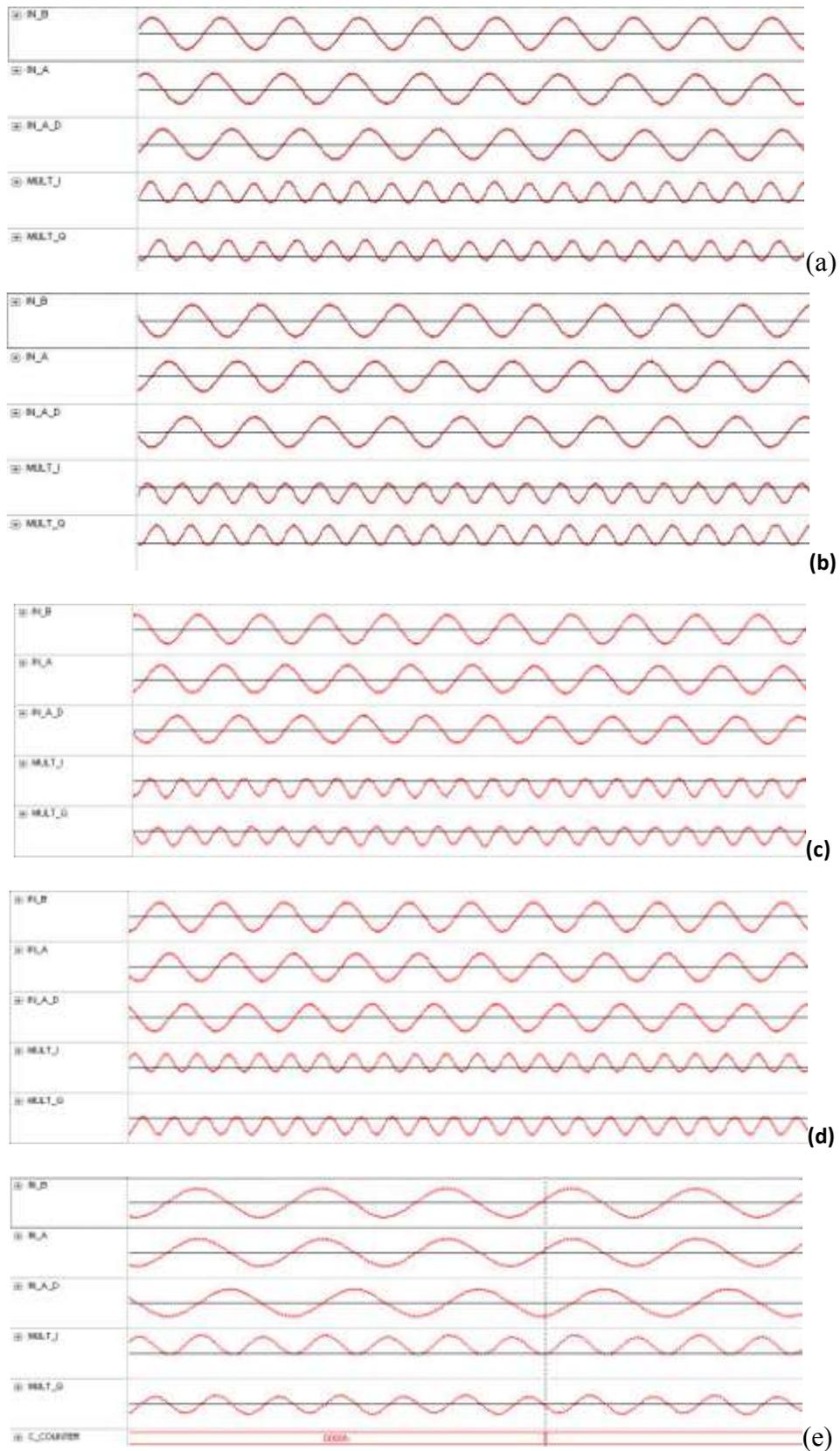


Figura AIII.2: Funcionamiento del demodulador IQ y del contador de ciclos ante variaciones de fase de 34° (a), 125°(b), 215(c), 305° (d) y finalmente hasta el salto de ciclo (e).

En este medidor de fase, se ha implementado también la posibilidad de promediar 32 medidas por cada dato de salida del medidor de fase. De esta forma se puede mejorar la precisión del proceso de medida cuando las entradas tienen mucho ruido o tienen un nivel muy bajo a costa de dividir por 32 la frecuencia máxima de adquisición.

A.III.10. FIFO de salida.

Los datos de salida del medidor de fase se almacenan en una FIFO de forma que el proceso de los datos de fase se pueda realizar off-line. Para ello se han utilizado los bancos de SDRAM disponibles en la tarjeta prototipo. De esta manera podemos almacenar un máximo de 4 Mega muestras por bloque de adquisición. La FIFO de adquisición tiene una palabra de 64 bits, de forma que se almacenan de forma simultánea los datos provenientes de los dos bloques de adquisición. De esta forma se garantiza que los datos descargados de la FIFO de ambos bloques corresponden al mismo instante de muestreo.

A.III.11. Generación de Relojes de Muestreo y Adquisición.

Para la generación del reloj de muestreo de las señales de entrada se ha utilizado uno de los PLL disponibles en la FPGA que permite la generación de señales de reloj de frecuencias programables en función de un reloj de referencia de entrada. Para generar la frecuencia de adquisición de muestras de desfase se utiliza un divisor de frecuencia programable mediante los registros de control de la FPGA. Este divisor permite la programación del periodo de muestreo en pasos de 10 μ s hasta un máximo de 655 ms. En la programación del tiempo de adquisición debe tenerse en cuenta el número de muestras que se están integrando en el proceso de demodulación IQ, el tiempo de adquisición deberá ser suficiente para que se pueda completar el proceso de integración del bloque más lento.

A.III.12. Calibración del detector de fase.

Para obtener resolución de fase de 1/1000 de franja, se coloca una etapa de procesamiento de la señal (amplificación y filtrado) entre el array y el detector de fase. El proceso de calibración del detector de fase consiste en la generación de frecuencias iguales (80 MHz) con distintos desfases mediante un generador de señales sintetizado (Direct Digital Synthesizer) modelo AD9954 de Analog Devices. Se aplicarán estas señales a dos canales del detector, tomando una gran cantidad de muestras por cada desfase analizando la media y desviación típica de cada canal. De esta forma se medirá la resolución de fase real del detector de fase ante señales de muy alta relación señal a ruido, determinando de forma aproximada la máxima resolución de fase que puede alcanzar en situaciones reales. Los resultados para los dos primeros canales son mostrados en la tabla AIII.2:

Angulo DDS (°)	Angulo medido (media) (°)		Angulo medido (desviación estándar) (°)	
	Canal 1	Canal 2	Canal 1	Canal 2
45	44.579	44.913	0.030	0.028
90	90.007	90.489	0.034	0.053
135	134.720	135.161	0.062	0.063
180	179.275	179.886	0.053	0.056
225	224.472	225.061	0.039	0.031
270	270.136	270.511	0.044	0.036
315	315.054	315.230	0.067	0.060

Tabla AIII.2: Calibración estática del detector de fase.

Aquí se puede ver que el error asociado a la medida para ambos canales está por debajo de 0.1° o 1/3600 de franja. Este detector nos dará suficiente resolución para identificar otras fuentes de error en la medida de fase para acoplar a la especificación para sustracción de vibraciones mecánicas. Es decir, nos permite estudiar los límites de resolución en la medida de fase en función de la amplitud de la señal interferencial y la relación señal a ruido.

Además, se caracteriza el rango de potencia admisible por el dispositivo, que resulta estar entre 5 dBm y -20 dBm aproximadamente. Este amplio rango dinámico (25 dB), se consigue gracias a la utilización de los controles automáticos de ganancia (AGCs).

ANEXO IV.

DETECTOR LINEAL FOTOVOLTAICO DE 32 ELEMENTOS PARA LA MEDIDA DE SEÑALES DE CO₂.

La elección y diseño de este array para la medida de las señales interferométricas heterodinas de CO₂ fue una de las tareas del proyecto ENE2006-13559/FTN y de esta tesis doctoral más complejas y decisivas. Para obtener una alta resolución espacial en la medida de densidad electrónica necesitamos un sistema de detección con un alto número de elementos detectores y muy próximos entre sí. Para ello se contactó con la empresa Vigo System que poseen una gran experiencia en el diseño y fabricación de fotodetectores de infrarrojo. A continuación, se comenta la discusión, la elección y diseño final de este array desarrollado desde Abril de 2008 hasta Diciembre 2008 (fecha de recepción).

Para la medida de señales heterodinas de CO₂ en sistemas interferométricos aplicados para la medida de densidades electrónicas en máquinas de fusión, se suele optar entre dos tipos de tecnología: fotoconductivos y fotovoltaicos. Como se ha comentado en el apartado III.6.2 del capítulo III, los fotodetectores fotovoltaicos respecto a los fotoconductivos son más rápidos, tienen mejor responsividad y pueden operar desde niveles de DC hasta frecuencias incluso de 1GHz. A continuación se recuerda los requerimientos que buscamos en un fotodetector en función de las necesidades de nuestro experimento:

- 32 elementos detectores con separación entre centros de pocos milímetros en la dimensión vertical ya que uno de los principales objetivos del interferómetro del TJ-II es poder estudiar fluctuaciones del plasma cuya escala es de 1-5 mm.

- Baja constante de tiempo ($< 3\text{ns}$). Necesitamos un dispositivo que permita medir los 40 MHz a los que se va a modular la señal heterodina de CO_2 mediante un modulador acustoóptico.
- Alta responsividad. En general, en sistemas interferométricos de estas características los niveles de potencia óptica de CO_2 suelen ser bastante bajos por lo que necesitamos un detector cuyo material fotosensible posea una alta responsividad que proporcione unos niveles de salida cuanto más altos mejor.

Con estos requisitos la empresa Vigo System propuso de forma preliminar dos opciones un array fotovoltaico de heterounión múltiple (PVM) o un array fotoconductor (PC), ambos con 32 elementos detectores con una separación entre centros de 3 mm con una impedancia de salida entre 50-80 Ω y con terminales de salida SMA. En función de las características de ambos detectores se eligió finalmente el array fotovoltaico ya que presentaba el array fotoconductor necesita una fuente de alimentación y un sistema de refrigeración y lo que nos interesaba era diseñar un sistema compacto de detección así que se optó por el detector fotovoltaico.

En una segunda opción se planteó bajar la separación entre elementos a 1 o 2 mm o incluso a menos (del orden de varias centenas de micras), minimizar dicha impedancia a solo 50 ohmios, cambiar los terminales SMA a MMCX para hacer el sistema más compacto. El problema que presentaba reducir la separación entre elementos hasta 200 micras (mínima separación posible) surge a la hora de la fabricación del dispositivo: Bajar a 200 micras posibilita la fabricación del array lineal en un solo chip de todos los elementos integrados monolíticamente pero no se podía asegurarse la uniformidad de los parámetros fotoeléctricos mientras que si la separación es de 1 mm los elementos se fabricarían por separado y de esta forma se podía conservar las características fotoeléctricas.

Por tanto, se decidió diseñar finalmente un array lineal fotovoltaico de 32 elementos con una separación entre centros de 1 mm con las siguientes características (Tabla AIV.1):

Tipo de detector	PVM
Formato del detector	Array de 32 elementos (1×1mm)
Corriente de polarización	No necesita
Responsividad de voltaje	>80 mV/W
Detectividad Específica	>60×10 ⁶ cmHz ^{1/2} /W
Disipación de calor	No
Resistencia	40 – 60 Ω
Tiempo de Respuesta	<0.6 ns

Tabla AIV.1: Características iniciales del array fotovoltaico (versión definitiva).

Respecto al encapsulado se decidió que fuese tipo metálico y multipin (también llamado butterfly). En las Figuras AIII.1 y AIII.2 se muestran las dimensiones del array de 32 elementos y el encapsulado con el patillaje respectivamente propuesto por Vigo System. Durante la fabricación del array surgieron varias cuestiones debidas a los requisitos que se exigían. La primera fue el aumento del valor de la resistencia de estos elementos y como consecuencia el aumento de la detectividad específica por lo que propusieron dos opciones (tabla AVI.2):

Parámetros	Opción 1	Opción 2
Resistencia	130 – 200 Ω	230 – 400 Ω
Detectividad Específica	1.2-1.7 ×10 ⁷ cmHz ^{1/2} /W	Aumentar entre 30% - 40% respecto Opción 1

Tabla AIV.2: Opciones propuestas por Vigo System para el diseño del array fotovoltaico surgidas durante el proceso de fabricación.

Realizando un balance de potencias en función del diseño interferométrico (Potencia mínima incidente: 0.1 mW/mm²; Potencia máxima incidente: 2 mW/mm²); se ha optado por la opción 2 ya que presenta mayor detectividad específica (cuanto mayor es este parámetro, mejor es el detector) a pesar del aumento del valor de las resistencias de los elementos. La segunda cuestión surgida durante la fabricación es en relación a la tierra del array y del encapsulado. Tras varias decisiones, se optó por colocar la tierra del array y del encapsulado por separado. La otra cuestión fue para determinar el tipo de ventana que se coloca delante de los detectores y finalmente se colocó una ventana de

germanio transparente para la longitud de onda del CO₂ (10.6 μm). En la figura AIV.3 se muestra el test de aceptación del sensor final con las características ópticas y eléctricas finales de cada uno de los elementos detectores testeados por Vigo System.

Una vez que se recibió el array lineal PVM se ha soldado a una placa de cuatro capas para minimizar el crosstalk con conectores MMCX para la salida de cada elemento. Además se ha colocado un circuito pasabanda de tercer orden de frecuencia central de 40 MHz.

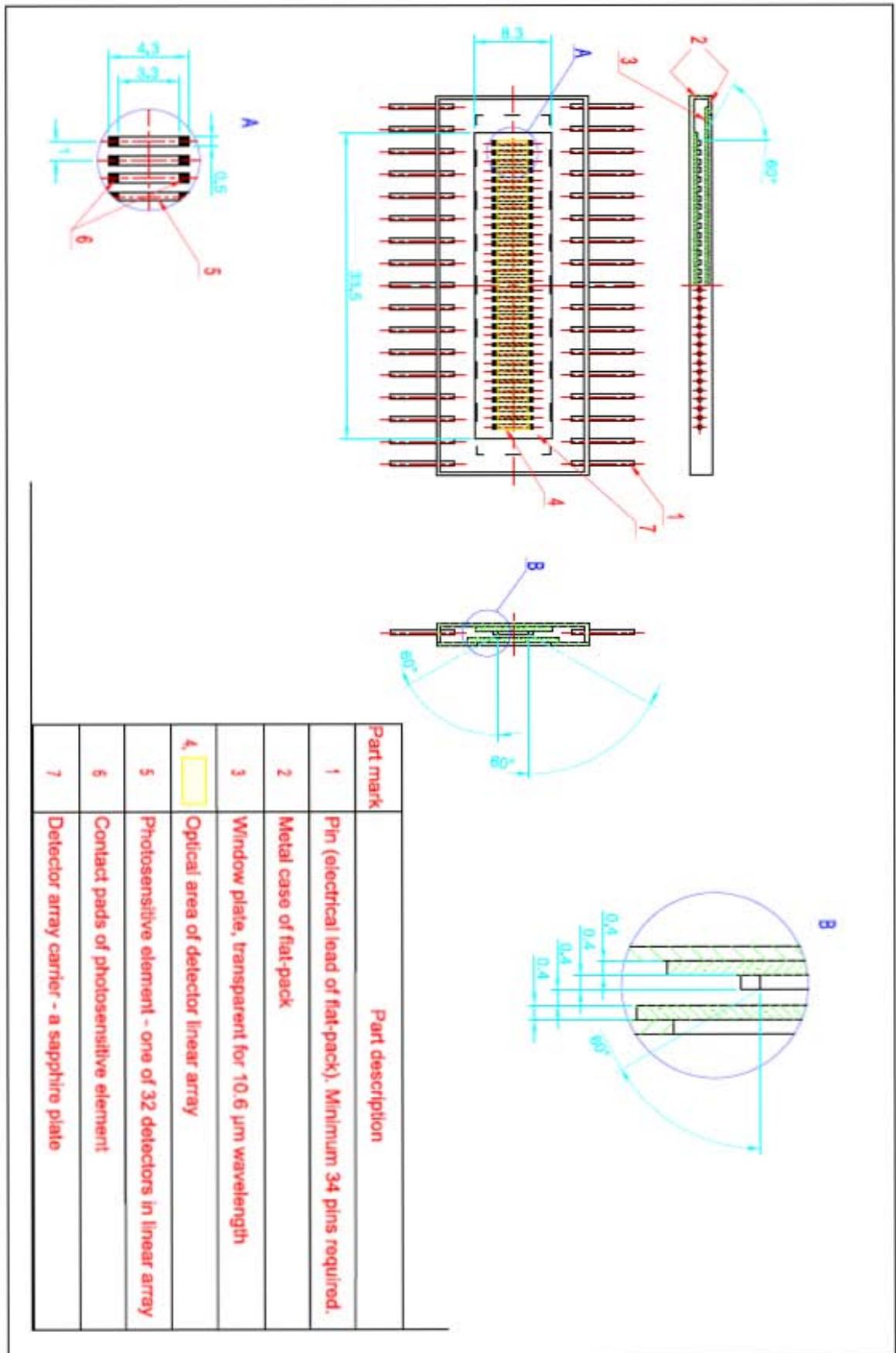


Figura AIV.1: Esquema del patillaje del array lineal fotovoltaico.

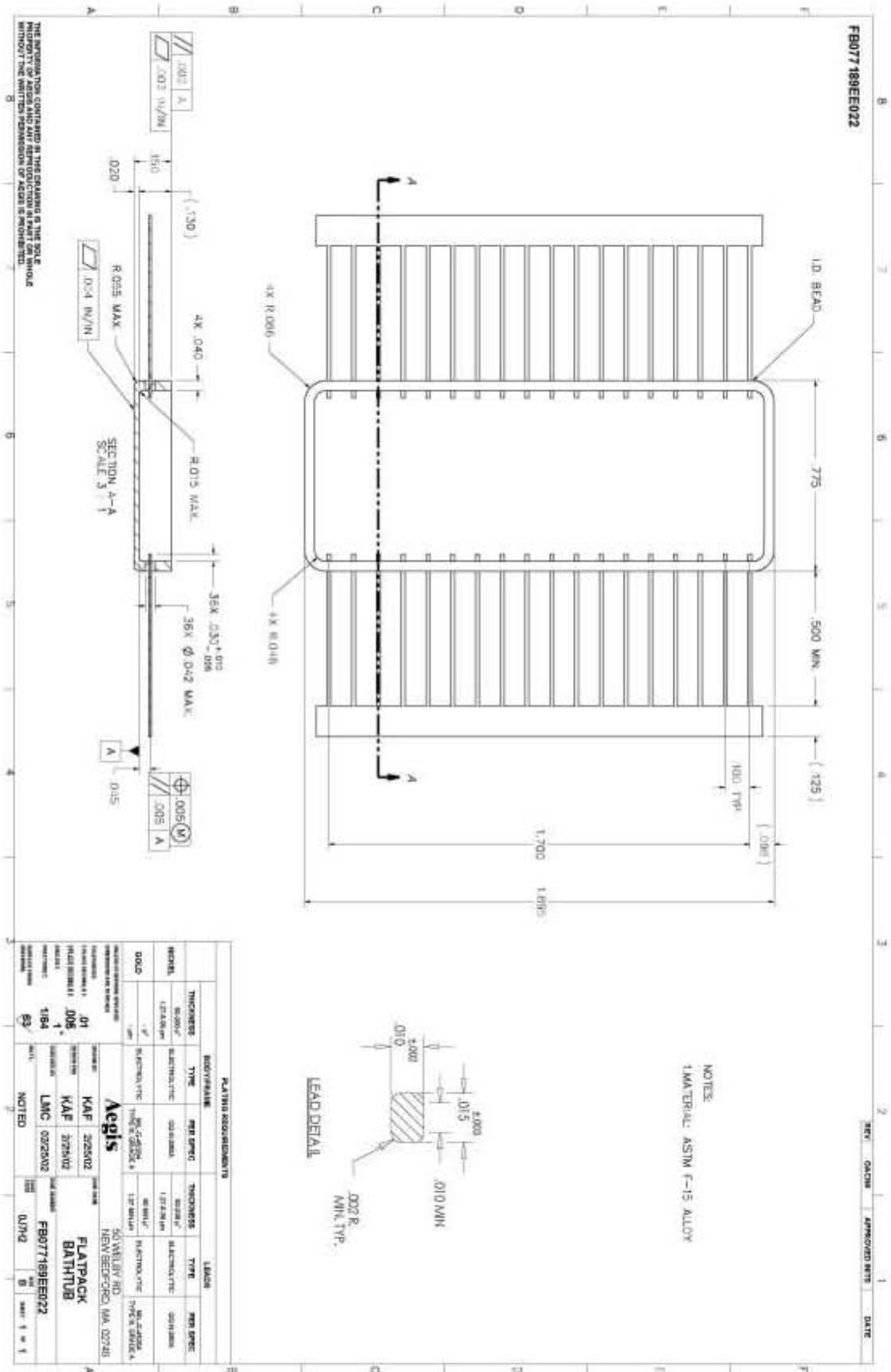


Figura AIV.2: Detalle del encapsulado del array fotovoltaico.

TEST OF VIGO PHOTODETECTORS	
DETECTOR DESCRIPTION	MEASURED
Manufacturer: Vigo System S.A.	Resistance
Detector Type: PVM-10.6-C linear array 32x1	Noise voltage
Active Area, mm ² : 32x3.3x0.5	Spectral response using MIR8000 FTIR
Window: Ge AR 10.6	
Contract: ZS-130	
TEST CONDITIONS	CALCULATED
Ambient Temperature: 297 K	Voltage responsivity
Responsivity and Detectivity measurement accuracy: 20% or better	Noise density
	Detectivity

TEST RESULTS

Det. No	Responsivity V/W (10.6 μm)	Noise density nV/Hz ^{1/2}	Detectivity cmHz ^{1/2} /W (10.6 μm)	Detector Resistance Ω
1	0.17	1.7	1.3E+7	175
2	0.22	1.8	1.6E+7	190
3	0.21	1.7	1.6E+7	168
4	0.24	1.9	1.6E+7	213
5	0.21	1.7	1.6E+7	179
6	0.24	1.7	1.8E+7	181
7	0.19	1.7	1.5E+7	168
8	0.22	1.8	1.5E+7	204
9	0.19	1.7	1.5E+7	167
10	0.23	1.7	1.7E+7	178
11	0.23	1.7	1.8E+7	169
12	0.21	1.8	1.5E+7	197
13	0.22	1.7	1.6E+7	182
14	0.24	1.6	1.9E+7	164
15	0.19	1.6	1.4E+7	162
16	0.21	1.7	1.6E+7	170
17	0.21	1.7	1.5E+7	186
18	0.21	1.6	1.6E+7	164
19	0.25	1.7	1.9E+7	168
20	0.24	1.8	1.7E+7	196
21	0.24	1.7	1.9E+7	168
22	0.21	1.7	1.6E+7	168
23	0.21	1.7	1.6E+7	173
24	0.19	1.7	1.4E+7	175
25	0.25	1.8	1.8E+7	201
26	0.22	1.8	1.6E+7	195
27	0.24	1.8	1.7E+7	190
28	0.21	1.7	1.6E+7	181
29	0.23	1.7	1.8E+7	172
30	0.24	1.6	1.9E+7	166
31	0.22	1.8	1.5E+7	205
32	0.22	1.8	1.6E+7	188

TEST OPERATOR.....M. Pędzińska *M. Prokorsko*

DATE: 28.11.2008

QUALITY CONTROL.....J. Pawluczyk *J. Pawluczyk*

DATE: 28.11.2008

Figura AIV.3: Test de aceptación de la versión final del array fotovoltaico donde se muestran las características ópticas y eléctricas de cada elemento realizado por Vigo System.

ANEXO V.

DISEÑO DE ELEMENTOS ÓPTICOS, MONTURAS Y SISTEMA DE ALZADO PARA LA INSTALACIÓN DE LA ÓPTICA Y DISPOSITIVOS OPTOELECTRÓNICOS DEL INTERFERÓMETRO MULTICANAL EN EL STELLARATOR TJ-II

Tras las simulaciones realizadas con el programa de diseño óptico Zemax, se procede al diseño de los elementos ópticos (ver tablas IV.3-IV.4 del capítulo IV) que componen el sistema interferométrico heterodino de haz expandido de dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II (ver figura IV.8 del capítulo IV).

En estas tablas se puede observar que existen numerosos elementos ópticos de 1" (25.4mm) y 2" (50.8mm). Todos los elementos de estas dimensiones son comerciales y las monturas donde van albergadas también lo son. El problema surge a la hora de diseñar y fabricar aquellos elementos ópticos de mayor dimensión y de sus correspondientes monturas que no son estándar. Como se puede observar en dichas tablas, el periscopio y los sistemas telescópicos de magnificación y demagnificación son de grandes dimensiones complicando la instalación en la mesa óptica ($4200 \times 1500 \text{ mm}^2$) ya que, junto con el resto de los elementos ópticos y sus respectivas monturas, pueden cortar en algún punto del interferómetro la propagación de los haces. Por lo tanto, se debe realizar con mucho cuidado la fabricación de los elementos ópticos y sobre todo sus monturas reduciendo en lo posible sus dimensiones para que ocupen lo menos posible.

Además, debido al gran tamaño de los haces expandidos, todos los sistemas ópticos y optoelectrónicos han de ser elevados respecto de la mesa óptica para evitar

que los haces choquen con la mesa. Por tanto, hay que diseñar unas bases y postes que minimicen las vibraciones mecánicas y que eleven el eje óptico del sistema una altura de 167.4 mm.

Por ello, en este anexo se presentan los sistemas de alzado, la óptica y sus monturas no estándar diseñadas por el autor de esta tesis doctoral para la instalación de la óptica, láseres y moduladores acústicos del interferómetro heterodino multicanal de haz expandido de CO₂/Nd:YAG instalado en el TJ-II (Figuras AV.1-16). El material de los sistemas de alzado es de duraluminio y su fabricación fue realizado en el taller del LNF-CIEMAT.

A.V.1. Sistema de alzado de los láseres de CO₂ y Nd:YAG:

En las figuras AV.1 y AV.2 se muestran los sistemas de alzado de los láseres de CO₂ y Nd:YAG respectivamente que sitúan los haces de salida de ambas fuentes a una altura de 167.4 mm respecto de la mesa óptica. En la figura AV.1 se puede ver que el sistema de alzado consta de cuatro postes (sección A-A) que eleva el láser de CO₂ que está instalado en una caja de metacrilato y de una base en cada una de ellas (sección B-B) que permite atornillar y fijar todo este conjunto a la mesa óptica. En la figura AV.2 se observa que el sistema de alzamiento consta de cuatro piezas: la base que fija el sistema de alzado a la mesa (sección A-A), un poste (Ref. 01 - perspectiva lateral), placa que se atornilla a la base del láser (Ref. 02 - perspectiva lateral) y una pieza cilíndrica como la base que se atornilla al poste y a la placa de sujeción del láser (C5).

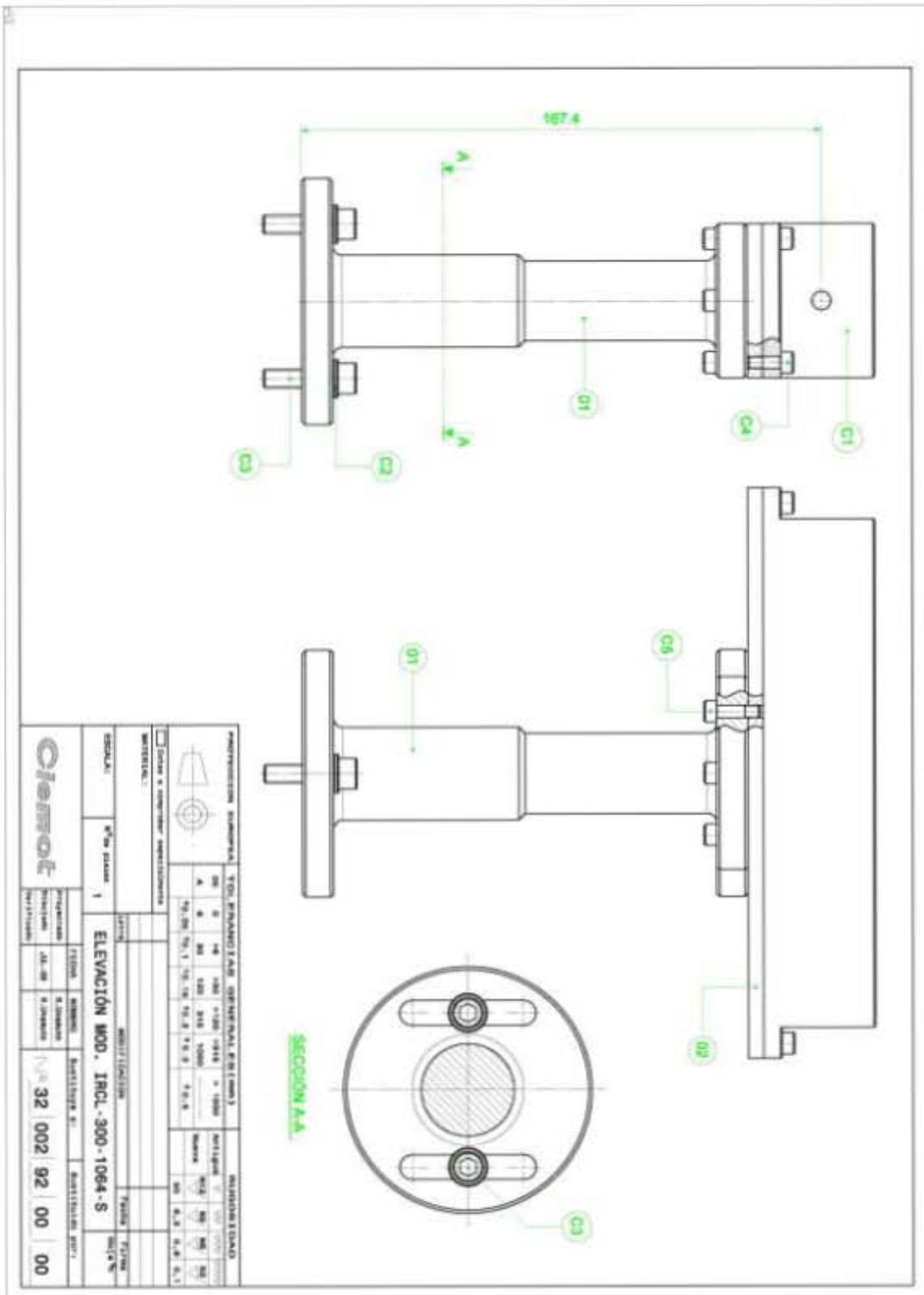


Figura AV.2: Sistema de alzado para el láser de Nd:YAG.

A.V.2. Sistema de alzado de los moduladores acústicos para los haces de CO₂ y Nd:YAG:

En las figuras AV.3 y AV.4 se muestran los sistemas de alzado de los AOMs de ambas longitudes de onda. Los sistemas de alzado están diseñados de tal manera que el centro de las ventanas de entrada de los moduladores estén a una altura de 167.4 mm. Ambos sistemas de alzado se pueden dividir en dos partes: uno que eleva el AOM y otro que permite rotar al AOM con una estación de rotación manual con micrómetros que nos permite colocar el modulador en el ángulo adecuado para obtener los órdenes difractados 0 y ± 1 . Estas estaciones de rotación son comerciales (CVI-Melles Griot para el CO₂ y Thorlabs para el Nd:YAG).

En el caso del AOM del Nd:YAG (figura AV.3), el sistema de alzado consta de una base para fijar a la mesa el conjunto (sección C-C) y un poste (Ref. 01 – sección A-A). En la base superior del poste anclamos la estación de rotación y para colocar el centro de la salida del AOM a la altura de 167.4 mm se utilizan dos placas. Esto se podría hacer en una sola pieza pero como debido a la distribución de los agujeros con rosca tenemos que fijarlo primero a una placa (Ref. 02 – sección B-B) y con otra se ancla estas dos piezas a la estación de rotación permitiendo así rotar al modulador sobre una posición fija.

El sistema de alzado para el AOM del CO₂ (ver figura AV.4) es parecida a la anterior pero se utiliza una sola pieza para atornillar el modulador a la estación de rotación manual (Ref. 02 – perspectiva lateral) ya que dicha estación tiene una mejor distribución de agujeros con rosca y por tanto con una sola pieza basta para alzar y fijar finalmente el AOM.

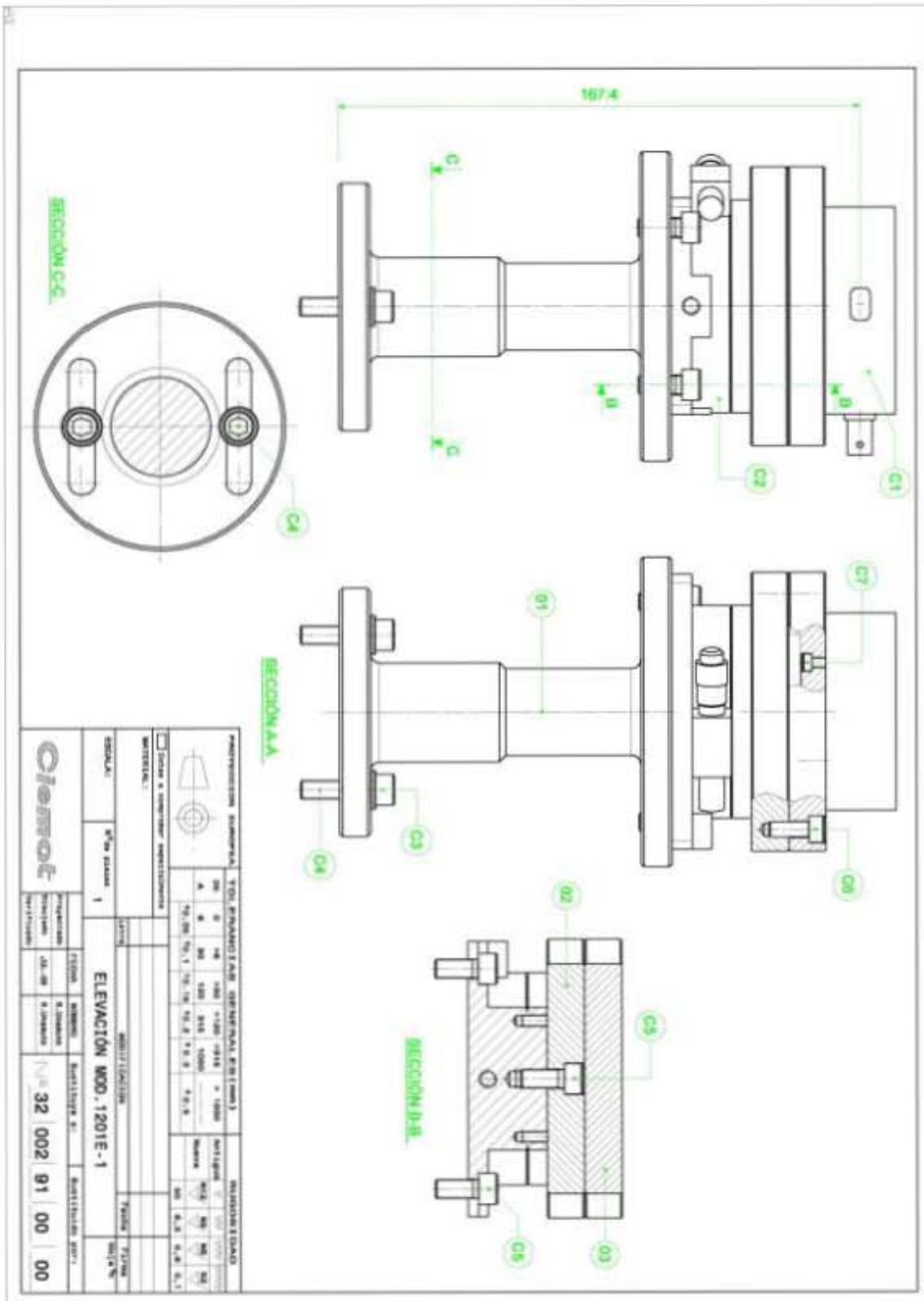


Figura AV.3: Sistema de alzado para el modulador acústico del láser de Nd:YAG.

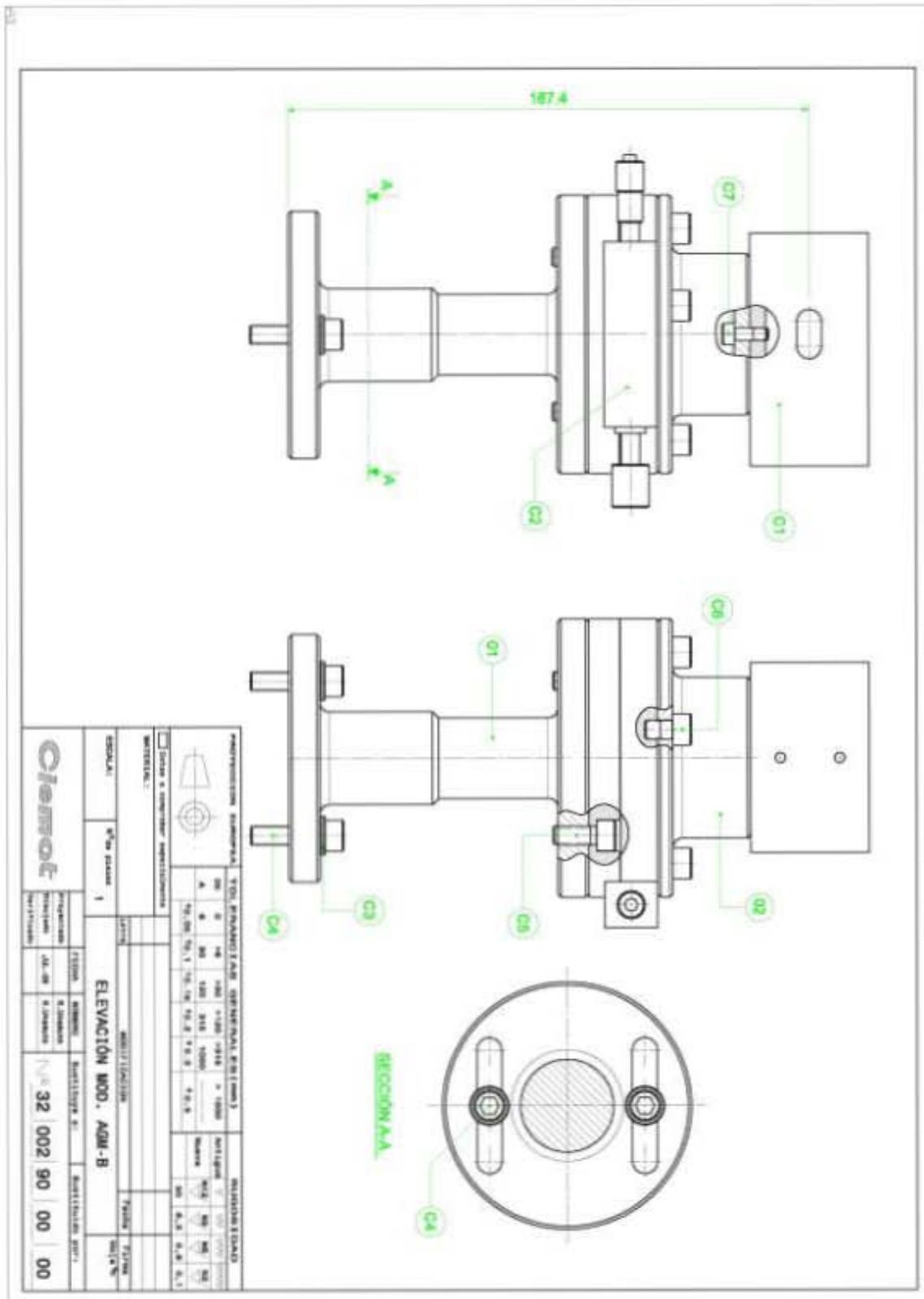


Figura AV.4: Sistema de alzado para el modulador acústico del láser de CO₂.

A.V.3. Aperturas de conformación de haz de medida, monturas y sistema de alzado.

Según las especificaciones de diseño del interferómetro heterodino de haz expandido, el tamaño del haz de medida con el que iluminamos el plasma debe de tener un tamaño de 100 mm de largo. Para ello, se coloca una apertura de $100 \times 50 \text{ mm}^2$ a la salida del sistema telescópico de magnificación (procediendo de la misma manera para el haz de referencia) de tal forma que de todo el haz expandido emergente de dicho sistema óptico nos quedamos con la parte central de dicho haz bloqueando con la misma apertura la propagación del resto del haz. Por tanto, se decide fabricar una apertura con un diámetro ligeramente superior a las dimensiones de los haces expandidos y una montura que permita alzarla y fijarla en la mesa.

En la figura AV.5 se pueden ver el conjunto de apertura con la montura y el sistema de alzado. Este último (primera figura, arriba y a la izquierda) permite posicionar en la dirección de propagación de los haces la apertura y también en la dirección perpendicular, de esta manera se fija el conjunto y se puede mover para los lados para mejorar el posicionamiento de la apertura. La montura posee un sistema de movimiento angular mediante micrómetros para facilitar la posición de la apertura. Por esto mismo, la montura posee unos muelles escogidos con las características apropiadas para sujetar y poder mover en ángulo dicha apertura.

En la figura AV.6 se muestra un disco de diámetro 177.8 mm y con las dimensiones de la apertura anteriormente comentada y en la figura IV.10 se puede ver una imagen de la apertura y su montura del brazo de referencia.

Todas estas piezas son de duraluminio y están fabricadas en el taller del LNF-CIEMAT excepto los muelles y los micrómetros (Mitutoyo) que fueron diseñados y especificados por el autor.

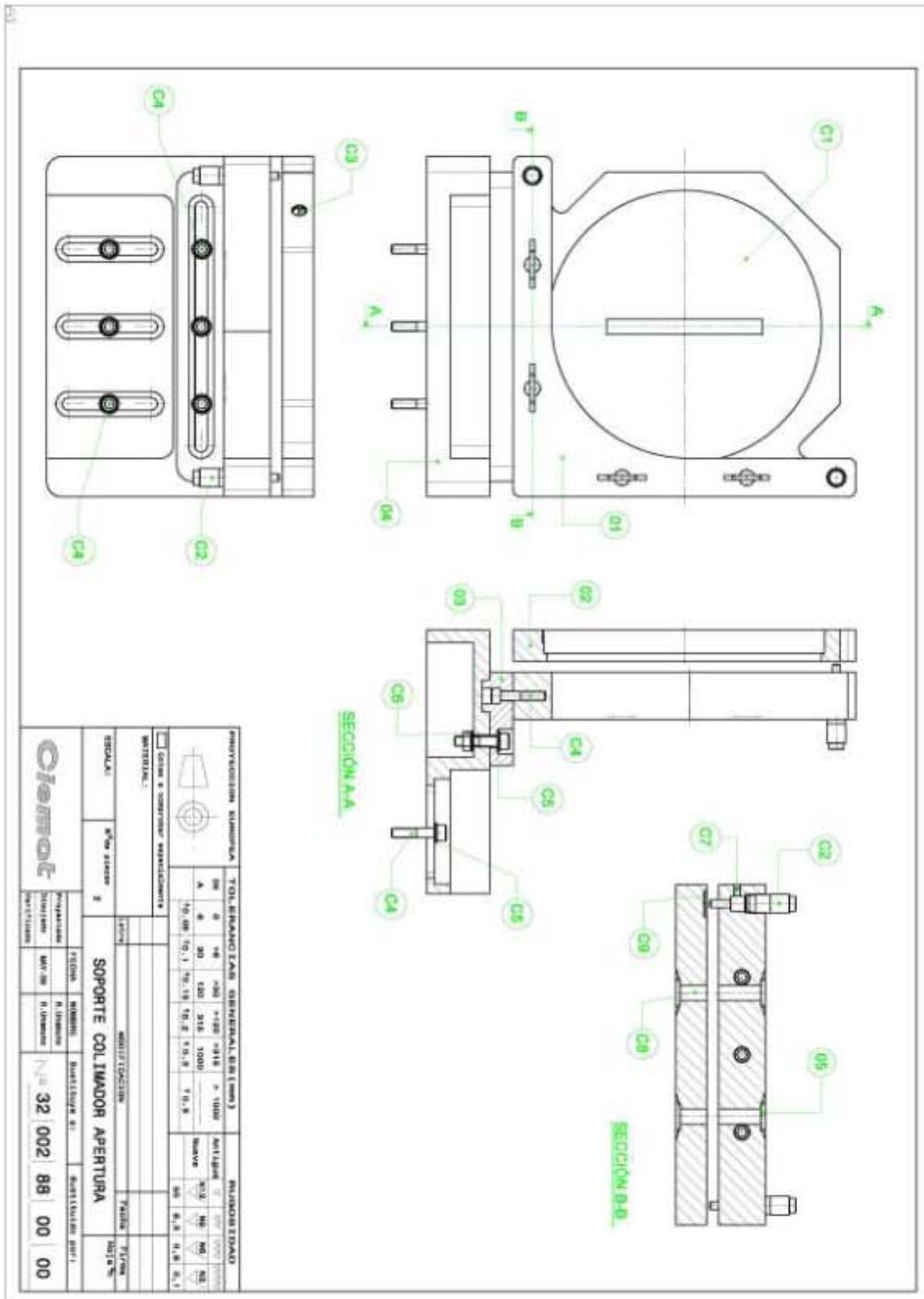


Figura AV.5: Diseño de la montura para las aperturas.

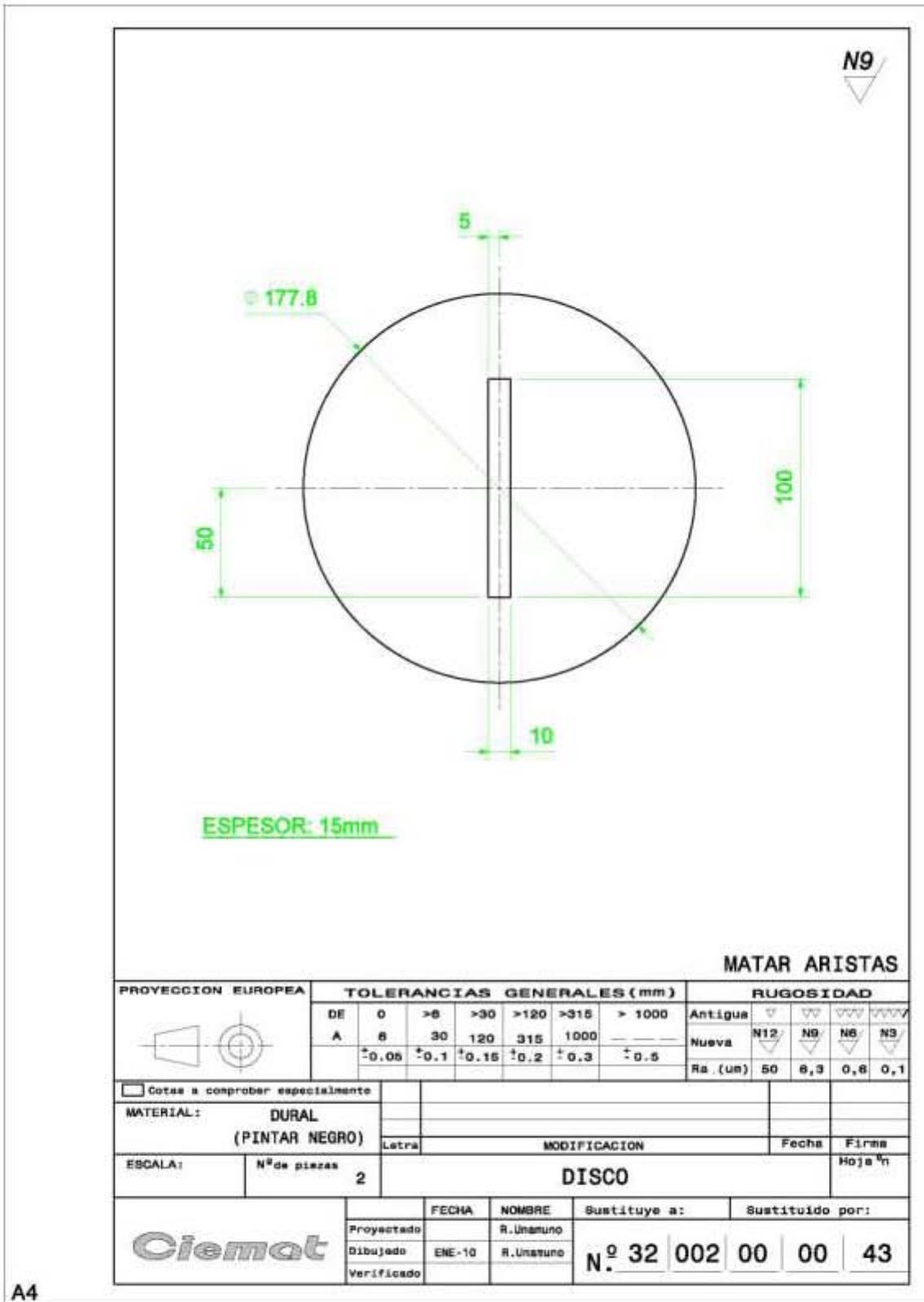


Figura AV.6: Diseño de las aperturas.

A.V.4. Periscopio.

Para enviar el haz expandido rectangular del brazo de medida que proviene de la apertura ($100 \times 50 \text{ mm}^2$) y con el que vamos a atacar al plasma se necesita un espejo que suba dicho haz a la ventana de acceso y recoja a su vez el haz de bajada. El diseño de este espejo y de su montura fue la pieza más complicada de diseñar ya que el espejo está muy próximo al borde de la mesa y si nos fijamos en el plano del interferómetro (figura IV.8) hay muchos elementos ópticos de gran tamaño (ver figura IV.10) lo que condiciona que el tamaño del propio espejo y de su montura deben de ocupar lo menos posible. Otra condición de diseño es que el haz de bajada del plasma también debe mantener la altura del eje óptico del resto del sistema interferométrico (167.4mm). Por tanto, se diseñó un espejo plano rectangular con recubrimiento de oro cuyas dimensiones son $177.8 \times 101.6 \times 30 \text{ mm}^3$ y fue fabricado por la empresa Eksma Optics.

En la figura AV.7 se muestra el plano de la montura y sistema de alzado donde va colocado el espejo plano. Para albergar dicho espejo se diseñó y se construyó una montura en forma de caja (sección A-A y B-B) para colocarlo a 45° con un sistema de movimiento angular (micrómetros y muelles) que permita el alineamiento de los haces tanto de subida como de bajada, este último procedente del espejo superior situado en la ventana superior del puerto B1. Además, en dicha figura se puede observar el sistema de alzado y anclaje a la mesa óptica. El sistema de alzado se coloca ambos lados de la montura minimizando el espacio en la mesa óptica y el anclaje se sitúa por debajo de la montura ya que alrededor del espejo periscópico hay muy poco espacio libre debido al espacio que ocupan los elementos ópticos que lo rodean. Un detalle del sistema de anclaje se puede ver en la sección C-C de la figura AV.7.

Todas estas piezas son de duraluminio y están fabricadas en el taller del LNF-CIEMAT excepto los muelles y los micrómetros (Mitutoyo) que fueron diseñados y especificados por el autor.

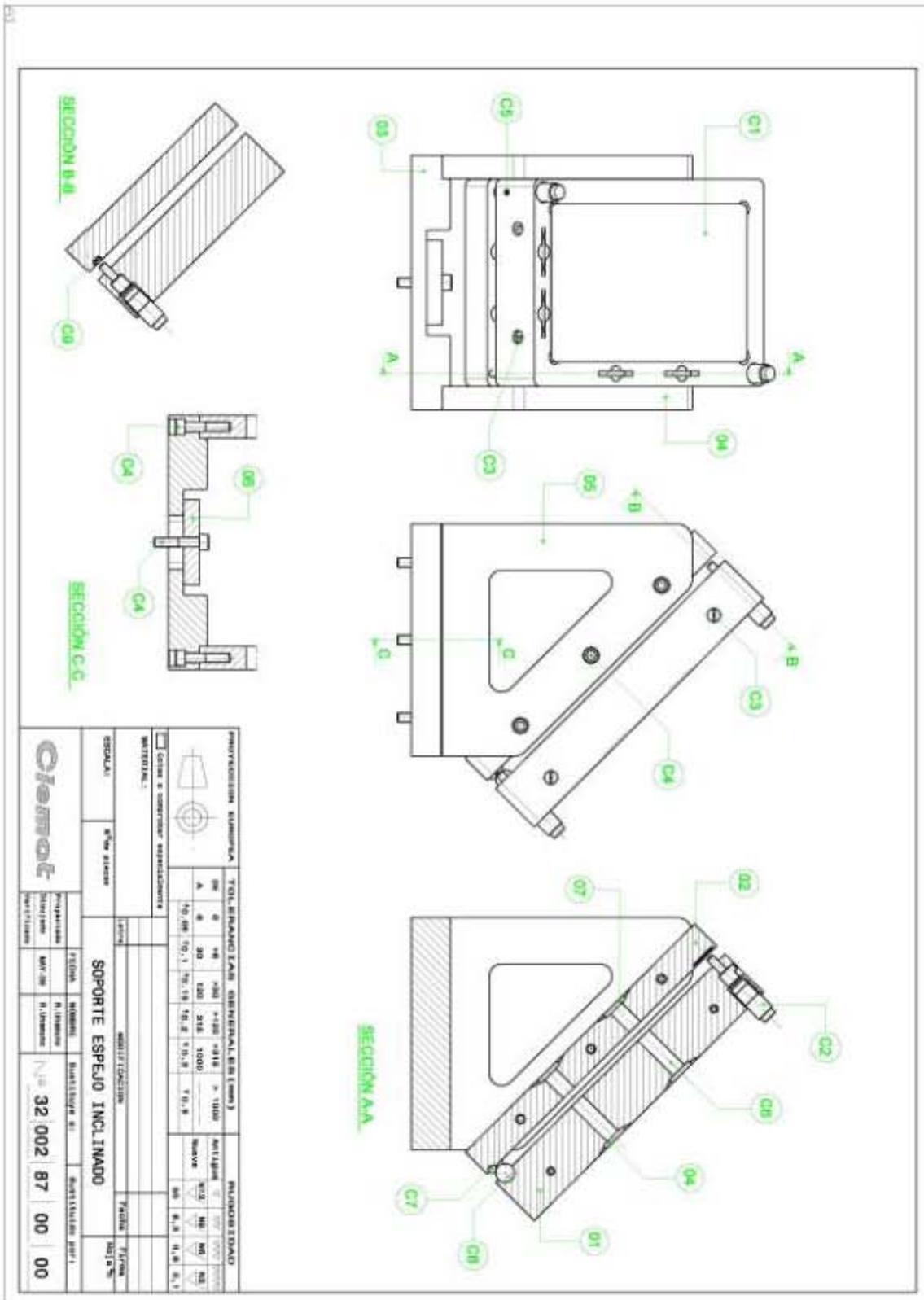


Figura AV.7: Diseño de la montura del periscopio.

A.V.5. Espejos rectangulares para la propagación de los haces a lo largo de la mesa óptica.

Una vez conformado el haz expandido mediante la apertura rectangular en el caso del brazo de referencia, debemos propagarlo por la mesa cubriendo la misma distancia que el brazo de medida cuando se propaga por el plasma hasta alcanzar el sistema de demagnificación. Debido a las dimensiones de los elementos ópticos de los sistemas telescópicos de magnificación y de demagnificación, debemos aprovechar al máximo el espacio restante que queda libre en la mesa óptica para que dicho haz pueda recorrer esa distancia. Por ello, se diseñaron unos espejos rectangulares que fuesen de largos un poco más que los haces expandidos y fuesen estrechos para ocupar menos espacio. Bajo estas premisas se diseñó y posteriormente se mandó fabricar a la empresa ULO Optics diez espejos rectangulares de cobre con recubrimiento de oro de dimensiones $127 \times 50.8 \times 20 \text{mm}^3$ de los cuales ocho fueron para el brazo de referencia y dos para el brazo de medida para sacar el haz de bajada del plasma y llevarlo hacia el sistema de demagnificación de dicho brazo. En la figura IV.8 se pueden ver estos ocho espejos del brazo de referencia que propagan dicho haz desde la apertura 2 hasta el espejo SM7 del sistema de demagnificación y un detalle de los primeros espejos rectangulares de dicho brazo se muestran en la figura IV.10.

Las monturas para estos espejos tuvieron que ser hechas a medida ya que las dimensiones de dichos espejos no son estándar y con la condición de ocupar poco espacio. En la figura AV.9 se puede ver el diseño de estas monturas y que fueron fabricadas por Artifex Engineering.

A continuación se muestra en la figura AV.10 el sistema de alzado para elevar los espejos rectangulares y sus monturas compuesto por un poste más una base circular.

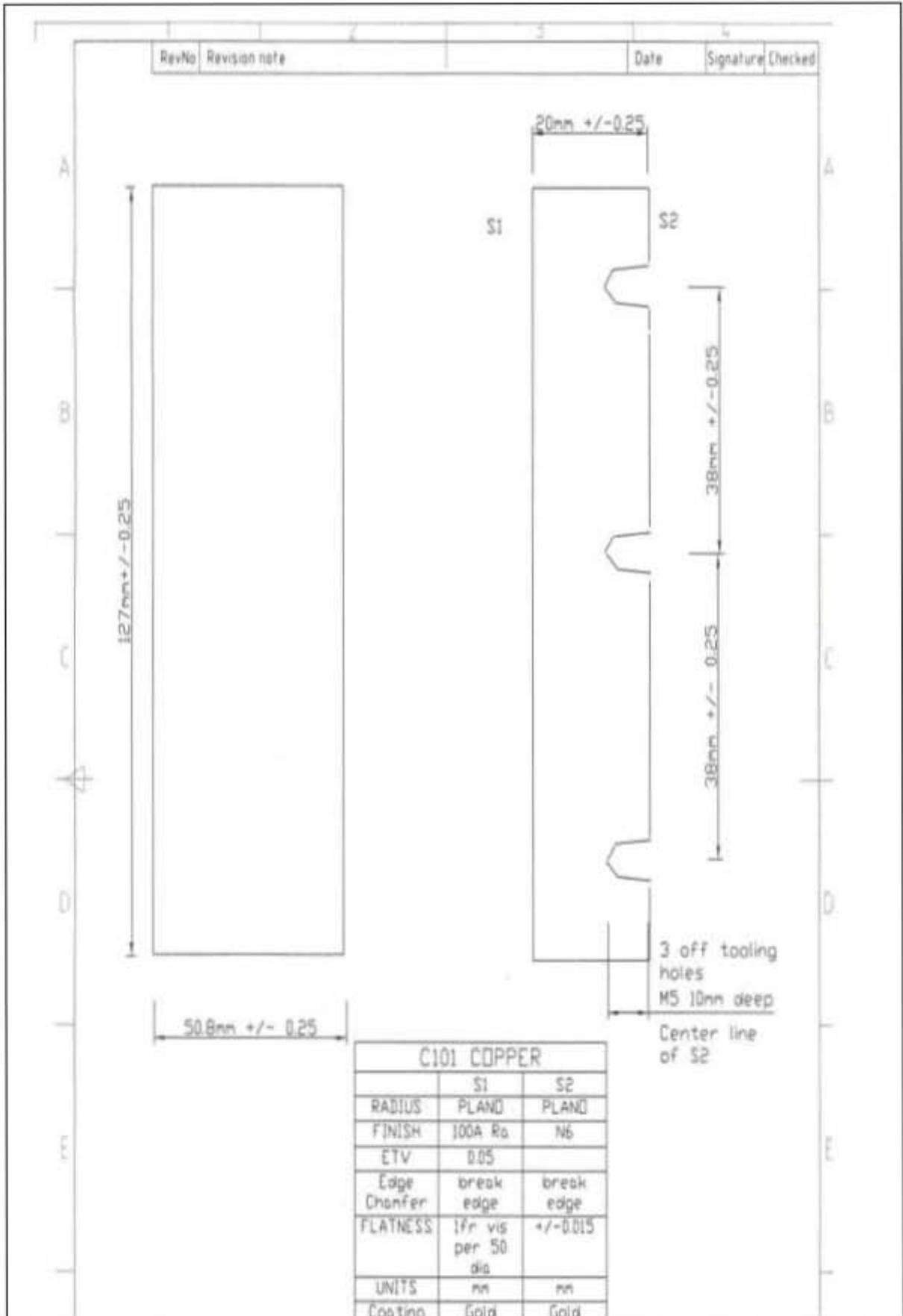


Figura AV.8: Diseño de los espejos planos de 5"x2" (127x50.8 mm²) fabricados por la empresa ULO Optics.

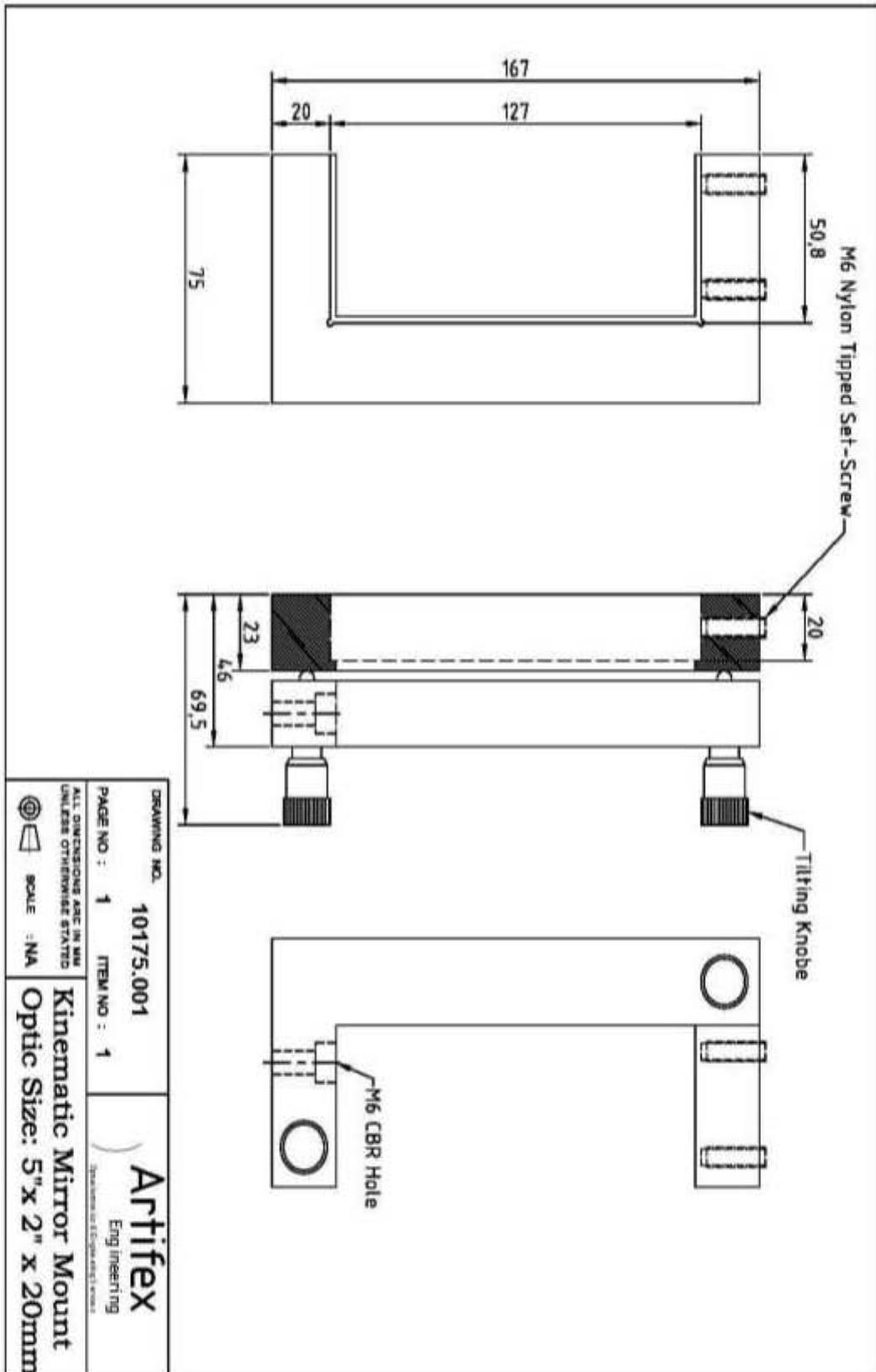


Figura AV.9: Diseño de las monturas de los espejos planos rectangulares de 5" fabricadas por Artifex Engineering.

A.V.6. Elementos ópticos de 1" y 2".

En las tablas IV.3 y IV.4 del capítulo IV podemos observar el uso de varios elementos ópticos cuyos diámetros son de 1" (25.4mm) y 2" pulgadas (50.8mm) como por ejemplo los espejos entre láseres y combinador de haz BC1, divisores de haces, combinadores de haces BC1 y BC2, espejos planos de cobre, espejos esféricos en los sistemas telescópicos.... Los sistemas de alzado utilizados son los mostrados en las figuras AV.11 y AV.12. Estos sistemas posicionan el centro de la óptica empleada en el interferómetro a una altura de 167.4mm de la mesa óptica (altura del eje óptico).

En la figura AV.11 se puede ver el poste y una base que alza la montura de los elementos de estas dimensiones. Debido a la dificultad de fijar ciertos espejos en la mesa óptica para posicionarlos muy próximos entre sí y que no choquen entre ellos debido al tamaño de sus bases, se diseñó una nueva base alargada que permite solventar este problema.

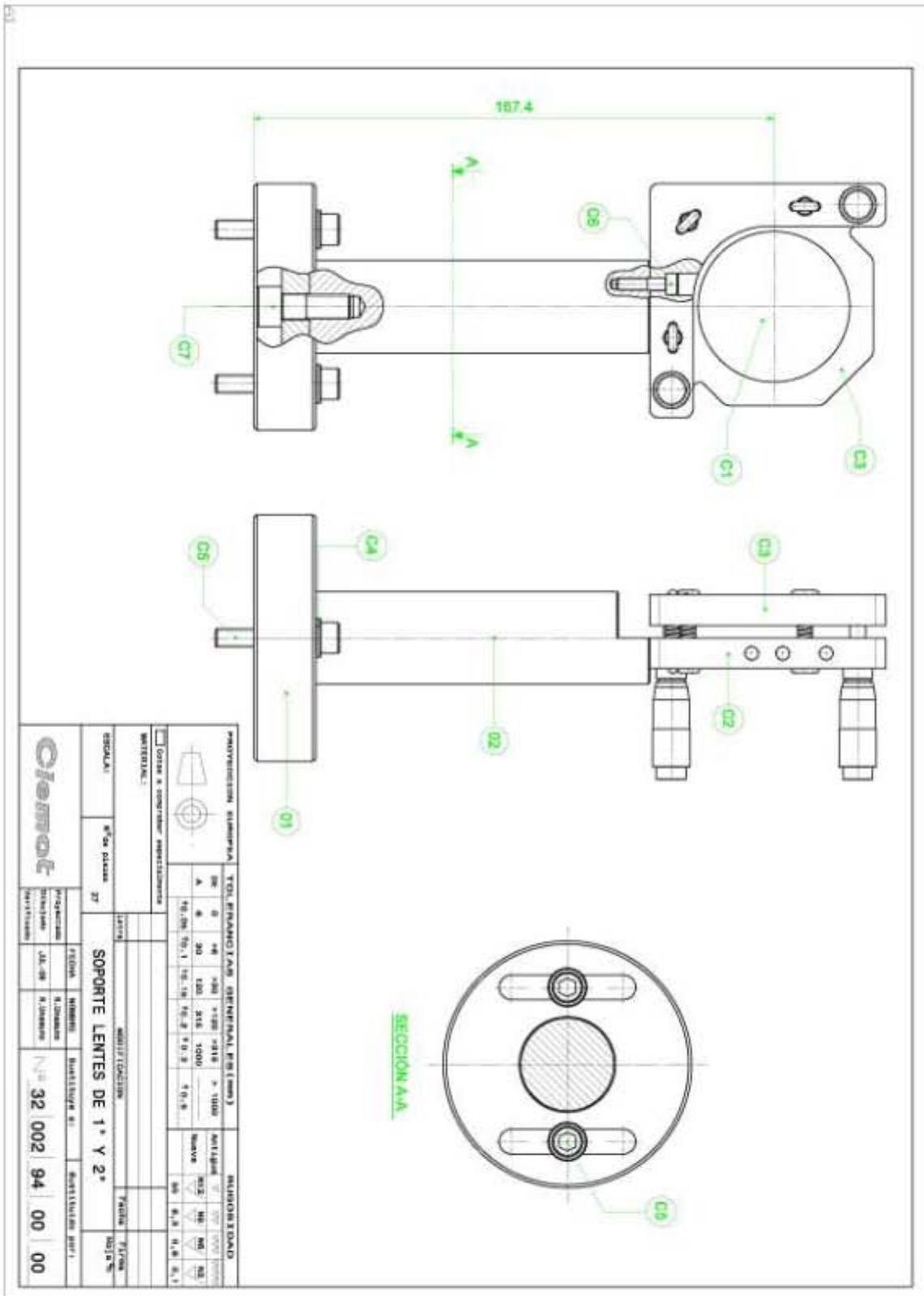


Figura AV.11: Sistema de alzado para la óptica de 1" y 2".

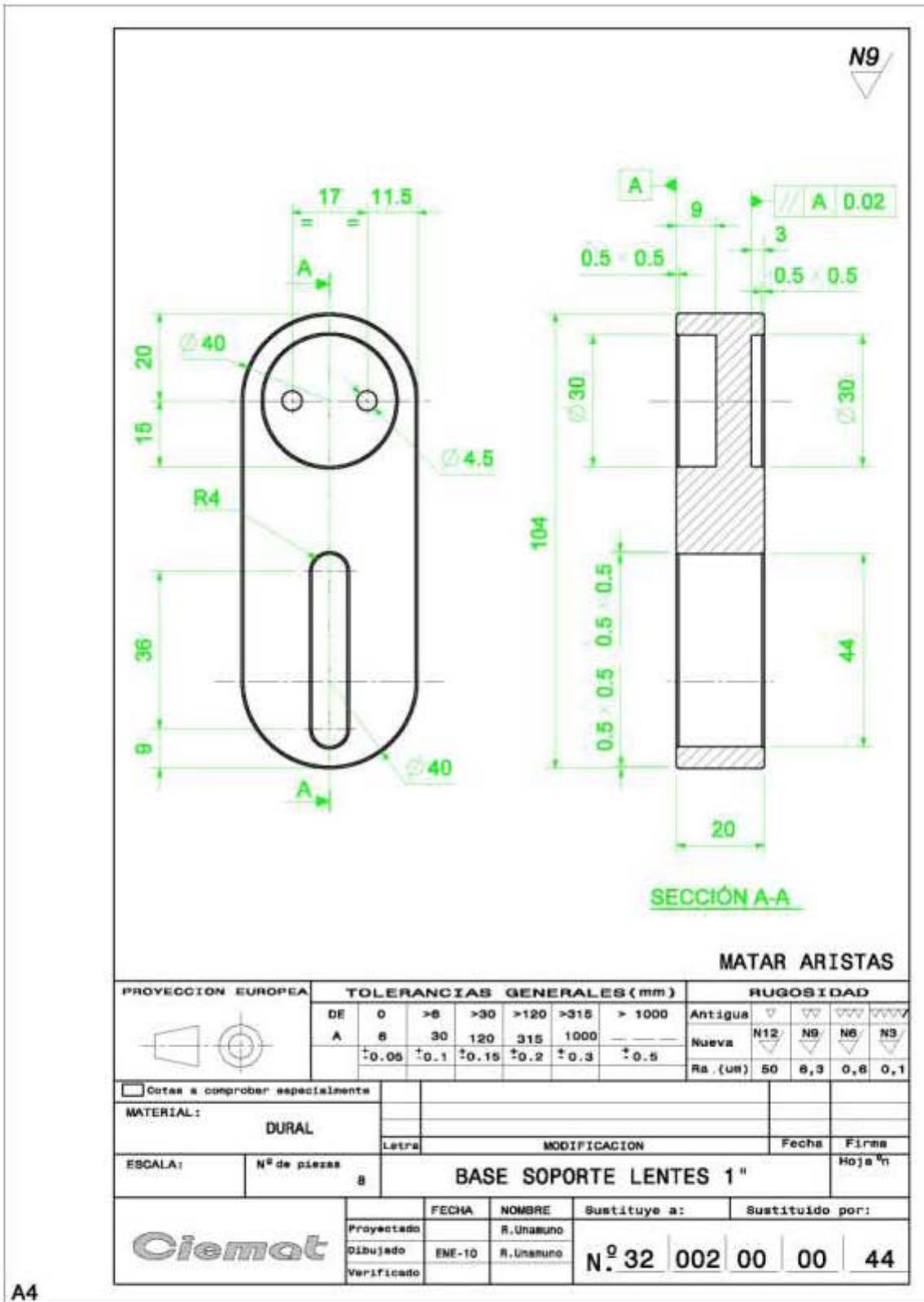


Figura AV.12: Base para los sistemas de alzado de los espejos de 1".

A.V.7. Espejos de 5” y 7” de los sistemas telescópicos de magnificación y demagnificación.

Los espejos esféricos de los sistemas telescópicos de magnificación y demagnificación son los elementos ópticos de mayores dimensiones y más pesados. Los espejos esféricos cóncavos de 5” (diámetro=127mm; espesor=20mm) y 7” (diámetro=177.8mm; espesor=30mm) poseen unos radios de curvatura específicos para nuestro experimento ($ROC(5'') = 3500\text{mm}$; $ROC(7'') = 7000\text{mm}$). Por ello, su fabricación fue encargada a ULO Optics y Eksma Optics respectivamente ya que no son ni dimensiones ni radios de curvatura estándar. Además, estos espejos necesitan monturas especiales para soportar su peso lo que dificultan su posterior posicionamiento sobre la mesa óptica. Las monturas para estos espejos son comerciales y fueron adquiridas a CVI-Melles Griot.

Para posicionarlos correctamente sobre la mesa óptica se fabricaron unas bases que permiten moverlos de forma lateral (ver figura AV.14-16) y de atrás a adelante (ver figura AV.13-15). Estas bases son de duraluminio y están fabricadas en el taller del LNF-CIEMAT.

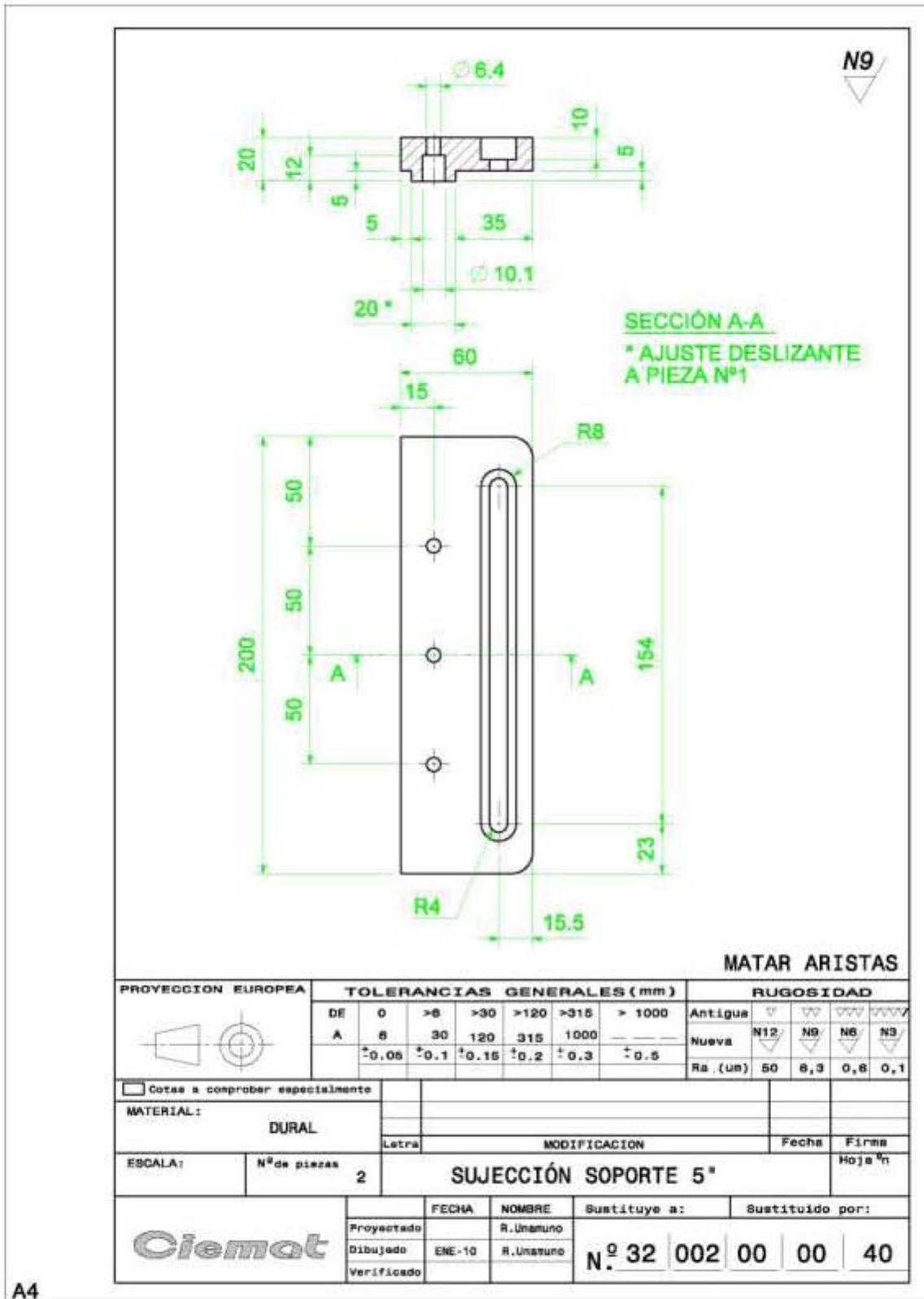


Figura AV.14: Diseño de una pieza deslizante que se apoya en la parte superior de la base para espejos de 5" que permite mover dicho espejo en el eje horizontal.

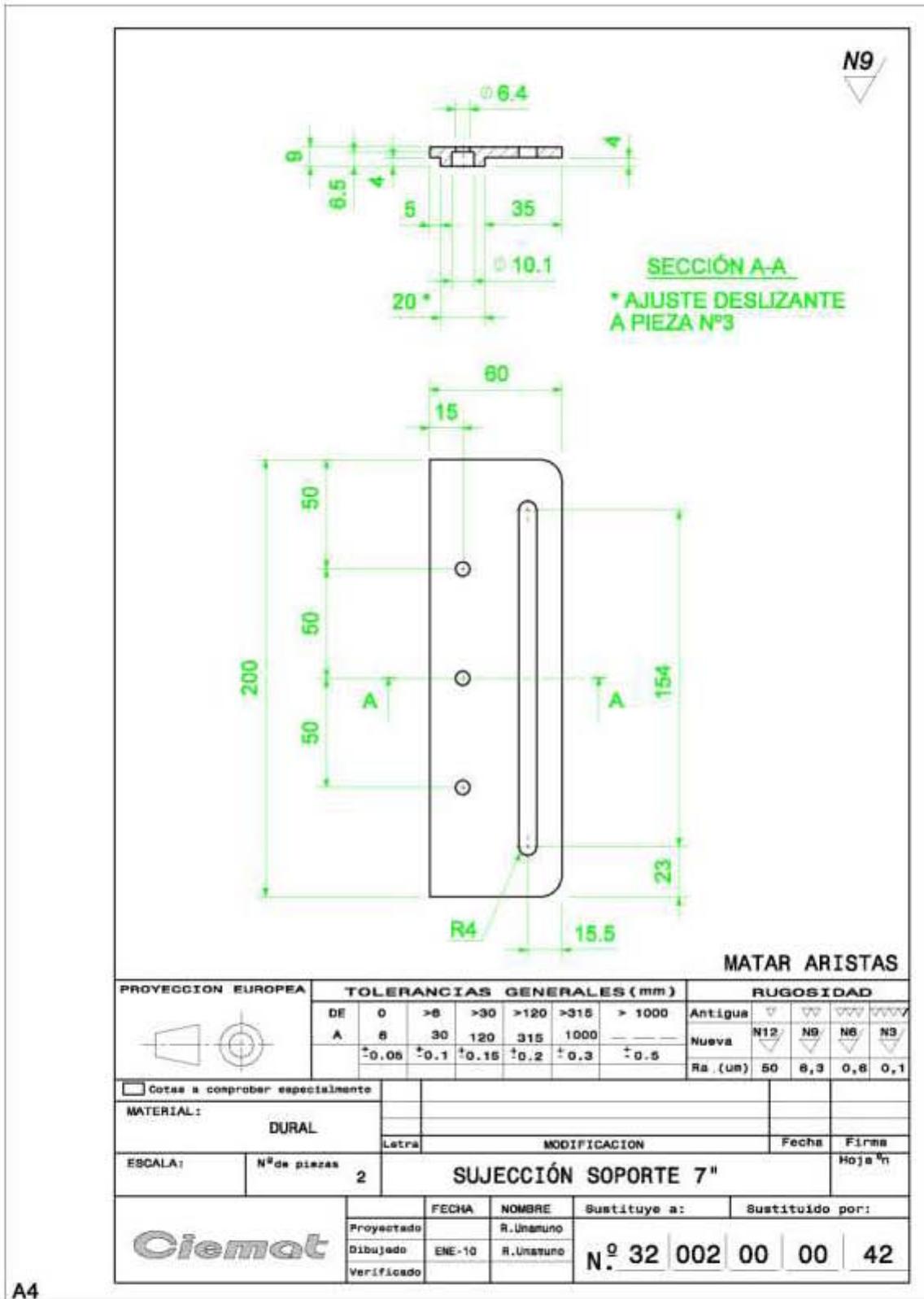


Figura AV.16: Diseño de una pieza deslizante que se apoya en la parte superior de la base para espejos de 7" que permite mover dicho espejo en el eje horizontal.

ANEXO VI.

ETAPA DE ACONDICIONAMIENTO DE LAS SEÑALES INTERFEROMÉTRICAS HETERODINAS DE CO₂ Y Nd:YAG.

En este anexo se presenta la etapa de acondicionamiento realizada para amplificar y filtrar las señales procedentes de los arrays de medida de CO₂ y Nd:YAG. En la figura AVI.1 se presenta el circuito de acondicionamiento que consta de tres etapas de amplificación y un filtro pasabanda con frecuencia central en 40 MHz.

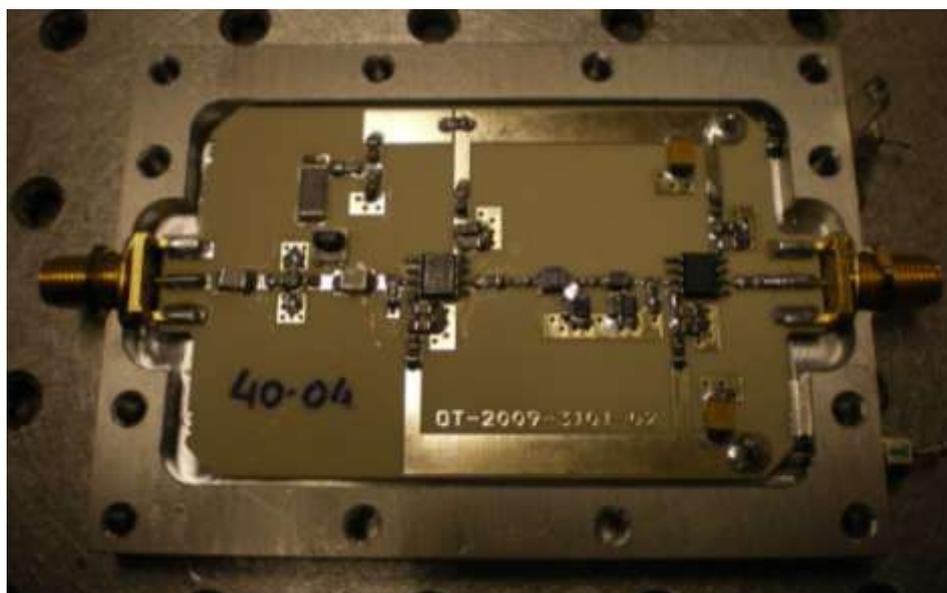


Figura AVI.1: Etapa de amplificación y filtrado de ganancia 67dB para una salida de un elemento del array para la señal de CO₂ y Nd:YAG.

En la figura AVI.2 mostramos el cajero donde han sido instalada dicha etapa para aislarla de interferencias electromagnéticas procedentes del ambiente hostil donde se halla instalado el interferómetro heterodino de haz expandido.

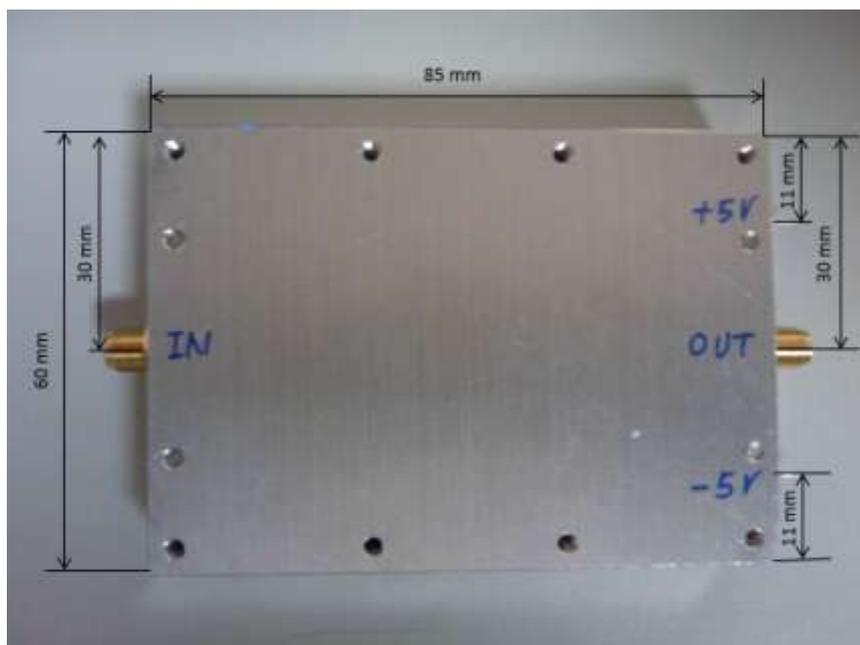


Figura AVI.2: *Imagen del cajero del circuito de acondicionamiento.*

REFERENCIAS.

CAPÍTULO I

- [I-1] National Institute for Fusion Science. *NIFS 2008-2009*. 2008.
- [I-2] ITER: <http://www.iter.org>.
- [I-3] Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. *Research for Energy of the future*. www.ipp.mpg.de.
- [I-4] National Institute For Fusion Science (NIFS - Japón): <http://www.nifs.ac.jp/>.
- [I-5] Laboratorio Nacional de Fusión (LNF) – Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT): http://www-fusion.ciemat.es/New_fusion/es/Fusion/glosario.shtml.
- [I-6] A. J. Donné. *High spatial resolution interferometry and polarimetry in hot plasmas*. Rev. Sci. Instrum. 66 (6), pp. 3407-3423. 1995.
- [I-7] H. Soltwisch. *Interferometry for measuring electron density distributions. Diagnostics for contemporary Fusion Experiments*. P. E. Stott, D. K. Akulina, E. Sidoni (Eds.). SIF Bolonia. 1991.
- [I-8] A. Gibson, G. W. Reid. *A zebra-stripe display for an optical interferometer, and its use to measure plasma density in the presence of vibration*. Applied Physics Letters 5 (10), pp. 195-197. 1964.
- [I-9] T. Luke, J. H. Irby. *Density measurements on Alcator C-Mod*. Bull. Am. Phys. Soc. 38 (10), p. 1995. 1993.
- [I-10] K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, K. Kawahata, T. Tokuzawa, S. Okajima. *CO₂ laser imaging interferometer on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 72 (1), pp. 1089-1093. 2001.
- [I-11] P. Pedreira, L. Esteban, A. R. Criado, P. Acedo, M. Sánchez, J. Sánchez. *Works towards the evaluation of the ultimate spatial resolution of the new two-color heterodyne interferometer for electron density measurements in the TJ –II Stellarator*. 36th EPS Conference on Plasma Physics. Sofia, 33E, P-4.187. 2009.
- [I-12] J. Irby, R. Murray, P. Acedo, H. Lamela. *A two-color interferometer using a frequency doubled diode pumped laser for electron density measurements*. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 699-702. 1999.
- [I-13] P. A. Bagryansky, A. D. Khilchenko, A. N. Kvashnin, A. A. Lizunov, R. V. Voskoboinikov, A. L. Solomakhin, H. R. Koslowski and TEXTOR Team. *Dispersion*

interferometer on CO₂ laser for TEXTOR and burning plasma experiments. Rev. Sci. Instrum. 77 (1), 053501. 2006.

[I-14] R. König, J. Baldzuhn, W. Biel, et al. *Diagnostics design for steady-state of the Wendelstein 7-X stellarator.* Rev. Sci. Instrum. 81, 10E133. 2010.

[I-15] C. A. J. Hugenholtz, B. J. Meddens. *Multichannel CO₂-laser interferometer using a PbSnTe detector array.* Rev. Sci. Instrum. 53 (2), pp. 171-174. 1982.

[I-16] D. B. Rutledge. *Imaging Antenna Arrays.* IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 30 (4), pp. 535-540. 1982.

[I-17] C. Deng, D. L. Brower, W. X. Ding, A. F. Almagari, D. T. Anderson, F. S. B. Anderson, S. P. Gerhardt, P. Probert, J. N. Talmadge. *First results from the multichannel interferometer system on HSX.* Rev. Sci. Instrum. 74 (3), pp. 1625-1628. 2003.

[I-18] A. Boboc and JET EFDA contributors. *Designing far infrared diagnostic for fusion plasma experiments.* Infrared and Millimeter Waves, 2007 and the 2007 15th International Conference on Terahertz Electronics. IRMMW-2007.

[I-19] T. Kondoh, A. E. Costley, T. Sugie, Y. Kawano, A. Malaquias, C. I. Walker. *Toroidal interferometer/polarimeter density measurement system on ITER.* Rev. Sci. Instrum. 75 (10), pp. 3420-3422. 2006.

[I-20] D. I. Brower, B. H. Deng, W. X. Ding. *Divertor interferometer diagnostic for ITER.* Rev. Sci. Instrum. 77, 10E911. 2006.

[I-21] J. Howard, D. Oliver. *Electronically swept millimeter-wave interferometer for spatially resolved measurement of plasma electron density.* Applied Optics 45 (34), pp. 8613-8620. 2006.

[I-22] P. Acedo, H. Lamela, M. Sánchez, T. Estrada, J. Sánchez. *CO₂ ($\lambda_m=10.6 \mu\text{m}$) He-Ne ($\lambda_c=0.633 \mu\text{m}$) two-color laser interferometry for low and medium electron density measurements in the TJ-II Stellarator.* Rev. Sci. Instrum. 75 (11), pp. 4671-4677. 2004.

CAPÍTULO II

[II-1] A. J. Donné. *High spatial resolution interferometry and polarimetry in hot plasma.* Rev. Sci. Instrum. 66 (6), pp. 3407-3423. 1995.

- [II-2] H. Soltwisch. *Interferometry for measuring electron density distributions. Diagnostics for contemporary Fusion Experiments*. P. E. Stott, D. K. Akulina, E. Sidoni (Eds.). SIF Bologna. 1991.
- [II-3] I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press. 1987.
- [II-4] I. V. Lisitsyn, S. Kohno, S. Katsuki, H. Akiyama. *Effect of laser beam deflection on the accuracy of interferometer measurements*. Rev. Sci. Instrum. 69 (4) pp. 1584-1586. 1998.
- [II-5] D. Verón. *Submillimeter Interferometer of High-Density Plasmas*. Infrared and Millimeter Waves. Vol. 2, pp. 67-135. Editor K. J. Button. Academic Press, Inc. New York. 1984.
- [II-6] J. Shmoys. *Proposed Diagnostic Method for Cylindrical Plasmas*. Journal of Applied Physics, 32 (4), pp. 689-695. 1961.
- [II-7] P. A. Bagryansky, A. D. Khilchenko, A. N. Kvashnin, A. A. Lizunov, R. V. Voskoboinikov, A. L. Solomakhin, H. R. Koslowski and TEXTOR Team. *Dispersion interferometer on CO₂ laser for TEXTOR and burning plasma experiments*. Rev. Sci. Instrum. 77 (1), 053501. 2006.
- [II-8] P. Innocente, D. Mazon, E. Joffrin, M. Riva. *Real time fringe correction algorithm for the JET interferometer*. Rev. Sci. Instrum. 74 (8), pp. 3645-3652. 2003.
- [II-9] Y. Zhou, Z. C. Deng, Z. T. Liu, Y.W. Tang, B. Y. Gao, C. L. Tian, Y. G. Li, X. T. Ding. *A new multichannel interferometer system on HL-2A*. Rev. Sci. Instrum. 78, 113503. 2007.
- [II-10] C. Deng, D. L. Brower, W. X. Ding, A. F. Almagari, D. T. Anderson, F. S. B. Anderson, S. P. Gerhardt, P. Probert, J. N. Talmadge. *First results from the multichannel interferometer system on HSX*. Rev. Sci. Instrum. 74 (3), pp. 1625-1628. 2003.
- [II-11] P. Innocente, S. Martini, A. Canton, L. Tasinato. *Upgrade of the RFX CO₂ interferometer using in-vessel optics for extended edge resolution*. Rev. Sci. Instrum. 68 (1), pp. 694-697. 1997.
- [II-12] K. Kawahata, K. Tanaka, Y. Ito, A. Ejiri, S. Okajima. *Far infrared laser interferometer system on the Large Helical Device*. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 707-709. 1999.
- [II-13] D. R. Baker, S. Lee. *Dual laser interferometer for plasma density measurements on large tokamaks*. Rev. Sci. Instrum. 49 (7), pp. 919-922. 1978.

- [II-14] A. Gibson, G. W. Reid. *A zebra-stripe display for an optical interferometer, and its use to measure plasma density in the presence of vibration*. Applied Physics Letters 5 (10), pp. 195-197. 1964.
- [II-15] P. Innocente, S. Martini. *A two color multichord infrared interferometer for RFX*. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4996-4998. 1992.
- [II-16] P. Innocente, S. Martini, A. Schio, Ch. Ferrer Roca. *Development of a vibration-compensated CO₂ interferometer for the RFX experiment*. Rev. Sci. Instrum. 61 (10), pp. 2885-2887. 1990.
- [II-17] P. Acedo, H. Lamela, M. Sánchez, T. Estrada, J. Sánchez. *CO₂ ($\lambda_m=10.6 \mu\text{m}$) He-Ne ($\lambda_c=0.633 \mu\text{m}$) two-color laser interferometry for low and medium electron density measurements in the TJ-II Stellarator*. Rev. Sci. Instrum. 75 (11), pp. 4671-4677. 2004.
- [II-18] K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, K. Kawahata, T. Tokuzawa, S. Okajima. *CO₂ laser imaging interferometer on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 72 (1), pp. 1089-1093. 2001.
- [II-19] Y. Kawano, A. Nagashima, T. Hatae, S. Gunji. *Dual CO₂ laser interferometer with a wavelength combination of 10.6 and 9.27 μm for electron density measurement on large tokamaks*. Rev. Sci. Instrum. 67 (10), pp. 1520-1528. 1996.
- [II-20] F. A. Hopf, A. Tomita, G. Al-Jumaily. *Second-harmonic interferometers*. Optics Letters 5(9), pp. 386-388. 1980.
- [II-21] V. P. Drachev, Y. I. Krasnikov, P. Bagryansky. *Dispersion interferometer for controlled fusion devices*. Rev. Sci. Instrum. 64 (4), pp. 1010-1013. 1993.
- [II-22] P. Acedo. *Interferometría laser heterodina para diagnósticos en plasmas de fusión. Experimentos y medidas realizados en el Stellarator TJ-II y el Tokamak C-Mod*. Tesis Doctoral. Universidad Carlos III de Madrid. 2000.
- [II-23] A. Lizunov, P. Bagryansky, A. Khilchenko, Yu. V. Kovalenko, A. Solomakhin, W. Biel, H.T. Lambertz, Yu. Krasikov, M. Mitri, B. Schweer, H. Dreier. *Development of a multichannel dispersion interferometer at TEXTOR*. Rev. Sci. Instrum. 79, 10E708. 2008.
- [II-24] J. Irby, R. Murray, P. Acedo, H. Lamela. *A two-color interferometer using a frequency doubled diode pumped laser for electron density measurements*. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 699-702. 1999.
- [II-25] C. J. Buchenauer, A. R. Jacobson. *Quadrature interferometer for plasma density measurements*. Rev. Sci. Instrum. 48 (7), pp. 769-774. 1977.

- [II-26] D. Veron. *High Sensitivity HCN laser interferometer for plasma electron density*. Optics Communications, 10 (1), pp. 95-98. 1974.
- [II-27] S. M. Wolfe, K. J. Button, J. Waldman, D. R. Cohn. *Modulated submillimeter laser interferometer system for plasma density measurements*. Applied Optics. 15 (11), pp. 2645-2648. 1976.
- [II-28] Y. Ito, K. Tanaka, T. Tokuzawa, T. Akiyama, S. Okajima, K. Kawahata. *Development of a phase counter with real-time fringe jump corrector for heterodyne interferometer on LHD*. Fusion Engineering and Design 74, pp. 847-851. 2005.
- [II-29] T. Kondoh, A. E. Costley, T. Sugie, Y. Kawano, A. Malaquias, C. I. Walker. *Toroidal interferometer/polarimeter density measurement system on ITER*. Rev. Sci. Instrum. 75 (10), pp. 3420-3422. 2004.
- [II-30] J. Saniie, M. Luukkala. *Digital phase detection based on in-phase and quadrature sampling*. J. Phys. E: Sci. Instrum. 16, pp. 606-607. 1983.
- [II-31] S. M. Mahmud. High precision phase measurement using reduced sine and cosine tables. Instrumentation and Measurement Technology Conference. IMTC-89. Conference Record., 6th IEEE, pp.219-222. 1989.
- [II-32] C. Gil, D. Elbeze, A. Beraud, B. Echard, J. c. Patterlini, J. Philip, L. Toulouse, M. Lipa, A. Litnovsky. *Retro-reflected channels of the Tore Supra FIR interfero-polarimeter for long pulse plasma operation*. Fusion Engineering and Design 82, pp. 1238-1244. 2007.
- [II-33] B. H. Deng, D.L. Brower, W. X. Ding, M. D. Wyman, B. E. Chapman, J. S. Sarff. *High-speed three-wave polarimeter-interferometer diagnostic for Madison symmetric torus*. Rev. Sci. Instrum. 77, 10F108. 2006.
- [II-34] S. K. Kim, D. L. Brower, W. A. Peebles, N. C. Luhmann Jr. *High-resolution multichannel interferometric measurement of sawtooth density-pulse propagation*. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), pp. 1550-1555. 1988.
- [II-35] C. A. J. Hegenholtz, B. J. H. Meddens. *Multichannel CO₂-laser interferometer using a PbSnTe detector array*. Rev. Sci. Instrum. 53 (2), pp. 171-174. 1982.
- [II-36] T. Luke, J. H. Irby. *Density measurements on Alcator C-Mod*. Bull. Am. Phys. Soc. 38 (10), p. 1995. 1993.
- [II-37] N. E. Lanier, J. K. Anderson, C. B. Forest, D. Holly, Y. Jiang, D. L. Brower. *First results from the far-infrared polarimeter system on the Madison Symmetric Torus reversed field pinch*. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 718-721. 1999.

- [II-38] P. Pedreira, L. Esteban, A. R. Criado, P. Acedo, M. Sánchez, J. Sánchez. *Works towards the evaluation of the ultimate spatial resolution of the new two-color heterodyne interferometer for electron density measurements in the TJ –II Stellarator*. 36th EPS Conference on Plasma Physics. Sofia, 33E, P-4.187. 2009.
- [II-39] Y. Yasutomo, K. Miyata, S. Himeno, T. Enoto, Y. Ozawa. *A new numerical method for asymmetrical Abel inversion*. IEEE Trans. Plasma Sci. PS-9 (1), pp. 18-21. 1981.
- [II-40] J. H. Ha, Y. U. Nam, M. S. Cheon, Y. S. Hwang. *An improved Abel inversion method modified for tangential interferometry in tokamak*. Rev. Sci. Instrum. 5, pp. 3408-3410. 2004.
- [II-41] H. Dreier, A. Dinklage, R. Fischer, M. Hirsch, P. Kornejew. *Bayesian experimental design of a multichannel interferometer for Wendelstein 7-X*. Rev. Sci. Instrum. 79, 10E712. 2008.
- [II-42] Y. Nagayama. *Tomography of $m=1$ mode structure in tokamak plasma using least-square-fitting method and Fourier-Bessel expansions*. J. Appl. Phys. 62 (7), pp. 2702-2706. 1987.
- [II-43] G. B. Warr, R. N. Tarrant, M. M. M. Bilek, D. R. McKenzie, J. H. Harris, J. Howard, B. D. Blackwell. *Tomographic interferometry of a filtered high-current vacuum arc plasma*. J. Appl. Physics 101, 073302. 2007
- [II-44] H. K. Park. *A new asymmetric Abel-Inversion Method for plasma interferometry in Tokamaks*. Plasma. Physics and Controlled Fusion 31 (13), pp. 2035-2046. 1989.
- [II-45] T. Luke. *Measurement of Particle Transport Coefficients on Alcator C-Mod*. Tesis Doctoral. Plasma Science and Fusion Center. Massachusetts Institute of Technology. 1994.
- [II-46] T. N. Carlstrom, D. R. Ahlgren, J. Crosbie. *Real-time, vibration-compensated CO₂ interferometer operation on the DIII-D tokamak*. Rev. Sci. Instrum. 59 (7), pp. 1063-1066. 1988.
- [II-47] J. Howard, D. Oliver. *Electronically swept millimeter-wave interferometer for spatially resolved measurement of plasma electron density*. Applied Optics 45 (34), pp. 8613-8620. 2006.
- [II-48] K. C. Lee, C. W. Domier, M. Johson, N. C. Luhmann Jr., H. Park. *FIR laser tangential interferometer/polarimeter on NSTX*. IEEE Transaction on Plasma Science 32 (4), pp. 1721-1726. 2004.

- [II-49] M. S. Cheon, Y. U. Nam, J. H. Ha, Y. S. Hwang. *Design of a far-infrared interferometer/polarimeter system for Korea Superconducting Tokamak Advanced Research*. Rev. Sci. Instrum. 75 (10), pp. 3402-3404. 2004.
- [II-50] G. Braithwaite, N. Gottardi, G. Magyar, J. O'Rourke, J. Ryan, D. Verón. *JET polari-interferometer*. Rev. Sci. Instrum. 60 (9), pp. 2825-2834. 1989.
- [II-51] K. Kawahata, K. Tanaka, T. Tokuzawa, Y. Ito, T. Akiyama, A. L. Sanin, S. Okajima, S. Tsuji-Iio, L. N. Vyacheslavov, and the LHD Group. *Electron Density Profile Measurements on LHD*. IEEE Transactions on Plasma Science 32 (2), pp. 519-524. 2004.
- [II-52] D. Oliver, J. Howard, S.T. A. Kumar, D. G. Pretty, B. D. Blackwell. *Three view scanned interferometer for plasma electron density measurements on the H-1 heliac*. Rev. Sci. Instrum. 77, 10E907. 2006.
- [II-53] K. Tanaka, A. L. Sanin, L. N. Vyacheslavov, T. Akiyama, K. Kawahata, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Okajima. *Precise density profile measurements by using a two color YAG/CO₂ laser imaging interferometer on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 75 (10), pp. 3429-3432. 2004.
- [II-54] J. H. Irby, E. S. Marmor, E. Sevillano, S. M. Wolfe. *Two-color interferometer system for Alcator C-Mod*. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), pp. 1568-1570. 1988.
- [II-55] A. Canton, P. Innocente, O. Tudisco. *Two-color medium-infrared scanning interferometer for the Frascati tokamak upgrade fusion test device*. Applied Optics 45 (36), pp. 9105-9114. 2006.
- [II-56] A. Canton, P. Innocente, S. Martini, L. Tasinato, O. Tudisco. *Spatially scanned two-color mid-infrared interferometer for FTU*. Rev. Sci. Instrum. 72 (1), pp. 1085-1088. 2001.
- [II-57] R. T. Snider, T. N. Carlstrom, T. D. Hodapp, F. C. Hobes, W. A. Peebles. *Application of interferometry and Faraday rotation techniques for density measurements on the next generation of Tokamaks*. Rev. Sci. Instrum. 68 (1), pp. 728-731. 1997.
- [II-58] P. Kornejew, M. Hirsch, T. Bindeman, A. Dinklage, H. Dreier, H.-J. Hartfuss. *Design of multichannel laser interferometry for W7-X*. Rev. Sci. Instrum. 77, 10F128. 2006.

CAPÍTULO III

- [III-1] H. Kogelnik. *Imaging of Optical System - Resonators with Internal Lenses*. Bell Syst. Tech. J. 34 (3), pp. 455-494. 1965.
- [III-2] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books. 1986.
- [III-3] G. Warr, J. Howard. *A three-dimensional Gaussian-beam tracing program for designing interferometer/polarimeter plasma diagnostics*. Rev. Sci. Instrum. 72, pp. 2305-2309. 2001.
- [III-4] T. Akiyama, K. Tanaka, L. N. Vyachelavov, A. Sanin, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Okajima, K. Kawahata. *CO₂ laser imaging interferometer for high spatial resolution electron density profile measurements on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 74 (3), pp. 1638-1641. 2003.
- [III-5] T. Luke. *Measurement of Particle Transport Coefficients on Alcator C-Mod*. Tesis Doctoral. Plasma Science and Fusion Center. Massachusetts Institute of Technology. 1994.
- [III-6] G. B. Warr, J. Howard. *A three-dimensional Gaussian-beam ray-tracing program for designing interferometer/polarimeter plasma diagnostic*. Rev. Sci. Instrum. 72 (5), pp. 2305-2309. 2001.
- [III-7] Zemax S. A.: www.zemax.com
- [III-7A] A. Lizunov, P. Bagryansky, A. Khilchenko, Yu. V. Kovalenko, A. Solomakhin, W. Biel, H.T. Lambertz, Biel, H.T. Lambertz, Yu. Krasikov, M. Mitri, B. Schweer, H. Dreier. *Development of a multichannel dispersion interferometer at TEXTOR*. Rev. Sci. Instrum. 79, 10E708. 2008.
- [III-8] T. Akiyama, K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, A. Sanin, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Tsuji-Iio, S. Okajima, K. Kawahata. *CO₂ laser imaging interferometer for high spatial resolution electron density profile measurements on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 74 (3), pp. 1638-1641. 2003.
- [III-9] J. Casas. *Óptica*. Ed. Librería Pons. Zaragoza. 6^a Edición. 1985.
- [III-10] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics*. 6th Edición. Ed. Pergamon Press. 1980.
- [III-11] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. Ed. McGraw-Hill, New York. 1968.
- [III-12] D. P. Neikirk, P. P. Tong, D. B. Rutledge, H. Park, P. E. Young. *Imaging antenna array at 119 μm* . Appl Phys. Lett. 41 (4), pp. 329-331. 1982.

- [III-13] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk, D. P. Kasilingam. *Integrated-Circuit Antennas. Infrared and Millimeter waves*. 10 (1), pp. 1-90. Editor K. J. Button. Academic Press, Inc. New York. 1983.
- [III-14] J. Howard, G. B. Warr, P. Dodds. *Multichannel interferometer using high-order rotating diffraction gratings*. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4965-4967. 1992.
- [III-15] K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, K. Kawahata, T. Tokuzawa, S. Okajima. *CO₂ laser imaging interferometer on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 72 (1), pp. 1089-1093. 2001.
- [III-16] P. E. Young, D. P. Neikirk, P. P. Tong, D. B. Rutledge, N. C. Luhmann, Jr. *Multichannel far-infrared phase imaging for fusion plasmas*. Rev. Sci. Instrum. 56 (1), pp. 81-89. 1985.
- [III-17] T. N. Carlstrom, D. R. Ahlgren, J. Crosbie. *Real-time, vibration-compensated CO₂ interferometer operation on the DIII-D tokamak*. Rev. Sci. Instrum. 59 (7), pp. 1063-1066. 1988.
- [III-18] J. Irby, R. Murray, P. Acedo, H. Lamela. *A two-color interferometer using a frequency doubled diode pumped laser for electron density measurements*. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 699-702. 1999.
- [III-19] K. Tanaka, A. L. Sanin, L. N. Vyacheslavov, T. Akiyama, K. Kawahata, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Okajima. *Precise density profile measurements by using a two color YAG/CO₂ laser imaging interferometer on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 75 (10), pp. 3429-3432. 2004.
- [III-19A] P. Acedo, H. Lamela, M. Sánchez, T. Estrada, J. Sánchez. *CO₂ ($\lambda_m=10.6 \mu\text{m}$) He-Ne ($\lambda_c=0.633 \mu\text{m}$) two-color laser interferometry for low and medium electron density measurements in the TJ-II Stellarator*. Rev. Sci. Instrum. 75 (11), pp. 4671-4677. 2004.
- [III-20] K. E. Atkinson. *An introduction to numerical analysis*. Ed. John Wiley, New York, 2^a Edición. 1989.
- [III-21] S. C. Chapra, R. P. Canale. *Métodos Numéricos para Ingenieros*. Ed. McGraw-Hill. 4^a Edición. 2003.
- [III-22] C. Deng, D. L. Brower, W. X. Ding, A. F. Almagari, D. T. Anderson, F. S. B. Anderson, S. P. Gerhardt, P. Probert, J. N. Talmadge. *First results from the multichannel interferometer system on HSX*. Rev. Sci. Instrum. 74 (3), pp. 1625-1628. 2003.

[III-23] D. L. Brower, Y. Jiang, W. A. Peebles, N. C. Luhmann Jr. *Application of high-resolution interferometry to plasma density measurements on TEXT-Upgrade*. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4490-4992. 1992.

[III-24] Vigo System S. A.: www.vigo.com.pl.

CAPÍTULO IV

[IV-1] C. Hidalgo et al. *Overview of TJ-II experiments*. Nuclear Fusion 45, pp. S266-S275. 2005.

[IV-2] Laboratorio Nacional de Fusión-CIEMAT: www-fusion.ciemat.es

[IV-3] C. Alejaldre et al. *TJ-II Project: A Flexible Helic Stellarator*. Fusion Technology 17, pp. 131-139. 1990.

[IV-4] J. Sánchez et al. *Diagnostic Systems for the TJ-II Flexible Helic*. J. Plasma Fusion Res. 1. 1988.

[IV-5] <http://fusionwiki.ciemat.es/fusionwiki/index.php/TJ-II:Interferometry>

[IV-6] P. Acedo, H. Lamela, J. Irby. *Laser interferometric experiments for the TJ-II Stellarator electron-density measurements*. Rev. Sci. Instrum. 72 (1), pp.96-102. 2000.

[IV-8] M. Sánchez, J. Sánchez. *Thermo-optical effect in zinc selenide windows for two-color interferometer for fusion plasma diagnostic*. Rev. Sci. Instrum. 76, 046104. 2005.

[IV-9] P. E. Young. *Application of far-infrared, integrated detector arrays to chord-averaged plasma measurements*. Rev. Sci. Instrum. 56 (6), pp. 896-901. 1985.

[IV-10] K. Tanaka, A. L. Sanin, L. N. Vyacheslavov, T. Akiyama, K. Kawahata, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Okajima. *Precise density profile measurements by using a two color YAG/CO₂ laser imaging interferometer on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 75 (10), pp. 3429-3432. 2004.

[IV-11] K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, K. Kawahata, T. Tokuzawa, S. Okajima. *CO₂ laser Imaging interferometer on LHD*. Rev. Sci. Instrum. 72 (1), pp. 1089-1093. 2001.

[IV-12] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. Ed. McGraw-Hill, New York. 1968.

[IV-13] A. R. Criado Serrano. *Desarrollo de técnicas para la optimización de la resolución espacial y temporal en interferometría láser heterodina aplicada a medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión*. Proyecto Fin de Carrera. Universidad Carlos III de Madrid. 2009.

[IV-14] L. Esteban, M. Sánchez, J. A. López, O. Nieto-Taladriz, J. Sánchez. *Continuous plasma density measurement in TJ-II infrared interferometer – Advanced signal processing based on FPGAs*. Fusion Engineering and Design 85 (3-4), pp. 328-331. 2010.