



UNIVERSIDAD DE GRANADA  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

---

PROTOTIPO DE SISTEMA DE ÓPTICA  
ADAPTATIVA BASADO EN UN ESPEJO  
DEFORMABLE DE MEMBRANA PARA  
APLICACIÓN ASTRONÓMICA

Jesús Aceituno Castro

Editor: Editorial de la Universidad de Granada  
Autor: Jesús Aceituno Castro  
D.L.: GR. 2101-2009  
ISBN: 978-84-692-2725-1



UNIVERSIDAD DE GRANADA  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA



PROTOTIPO DE SISTEMA DE ÓPTICA  
ADAPTATIVA BASADO EN UN ESPEJO  
DEFORMABLE DE MEMBRANA PARA  
APLICACIÓN ASTRONÓMICA

Dirigido por  
Dr. José Luis Ortiz Moreno (IAA-CSIC)  
Dr. Sebastián F. Sánchez Sánchez (CAHA-AIE)

Memoria presentada por  
D. Jesús Aceituno Castro  
Para aspirar al grado de  
Doctor en Ciencias Físicas  
Granada, Mayo 2009



D. José Luis Ortiz Moreno

Director de la tesis: PROTOTIPO DE SISTEMA DE ÓPTICA ADAPTATIVA  
BASADO EN UN ESPEJO DEFORMABLE DE MEMBRANA PARA APLICACIÓN  
ASTRONÓMICA

De la que es autor D. Jesús Aceituno Castro.

Programa de doctorado: Métodos y técnicas avanzadas en Física

AUTORIZA la presentación de la referida Tesis para su defensa y mantenimiento de acuerdo con lo previsto en el Real Decreto 56/2005, de 21 de Enero, emitiendo el siguiente informe:

Jesús Aceituno Castro ha completado con éxito todas las fases previstas para el desarrollo de su tesis. Ha realizado un trabajo muy completo, extenso y exhaustivo, ha obtenido resultados muy valiosos e interesantes dentro del área en que se enmarca su trabajo y ha redactado una memoria de tesis doctoral adecuada así como conforme a mis expectativas. Por todo ello estimo oportuno y conveniente que proceda a su depósito y posterior defensa en los plazos marcados por las normas de la Universidad de Granada en cuanto al doctorado. Por tanto, doy mi visto bueno al depósito y defensa de la tesis "prototipo de sistema de óptica adaptativa basado en espejo de membrana para aplicación astronómica"

Y para que conste y surta sus efectos en el expediente correspondiente, expido la presente en:

Granada 19 de Marzo de 2009-03-12

FDO: José Luis Ortiz Moreno



D. Sebastián F. Sánchez Sánchez

Director de la tesis: PROTOTIPO DE SISTEMA DE ÓPTICA ADAPTATIVA  
BASADO EN UN ESPEJO DEFORMABLE DE MEMBRANA PARA APLICACIÓN  
ASTRONÓMICA

De la que es autor D. Jesús Aceituno Castro.

Programa de doctorado: Métodos y técnicas avanzadas en Física

AUTORIZA la presentación de la referida Tesis para su defensa y mantenimiento de acuerdo con lo previsto en el Real Decreto 56/2005, de 21 de Enero, emitiendo el siguiente informe:

Jesús Aceituno ha realizado de forma muy exitosa un estudio exhaustivo y sistemático encuadrado dentro de los objetivos marcados para la realización de su tesis doctoral, superando con creces los requisitos necesarios para la defensa de la misma dentro de las normas de la Universidad de Granada. El estudio realizado es innovador y puntero, dentro de su campo de trabajo, y abre nuevas expectativas para desarrollos posteriores dentro del mismo. La memoria presentada es un fiel reflejo de dicho trabajo, y en ella se resume de forma adecuada los trabajos realizados. Por tanto, doy mi visto bueno al depósito y defensa de la tesis "prototipo de sistema de óptica adaptativa basado en espejo de membrana para aplicación astronómica".

Y para que conste y surta sus efectos en el expediente correspondiente, expido la presente en:

Granada 19 de Marzo de 2009-03-12

FDO: Sebastián F. Sánchez Sánchez



A mi esposa Inma,  
por haber contribuido tanto...



# Índice

## Capítulo 1. Introducción

---

1.1 Introducción.....	1
1.2 Solución al problema de la turbulencia.....	2
1.2.1 Ventajas de observar al límite de difracción en Astronomía.....	3
1.2.2 Precedentes de la óptica adaptativa.....	5
1.3 Objetivos del presente trabajo.....	7
1.3.1 Motivación.....	7
1.3.2 Plan de trabajo.....	9
1.3.3 Caso científico que impulsó el proyecto.....	12

## Capítulo 2. Descripción general de los sistemas de óptica adaptativa

---

2.1 Introducción.....	13
2.2 Descripción de la turbulencia atmosférica.....	14
2.2.1 Modelo de Kolmogorov.....	14
2.2.2 Constante de estructura de índice de refracción $C_N^2$ .....	16
2.2.3 Longitud de coherencia de Fried.....	17
2.2.4 Frecuencia de Greenwood.....	19
2.2.5 Medida de la calidad de la imagen. La razón de Strehl.....	20
2.2.6 Anisoplanatismo.....	21
2.2.7 Factores que influyen a la varianza de fase del frente de onda corregido.....	22
2.2.8 Tip-Tilt atmosférico.....	25
2.3 Sensado del frente de onda en óptica adaptativa.....	26
2.3.1 Métodos zonal y modal.....	26
2.3.2 Polinomios de Zernike.....	28
2.3.3 Funciones de Karhunen-Loève.....	32
2.3.4 Reconstrucción del frente de onda.....	35
2.3.4.1 Medida de la pendiente local del frente de onda.....	36
2.3.4.2 Matriz de interacción y de Reconstrucción.....	37
2.3.4.3 Causas de las imprecisiones en la reconstrucción por método de ShackHartmann.....	40
2.4 Compensación de la deformación del frente de onda.....	42
2.4.1 Funciones de Influencia.....	42
2.4.2 Obtención de la matriz de control (CM).....	44
2.4.3 Generación de cualquier superficie.....	46
2.4.4 Algoritmo de bucle cerrado o closed-loop. Ganancia y pesos de los modos.....	47
2.4.5 Filtrado de modos.....	49

## Capítulo 3. Teoría de la óptica adaptativa

---

3.1. Introducción.....	51
3.1.1 La óptica adaptativa.....	51
3.2 Descripción genérica de un sistema de óptica adaptativa.....	52
3.2.1 Espejos deformables.....	52

3.2.2 Sensores de frente de onda.....	59
3.2.2.1 Sensor de frente de onda de Shack-Hartmann.....	60
3.2.2.2 Sensor de curvatura.....	61
3.2.2.3 Sensor de pirámide.....	62
3.2.2.4 Comparación del sensor Shack-Hartmann y sensor de curvatura.....	63
3.3 ALFA, un ejemplo de sistema de óptica adaptativa actual.....	65

## Capítulo 4: Diseño e implementación de SAOLIM

---

4.1 Especificaciones del instrumento.....	69
4.2 Descripción del sistema.....	72
4.2.1 Primera versión del diseño óptico.....	72
4.2.1.1 Telescopio de Galileo.....	75
4.2.1.2 El divisor de haz.....	77
4.2.1.3 Análisis de la calidad de imagen en la CCD FLI mediante Zemax.....	79
4.2.1.4 Diseño óptico del sensor de frente de onda.....	83
4.2.1.5 Análisis de Zemax para el sensor de frente de onda.....	56
4.2.2 Versión final del diseño óptico.....	88
4.2.2.1 Defectos del primer prototipo.....	88
4.2.2.2 Optimización del diseño.....	89
4.2.2.3 Análisis del nuevo diseño óptico con Zemax.....	93
4.2.3 Diseño mecánico.....	100
4.3. Modelo de sensor de Shack-Hartmann en SAOLIM.....	101
4.3.1 Matriz de lentes.....	102
4.3.2 Características del sensor EMCCD.....	103
4.3.1.1 Principio del EMCCD.....	105
4.3.1.2 Factor de ruido y ganancia electro multiplicativa.....	107
4.3.1.3 Dependencia de la ganancia con la temperatura.....	108
4.3.1.5 Linealidad.....	109
4.3.1.6 Rango dinámico.....	109
4.3.1.6 Estructura de una imagen de corriente oscura (Dark).....	111
4.4 Elementos activos del sistema.....	113
4.4.1 El espejo Tip-Tilt.....	113
4.4.2 El espejo deformable (DM).....	114
4.4.2.1 Funciones de influencia experimentales.....	114
4.4.2.3 Obtención de la Matriz de Control (CM).....	115
4.4.3 Desalineado de la membrana del DM.....	117
4.5 La cámara científica.....	118

## Capítulo 5. Resultados experimentales

---

5.1. Introducción.....	123
5.2. Resultados en laboratorio.....	123
5.2.2 Rango de linealidad de los modos.....	123
5.2.3 Correlación entre los modos.....	126
5.2.4 Variación del RMS de los modos <i>versus</i> ganancia.....	132
5.2.5 Simulador de turbulencia.....	137
5.3. Resultados experimentales en el telescopio.....	140

5.3.1 Flexiones del instrumento.....	141
5.3.2 Sensibilidad del sensor de frente de onda.....	142
5.3.2 Escala de imagen del sensor de frente de onda.....	145
5.3.3 Aberraciones estáticas del telescopio de 2.2m de Calar Alto.....	146
5.3.4 Corrección de Tip-Tilt.....	147
5.3.4.1 El algoritmo de Tip-Tilt.....	147
5.3.4.2 Calibración del espejo Tip-Tilt.....	149
5.3.4.3 Resultados de las mediciones realizadas en el cielo.....	149
5.3.4.4 Corrección de Tip-Tilt (bucle TT) para diferentes frecuencias y factores de amortiguamiento.....	155
5.3.5 Funcionamiento del algoritmo de corrección de las perturbaciones de alto orden (bucle AO) sobre estrellas reales.....	156

## Capítulo 6. Conclusiones y trabajo futuro

---

6.1 Conclusiones.....	165
6.2 Trabajo futuro.....	166
6.2.1 Trabajo pendiente.....	166
6.2.2 Posible mejoras del prototipo e implicaciones futuras.....	166

## Anexo I. La electrónica

---

1. Módulo de electrónica de SAOLIM.....	171
2. La electrónica principal.....	171
3. Ordenador de control.....	179
4. Electrónica del espejo deformable.....	179

## Anexo II El software

---

1. Descripción del software.....	183
2. Descripción de los menús del software de control.....	186
2.1 Menu <i>File</i> .....	186
2.2 Menu <i>View</i> .....	187
2.3 Menu <i>System</i> .....	189
2.4 El menú <i>AO Control</i> .....	192
2.5 El menú <i>Help</i> .....	194
3. Ventana <i>AO Setup</i> .....	194
4. Ventana <i>Deformable Mirror</i> .....	196
5. Listado de ficheros.....	198

## Anexo III. Presupuesto de Materiales de SAOLIM

---

Presupuesto de Materiales de SAOLIM.....	201
--	-----

#### Anexo IV. Línea de trabajo

---

Línea de trabajo .....	205
Agradecimientos.....	207
Referencias.....	209

# Capítulo 1. Introducción

---

## 1.1 Introducción.

La observación astronómica de un objeto consiste, en todo momento, en la detección de su frente de onda. Inicialmente dicho frente de onda es plano antes de atravesar la atmósfera. Al cruzarla, el frente de onda atraviesa capas con diferentes temperaturas, y por tanto diferentes índices de refracción. Las corrientes de viento producen turbulencias que mezclan estas capas, creando inhomogeneidades en la temperatura y, del mismo modo, en el índice de refracción. Estas inhomogeneidades en la temperatura vienen gobernadas por la ley de turbulencia de Kolmogorov-Obukhov (Fried 1965). Como consecuencia, el frente de onda proveniente de un objeto astronómico deja de ser plano cuando llega al observador situado en tierra.

Esta perturbación en el frente de onda se traduce en un emborronamiento y centelleo de las imágenes de objetos celestes. La magnitud que describe cómo de distorsionada está una imagen, por causa de la turbulencia atmosférica, se conoce en el argot astronómico por el término inglés, *seeing*. Cuantitativamente, el *seeing* se define como la anchura a mitad de altura (FWHM, del inglés *Full Width Half Maximum*) de la función de distribución de punto de la luminosidad de una estrella. Esta magnitud se suele expresar en segundos de arco.

El término resolución óptica hace referencia a la capacidad de un instrumento para separar dos objetos de una imagen. En concreto, en Astronomía, el poder resolutivo de un telescopio determina cuál es la distancia angular mínima que es capaz de resolver.

Debido a la naturaleza ondulatoria de la luz, cuando ésta atraviesa una apertura circular es difractada provocando un patrón de interferencias. El patrón de interferencias resultante es una mancha circular rodeada de una serie de anillos concéntricos. La mancha central es conocida como disco de Airy y su tamaño depende del tamaño de la óptica y de la longitud de onda.

El límite óptico debido a la difracción de un telescopio puede calcularse según el criterio de Rayleigh por medio de la expresión:

$$\sin \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}. \quad (1.1)$$

Donde  $\theta$  es la resolución angular,  $\lambda$  es la longitud de onda y  $D$  la apertura del telescopio. El factor de 1.22 se deriva de un cálculo de la posición del primer anillo de oscuridad rodeando el disco de Airy. Este factor se utiliza para aproximar la habilidad del ojo humano para distinguir dos fuentes puntuales de luz cuyos discos de Airy se superponen.

Como consecuencia inmediata de la turbulencia atmosférica, la resolución espacial de los telescopios terrestres viene limitada por la misma y no por el tamaño del disco de Airy. Incluso en el mejor de los observatorios astronómicos situados en tierra, no es

posible alcanzar resoluciones espaciales en el óptico y/o infrarrojo mejores que el seeing atmosférico.

Para la mayoría de los observatorios este valor ronda el segundo de arco (Tabla 1.1), valor muy por encima del poder resolutivo teórico de cualquier telescopio. Como ejemplo, un telescopio de 10m operando en longitudes de onda centradas en el visible, puede en principio, resolver estructuras separadas por un ángulo de solo 10 milisegundos de arco, factor 100 veces mejor que el seeing astronómico típico.

**Tabla 1.1:** Valores del seeing en algunos de los observatorios más importantes del mundo.

Lugar	Mediana de seeing(")	Referencia
Calar Alto	0,89	Sanchez et al.(2008).
Mauna Kea (1987)	0,50	Racine (1989).
La Palma (1997)	0,76	Muñoz-Tuñón et al. (1997).
La Silla (1999)	0,79	<a href="http://www.ls.eso.org/lasilla/seeing/">http://www.ls.eso.org/lasilla/seeing/</a>
Paranal (2006)	1,00	Sarazin et al. (2008).
MtGraham (1999-2002)	0,97	Taylor et al. (2004).
KPNO (1999)	1,00	Massey et al. (2000).
Lick (1990-1998)	1,90	<a href="https://mthamilton.ucolick.org/techdocs/MH_weather/obstats/seeing.html">https://mthamilton.ucolick.org/techdocs/MH_weather/obstats/seeing.html</a>

## 1.2 Solución al problema de la turbulencia.

Hasta hace unos años, la única opción posible para evitar el límite tan drástico que supone la atmósfera para el poder resolutivo de los telescopios era situarlos en órbita, como el telescopio espacial Hubble<sup>1</sup>. De este modo, este tipo de telescopios siempre trabajan al límite de difracción, además no sufren de la radiación de fondo de la atmósfera por lo que no tienen restricciones en longitudes de onda en las cuales la transmisión de la atmósfera es poca o nula. Pero, el coste tan elevado que supone poner en órbita un telescopio y el posterior mantenimiento hizo que se buscaran otro tipo de opciones, que además resolvieran el problema de los telescopios situados en tierra.

La *interferometría speckle* permite imágenes limitadas por difracción haciendo que este método sea una herramienta formidable para la detección de estrellas binarias muy cercanas entre sí. Sin embargo, en términos de sensibilidad, la interferometría speckle es incluso peor que la obtenida en imagen convencional limitada por el seeing (Roddiier et al. 1982).

Por otro lado, la técnica conocida como "*lucky imaging*" de reciente fácil aplicación debido a la aparición de detectores cada vez más rápidos y con muy bajo ruido (por ejemplo Law 2006) está permitiendo obtener, de una manera muy sencilla, imágenes al límite de difracción y con una razón de Strehl razonable. Aunque tienen el inconveniente de que para un seeing medio de 1 segundo de arco, se prescinde de casi el 90% de los datos.

<sup>1</sup> <http://hubble.nasa.gov>

Una alternativa a estas técnicas es la óptica adaptativa. La óptica adaptativa es una técnica que permite mejorar la calidad de un sistema óptico, reduciendo en tiempo real las perturbaciones introducidas por la atmósfera sobre el frente de onda. Este tipo de sistemas miden muy rápidamente la deformación del frente de onda y lo corrigen mediante el uso de un espejo deformable. Aunque la teoría existe desde los años 60, solo los avances en computación permitieron aplicarla a partir de los años 90. Además no presenta los problemas de sensibilidad o desperdicio de datos de las dos técnicas anteriores. Por supuesto, el coste de implementación es muy inferior al necesario para poner un telescopio en órbita.

Por todo ello, la óptica adaptativa se convierte en una herramienta fundamental e insustituible que debería estar implementada en cualquier telescopio si lo que se pretende es alcanzar el límite de difracción del mismo, así como conseguir el máximo límite de detectabilidad.

Tres son las principales desventajas que presenta esta técnica en la actualidad:

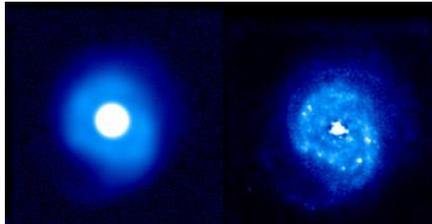
- Se necesita una fuente puntual brillante de referencia. Debido a la rápida variación temporal del frente de onda cuando va atravesando las capas de la atmósfera, es necesario muestrear a una frecuencia elevada dicha fuente puntual. Si no es suficientemente brillante, no habrá una relación señal/ruido razonable para poder muestrear el frente de onda. Típicamente la magnitud límite de la estrella utilizada como referencia es  $\sim 12$  para un telescopio de 3.5m (Hippler et al. 2000). Hoy en día se intenta mejorar este aspecto con el desarrollo de láseres que crean estrellas de referencia artificiales (Davies et al. 2000).
- La fuente puntual debe estar cercana al objeto científico que se pretende observar, ya que el campo de visión corregido por estos sistemas es muy reducido. Esto ocurre debido a las diferencias entre los frentes de ondas provenientes de direcciones distintas, que llegan al espejo primario del telescopio. Por ejemplo, para el caso de la banda K ( $2.4 \mu\text{m}$ ), el campo isoplanático, entendido como el ángulo sólido en el cual la corrección es aceptable (ver capítulo 2), es de 40 segundos de arco. La técnica de óptica adaptativa multiconjugada pretende solucionar esta limitación. Aún sigue en fase de desarrollo (Fusco et al. 2006).
- Coste. Aunque es bajo comparado con el presupuesto necesario para instalar y mantener un telescopio en órbita, los sistemas de óptica adaptativa para uso astronómico siguen siendo caros, tanto en dinero como en personal, estando disponibles, por tanto, únicamente en aquellos observatorios con un alto presupuesto anual dedicado a instrumentación.

### 1.2.1 Ventajas de observar al límite de difracción en Astronomía.

Las ventajas de poder realizar observaciones astronómicas al límite de difracción pueden agruparse en dos categorías:

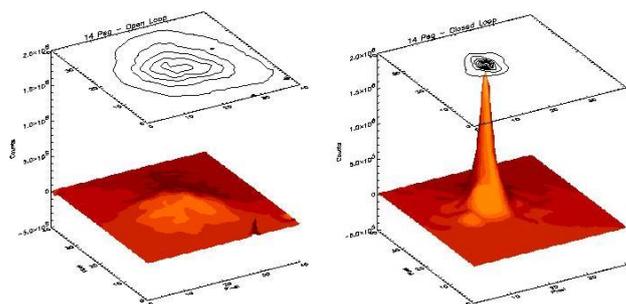
- Incremento de la resolución espacial. El límite de difracción de un telescopio crece proporcionalmente a su diámetro. Para el caso limitado por el seeing, la

resolución final del telescopio no depende del diámetro. La resolución espacial en astronomía tiene vital importancia. Por ejemplo, el progresivo entendimiento de morfologías complejas, como estudio de discos galácticos (Figura 1.1), chorros en galaxias activas, cúmulos estelares, y por supuesto detección directa de planetas extrasolares. En resumen, para cualquier problema que requiriera la separación de estructuras, que son la mayoría en Astronomía.



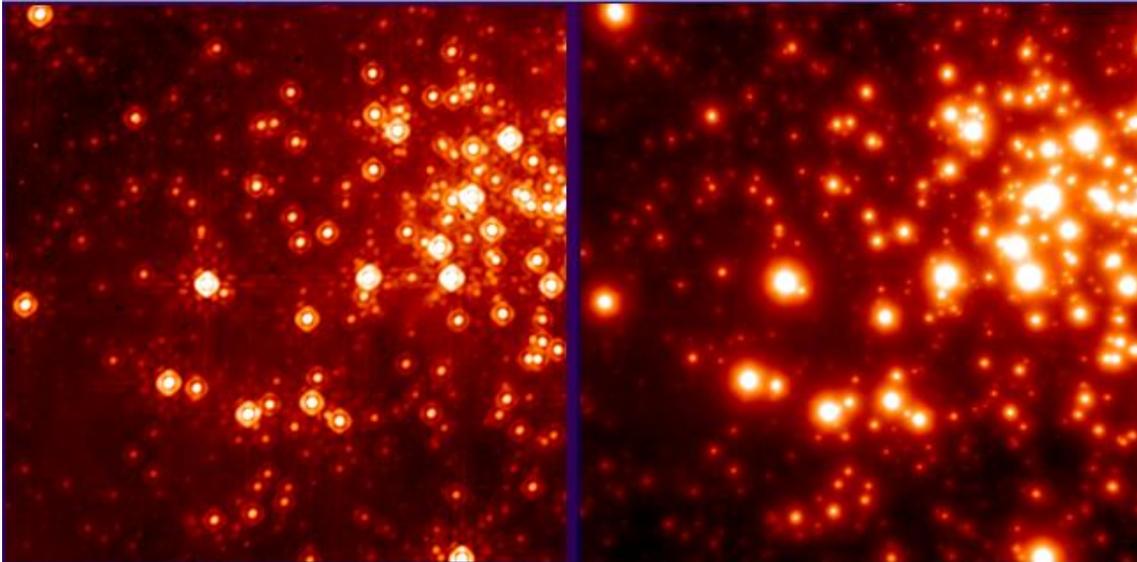
**Figura 1.1:** Comparación de la resolución espacial, obtenida en una imagen corregida en el núcleo de la galaxia NGC7469, por el CFHT con el sistema de óptica adaptativa PUEO. <http://media4.obspm.fr/>.

- **Sensibilidad.** La detectabilidad de objetos astronómicos definida como el tiempo de observación que es necesario para alcanzar una cierta relación señal-ruido, crece con la cuarta potencia del diámetro del telescopio, mientras que en el caso limitado por el seeing atmosférico, crece solo con la segunda potencia. Numéricamente, se puede decir que un telescopio de 10m de diámetro operando al límite de difracción en longitudes de onda en el visible tiene un detectabilidad de 80000 veces superior a un telescopio de 3.5m limitado por un seeing de 1 segundo de arco. Una vez más, se demuestra la vital importancia que tiene este efecto para el caso en que las señales sean muy débiles, como detectabilidad de supernovas a alto corrimiento al rojo, medidas de parámetros cosmológicos o de nuevo, búsqueda de planetas extrasolares (Figura 1.2).



**Figura 1.2:** Comparación de la señal ruido en imágenes de la misma estrella (Peg14), sin corrección de óptica adaptativa (izquierda) y con ella (derecha). La imagen corregida tiene 10 veces más de señal ruido. Imagen obtenida por el autor con el sistema de óptica adaptativa ALFA, del telescopio de 3.5m de observatorio de Calar Alto. <http://www.mpe.mpg.de/ir/ALFA/>.

En la actualidad, las imágenes obtenidas por los sistemas de óptica adaptativa rivalizan e incluso superan, dentro del campo de corrección, a las obtenidas por el *Hubble Space Telescope* (Figura 1.3).



**Figura 1.3:** Imágenes de comparación obtenidas con el telescopio espacial Hubble (izquierda), con la obtenida con el telescopio GEMINI (derecha), ambas obtenidas en la banda K'. La imagen de Gemini es 10 más profunda y presenta una resolución espacial de  $0.13''$ , comparados con los  $0.19''$  que alcanza el telescopio espacial. (Stolte 2002).

En la Tabla 1.2 se muestra una breve lista de los múltiples y variados casos científicos estudiados en los últimos años.

**Tabla 1.2:** Lista de algunos casos científicos estudiados con óptica adaptativa.

<i>Descripción</i>	<i>Referencia bibliográfica</i>
Muestreo de binarias protoestelares cercanas.	Connelley et. al. 2009
Astrometría de precisión.	Cameron et. al. 2009
Muestreo del bulbo galáctico. La edad de NGC6440.	Orilia et. al. 2008
Estudio de núcleos galácticos activos.	Davies 2008
Física solar.	Lukin et. al. 2008
Medida de la velocidad de dispersión estelar de un quasar luminoso.	Watson et. al. 2008
Detección de planetas extrasolares.	Fiorenza et. al. 2008
Quasares a alto corrimiento al rojo.	Palomo et. al. 2008
Detección de enanas marrones.	Lloyd et. al. 2006
Atmósferas planetarias.	De Pater et. al. 2006

### 1.2.2 Precedentes de la óptica adaptativa.

La idea de corregir un frente de onda aberrado con un espejo deformable fue inicialmente concebida por Badcock (1953), pero debido a las limitaciones técnicas y la escasa capacidad computacional tuvieron que pasar más de 20 años hasta la

construcción del primer sistema de óptica adaptativa (Hardy et al. 1977). A partir de esa fecha, los sistemas de óptica adaptativa fueron ampliamente desarrollados por aplicaciones militares, principalmente para la obtención de imágenes de satélites artificiales. La mayoría de los satélites son mucho más brillantes que casi cualquier objeto astronómico y visibles incluso a simple vista. El desarrollo de detectores cada vez más sensibles y la aparición de detectores en el infrarrojo, ha favorecido la incursión de esta técnica en el mundo de la astronomía en la última década.

El *Observatorio Europeo Austral (ESO)*, construyó el primero de estos sistemas con aplicación a la astronomía llamado ‘COME-ON’, el cual usó un espejo deformable con 19 actuadores piezoeléctricos y un sensor tipo Shack-Hartmann en el telescopio de 1.52m en el Observatorio de Haute Provence (Rousset et al. 1990). En 1992, este sistema fue actualizado (COME-ON-PLUS) con un nuevo espejo deformable de 52 actuadores y un mayor ancho de banda de corrección para su funcionamiento en el telescopio de 3.6m del observatorio de *La Silla* en Chile. Después de un cambio conceptual en 1994, en el que se incorporó la utilización de ordenadores, el instrumento se simplificó pasando a denominarse ADONIS (Le Mignant et al. 1999). Este instrumento se convirtió en el primer sistema de óptica adaptativa con aplicación en astronomía que obtuvo resultados útiles.

Entre tanto, una nueva técnica estaba siendo concebida por los *Observatorios nacionales de Astronomía Óptica (NOAO)* de Estados Unidos. Como sistema de óptica adaptativa experimental, se usó un nuevo sensor de curvatura de frente de onda (Rodier 1988) y un nuevo espejo bimórfico. Este sistema fue satisfactoriamente probado en diciembre de 1993 en el Canada-France-Hawaii telescope (CFHT) en el Observatorio de Mauna Kea en Hawaii. En 1996, se finalizó el desarrollo de dicho sistema experimental, el cual cuenta con un espejo de 19 actuadores. Se le denominó PUEO (Rigaut, et al 1997, Rigaut et al 1998).

Después de esto, los sistemas de óptica adaptativa se han desarrollado casi en todos los observatorios del mundo, quedando resumidos, algunos de ellos, en la Tabla 1.3:

**Tabla 1.3:** Lista de sistemas de óptica adaptativa en observatorios del mundo. Debido a la extensión de dicha lista sólo están nombrados algunos.

<i>Lugar</i>	<i>Nombre</i>	<i>Finalización</i>	<i>RS<sup>2</sup>(2.2μm)</i>	<i>Magnitud límite</i>	<i>Detector</i>
Keck-II	Keck II AO Facility	NGS: Now LGS: 2000	0.8	NGS: 13 LGS: 18	NIRC2 (Now) NIRSPEC (Now)
Gemini-N	Hokupaa CS	NGS: Now	0.3	NGS: 16	QUIRC (Now) (10242 InSb)
Subaru	37-element CS	NGS: 2000	0.3	NGS: 16	CIAO IRCS
MMT	adaptive M2	NGS: 2000	0.7	NGS:~13 LGS:17	
VLT	NAOS	NGS: 2001 LGS: 2005	0.7	NGS: ~13	CONICA (1999)
Gemini-N	Altair	NGS: 2001 LGS: 2002	0.65	NGS: 13 LGS: 18	NIRI (2000) GNIRS (2002/3)
VLT	MACAO CS	NGS: 2002	0.3	NGS: 16	SINFONI (2001)
Gemini-S	MCAO	2006	0.8	LGS: 18/20	IRMOS (2003)

<sup>2</sup> RS es la abreviatura de razón de Strehl cuya definición puede encontrarse en la sección 2.2.7.

Tabla 1.3 Continuación. Lista de sistemas de óptica adaptativa en observatorios del mundo. Debido a la extensión de dicha lista sólo están nombrados algunos.

Herschel	NAOMI	2003	0.6	NGC:12	
Calar Alto	ALFA	1998	0.5	NGS:12	Omega Cass
La Silla	ADONIS	1996	0.4	NGC:12	

## 1.3 Objetivos del presente trabajo.

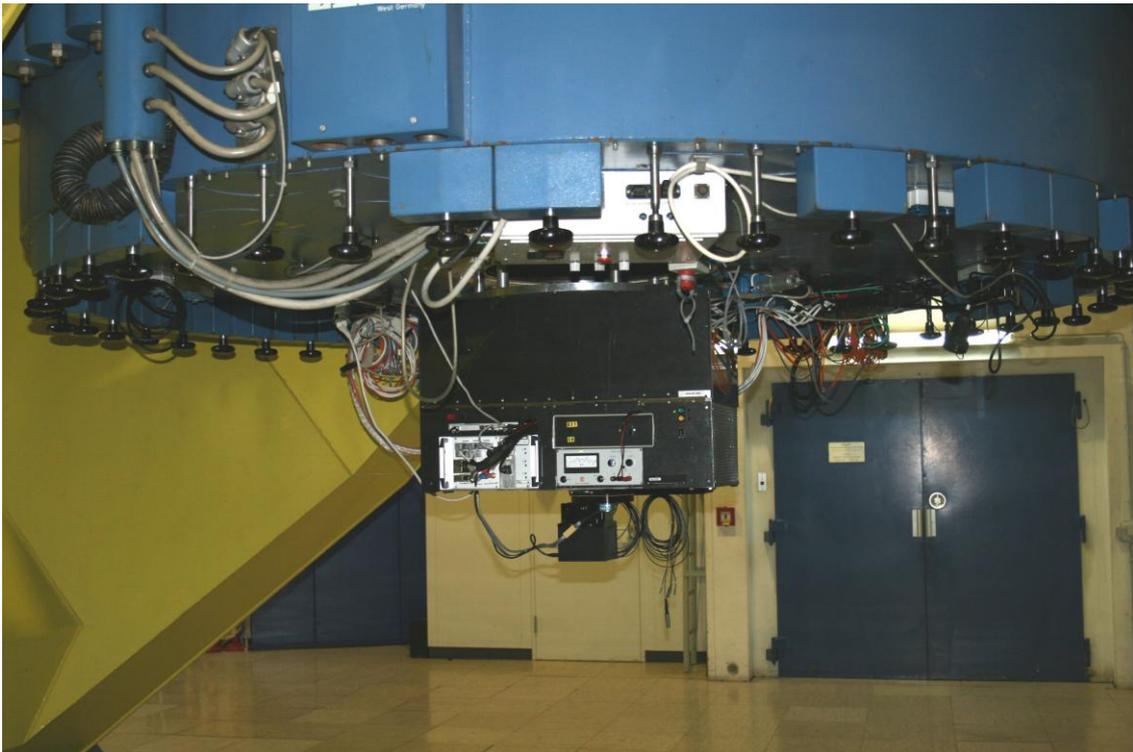
### 1.3.1 Motivación.

Hasta fechas recientes, los sistemas de óptica adaptativa eran extraordinariamente caros y sólo asequibles para observatorios con un alto presupuesto, requiriendo un fuerte desarrollo tecnológico para su implementación. Por otro lado, no existe ningún modelo comercial de sistemas de óptica adaptativa para astronomía, siendo necesaria la construcción propia por parte de aquellos observatorios que deseen tener uno.

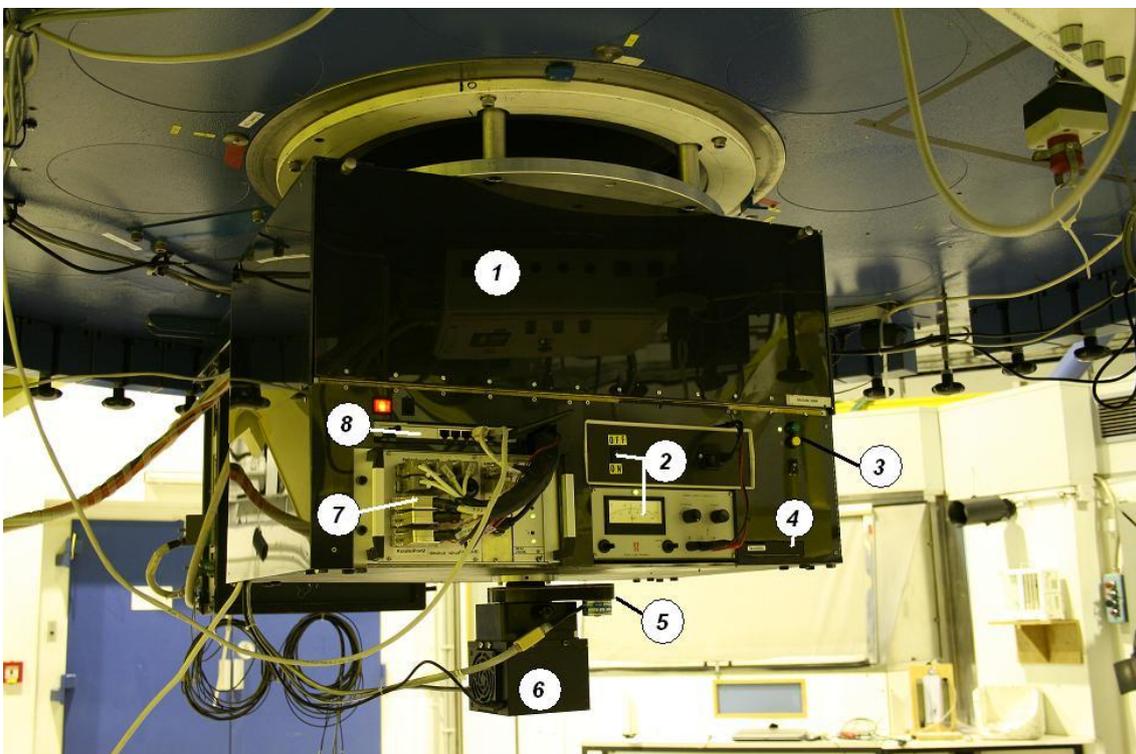
Con la reciente aparición en el mercado de espejos deformables de membrana de bajo coste, es posible diseñar y construir un sistema de óptica adaptativa por un valor inferior a los 40000€, mejorando de este modo las posibilidades de un telescopio. En este proyecto de tesis se pretende simplificar el proceso de diseño del sistema al completo, sustituyendo el espejo deformable piezoeléctrico por un espejo deformable de membrana, y las estaciones de trabajo por ordenador personal de la clase Pentium IV de Intel, que alberga todo el código y la potencia de cálculo que anteriormente solo podían realizar los procesadores de señal digital (DSP) con la velocidad requerida. Así mismo otra mejora incluida en el diseño consiste en la implementación de detectores tipo EMCCD actuales en el sensor de frente de onda como se verá en la sección 4.3.2.

El objetivo del presente trabajo de investigación es el diseño y construcción de un prototipo de sistema de óptica adaptativa de bajo coste basado en espejo deformable de membrana y usando un sensor tipo Shack-Hartmann para telescopios de clase 1-2m. Una vez desarrollado el prototipo se podría conjuntar con una cámara de lectura rápida de modo que la técnica de imágenes de suerte (*lucky Imaging*) se beneficiara de las ventajas de un sistema de óptica adaptativa sencillo, tal y como ya han implementado en otros sitios como en Monte Palomar<sup>3</sup>. A dicho sistema le llamaremos SAOLIM (Figuras 1.4 y 1.5) que significa *System of Adaptive Optics with Lucky IMaging*. De esta manera se facilita la posibilidad de ofrecer esta tecnología a aquellos telescopios con poco presupuesto destinado a instrumentación, hecho que hasta ahora no se había realizado.

<sup>3</sup> [http://www.ast.cam.ac.uk/optics/Lucky\\_Web\\_Site/](http://www.ast.cam.ac.uk/optics/Lucky_Web_Site/)



*Figura 1.4:* SAOLIM instalado en el telescopio de 2.2m del observatorio de Calar alto durante las primeras pruebas del instrumento.



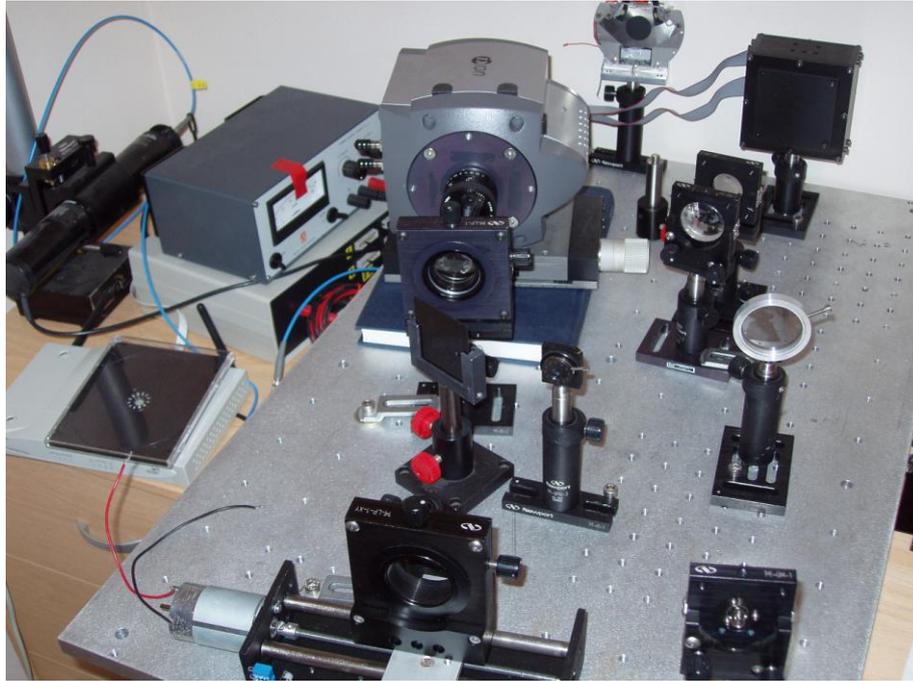
*Figura 1.5:* Detalle de SAOLIM instalado en el telescopio de 2.2m del observatorio de Calar alto durante las primeras pruebas del instrumento. (1) Banco óptico, (2) Electrónica del espejo deformable, (3) Pentium IV, (4) disco duro, (5) rueda de filtros de la cámara científica, (6) cámara científica, (7) electrónica de motores, (8) router inalámbrico.

### 1.3.2 Plan de trabajo realizado.

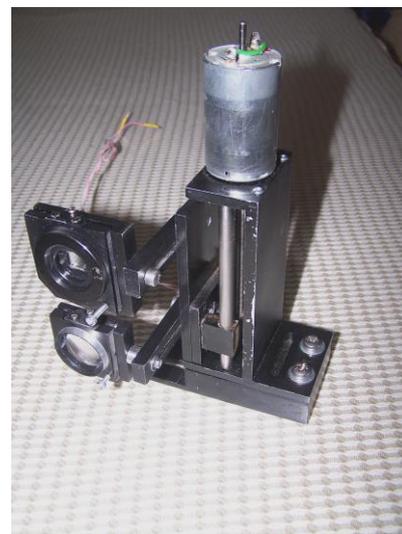
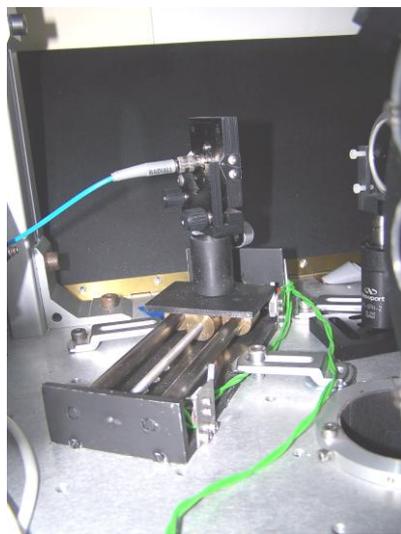
Durante el periodo de ejecución de este proyecto se han realizado los siguientes trabajos:

- Exploración de los diferentes sistemas de óptica adaptativa existentes estudiando sus ventajas e inconvenientes con el fin de adquirir la experiencia necesaria para abordar la construcción de uno nuevo.
- Diseño óptico del instrumento para el cual se ha utilizado la herramienta asistida por ordenador llamada Zemax. Este programa permite caracterizar el diseño cuantificando las aberraciones estáticas del conjunto, la escala de imagen del sensor de frente de onda, el viñeteo de campo en cada elemento óptico, las posiciones de los focos, así como las dimensiones totales del instrumento (ver Capítulo 4 para más detalles).
- Desarrollo del sensor de Shack-Hartmann (SH) en el laboratorio. El sensor está constituido por un dispositivo de carga acoplada de ganancia electro-multiplicativa EMCCD (del inglés *Electron-Multiplier Charge Couple Device*) de Andor Technologies de 128x128 píxeles, y una matriz de lentes de la compañía OKO tech en una configuración de 5x5. El montaje (Figura 1.6) se hizo siguiendo el diseño desarrollado anteriormente. Así mismo se desarrolló el software necesario para la adquisición y tratamiento de los datos tomados con la CCD y la reconstrucción de fase a partir de dichos datos. (ver Capítulo 4 y Anexo II).
- Desarrollo de los algoritmos para la generación de modos de Zernike y Karhunen-Loeve con el espejo deformable de membrana. El mismo montaje experimental de laboratorio descrito anteriormente fue utilizado para comprobar el funcionamiento de estos algoritmos (ver Capítulo 4).
- Motorización de elementos críticos: Dentro del instrumento hay ciertos elementos que tienen que ser motorizados para que el instrumento sea fiable una vez montado en el telescopio. Estos elementos son en concreto: una rueda de filtros del sensor de frente de onda, una plataforma de la fibra (con posiciones dentro/fuera del camino óptico, Figura 1.7), obturador del espejo deformable, obturador del sensor de frente de onda, plataforma del colimador del sensor de frente de onda (dentro/fuera del camino óptico), plataforma del espejo de selección de campo, plataforma para el enfoque del sensor de frente de onda y plataforma de enfoque de la cámara científica.

En este punto se han desarrollado los dispositivos mecánicos y electrónicos necesarios asociados a dichos elementos, así como el programa de control para poder mover los estados motorizados con precisión (ver Apéndice 2 para más detalles).



**Figura 1.6:** Montaje experimental en laboratorio para construir el Shack-Hartmann y obtener los algoritmos de generación de modos en base a los polinomios de Zernike y Karhunen-Loeve.

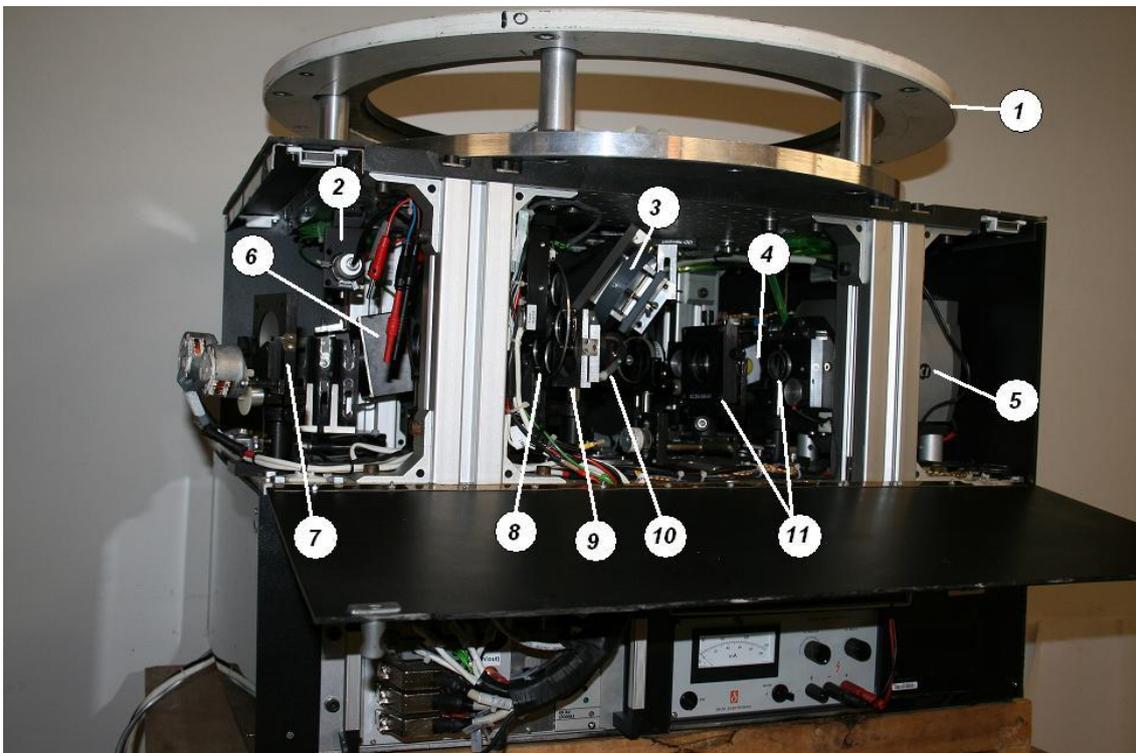


**Figura 1.7:** Detalle de dos de las plataformas fabricadas para SAOLIM. Izquierda: Plataforma que posiciona la fibra de referencia del sensor de SH dentro y fuera del camino óptico. Derecha: Plataforma que posiciona o el array de lentes o la lente para la técnica llamada imágenes de suerte (“lucky imaging”).

- Diseño y construcción de la estructura que alberga el instrumento que finalmente será anclada al telescopio (ver Capítulo 4). El peso del instrumento no alcanza los 90 kilos, y fue diseñado para ser compacto, de modo que la electrónica y la óptica estuvieran integradas en el mismo instrumento. Así se simplifican enormemente las tareas de cambio de instrumento en el telescopio, ya que se

evita el hecho de tener que realizar el proceso de cableado a excepción del cable que proporciona la alimentación eléctrica. En el compartimiento de la electrónica está alojado un PC 3.4Ghz con 2Gb de RAM conectado a un enrutador (del inglés router) que permite la comunicación con el exterior. Durante el proceso de instalación en el telescopio solo es necesario proporcionar corriente al instrumento y conectar un cable de red. Además el router permite conexión inalámbrica, de modo un ordenador personal puede controlar el instrumento sin necesidad de ningún cableado adicional. Esta característica resulta muy útil para realizar trabajos a pie de telescopio. Algunos detalles de la estructura de SAOLIM se aprecian en la Figura 1.8.

- Una vez integrada toda la estructura, el siguiente paso fue conseguir un algoritmo de lazo cerrado (conocido con el término inglés *closed-loop*) estable en el laboratorio sobre la fibra de referencia, antes de probarlo en el telescopio. Dicho algoritmo debe minimizar las aberraciones introducidas artificialmente, optimizando los parámetros de control del bucle de lazo cerrado, como son la ganancia, pesos de los modos y linealidad del sensor de frente de onda (Ver Capítulo 5).
- Pruebas a pie de telescopio. Se necesitaron 10 noches de telescopio para comprobar la mejora que introduce el instrumento sobre el frente de onda cuando realiza la corrección de la turbulencia atmosférica sobre una estrella en caso real. (Ver Capítulo 5).



**Figura 1.8:** Estructura de SAOLIM. Todo el montaje óptico se encuentra en la sección superior, mientras que en la sección inferior se aloja toda la electrónica. Un solo cable de red conecta el ordenador principal con el mundo exterior. Las dimensiones son 0.75x0.50x0.60m pesando unos 90Kgr. (1) Adaptador del Cassegrain del telescopio, (2) fibra de referencia, (3) espejo doblador, (4) espejo de membrana deformable, (5) sensor de frente de onda, (6) espejo Tip-Tilt, (7) espejo doblador, (8) rueda de filtros del sensor de frente de onda, (9) matriz de lentes, (10) divisor de haz, lentes de enfoque en el sensor de frente de onda.

### 1.3.3 Caso científico que impulsó el proyecto.

Los objetos binarios son la propiedad clave que nos permite medir masas de cuerpos en el sistema solar. En contraste con la física estelar, no se puede determinar la masa de un cuerpo del sistema solar si no es estudiando la órbita de un objeto binario (excepto para el caso de aproximaciones de asteroides o acercamientos de misiones espaciales a cuerpos menores).

Por tanto el descubrimiento y posterior seguimiento de objetos binarios del sistema solar es de vital importancia para el entendimiento de estos objetos (especialmente objetos transneptunianos TNO) y cuyo entendimiento es muy pobre en la actualidad. Con medidas de masa y albedo se puede derivar la densidad y por tanto se puede aplicar más física a estos objetos.

La misión espacial Herschel medirá albedos y tamaños para un gran número de estos TNOs, pero su masa seguirá siendo una incógnita. Se pretende llenar un hueco al observar este tipo de objetos (TNOs y otros objetos pequeños del sistema solar) aprovechando aproximaciones (angulares) a estrellas brillantes. Estas aproximaciones son conocidas con el término inglés *appulses*. Dichas aproximaciones fuerzan al uso de óptica adaptativa u otra técnica de alta resolución. Por tal motivo se concibió SAOLIM.

## Capítulo 2. Teoría de la óptica adaptativa.

---

### 2.1 Introducción.

El diseño de un sistema de óptica adaptativa requiere una buena caracterización de las aberraciones del frente de onda que tienen que ser compensadas y del efecto que luego tendrán sobre la calidad de la imagen. En este capítulo se va a describir toda la base teórica necesaria para poder entender cual es la problemática asociada a la distorsión de la calidad de imagen provocada por la atmósfera, así como las herramientas necesarias para poder diseñar un instrumento que pueda corregir dicha distorsión. Por todo ello, el capítulo se va a dividir en tres grandes bloques.

En el primer bloque, se van a describir las fluctuaciones del índice de refracción de la atmósfera, describiendo propiedades fundamentales de la turbulencia en la atmósfera y estudiando los parámetros y modelos que caracterizan dicha turbulencia, como son el modelo de Kolmogorov, la constante de estructura de índice de refracción, y otros parámetros conocidos con el nombre de *Outer Scale*, *Inner Scale*, etc. En cuanto a los efectos ópticos que produce la turbulencia, se describirán aquellos parámetros que caracterizan el frente de onda cuando ya ha sido aberrado por la turbulencia de la atmósfera como son, el parámetro de Fried ( $r_0$ ), la frecuencia de Greenwood ( $f_0$ ), el ángulo isoplanático ( $\theta_0$ ) y la razón de Strehl. Dicha caracterización viene descrita en Roddier (1981); Roddier (1999); Fried (1994) y Tyson (1991).

En la segunda parte del capítulo se explica cómo se puede reconstruir el frente de onda a partir de la información obtenida por un sensor de frente de onda. Dos técnicas de reconstrucción serán tenidas en cuenta, el método zonal y modal, haciendo especial hincapié en el segundo para el caso de un sensor tipo Shack-Hartmann, ya que es el utilizado en el presente trabajo. Para la reconstrucción modal se mostrarán los diferentes tipos de bases de polinomios ortogonales que se pueden utilizar para caracterizar las aberraciones introducidas por la turbulencia atmosférica como son los polinomios de Zernike y las funciones de Karhunen-Loève. Finalmente, tal y como se describe en la sección 2.3.4.2, se utilizará la matriz de interacción y la matriz de reconstrucción para recuperar la fase del frente de onda.

La última parte del capítulo está dedicada a los algoritmos de compensación de la fase del frente de onda. Básicamente son algoritmos que permiten transformar la información obtenida por los algoritmos de reconstrucción de fase en señales eléctricas aplicables al espejo deformable. Para ello, se utiliza como herramienta principal la respuesta del espejo deformable a la acción de los actuadores, mediante el conocimiento de las funciones de influencia y de este modo poder obtener una matriz de control que permita generar las señales necesarias para poder reproducir cualquier superficie en el mismo. Por último, se presenta el algoritmo de lazo cerrado para corregir la fase en tiempo real, así como los parámetros de control que lo optimizan.

## 2.2 Descripción de la turbulencia atmosférica.

Una onda puede ser descrita mediante la ecuación:

$$\psi = Ae^{i\varphi} . \quad (2.1)$$

Donde  $A$  es la amplitud de la onda y  $\varphi$  es la fase de la misma. Aquella superficie tal que la fase es la misma en todos los puntos se denomina *frente de onda*. Para aquellas fuentes muy alejadas del observador, esta superficie de puntos con igual fase es plana, como es el caso de todos los objetos celestes. Al atravesar la atmósfera, la velocidad de la luz varía de acuerdo con el inverso del índice de refracción, de modo que debido a la falta de homogeneidad del índice de refracción en las diferentes capas de la atmósfera, la luz irá a diferentes velocidades, de modo que el frente de onda sufrirá retrasos y ya no volverá a ser plano.

La distorsión en el frente de onda puede ser caracterizada por variaciones de fase y fluctuaciones de la intensidad. En muchos casos, las fluctuaciones de intensidad pueden ser despreciadas, siendo más importantes las variaciones de fase que sí que tienen una contribución clara en la calidad de imagen obtenida por un telescopio situado en tierra, ya que degrada su poder resolutivo.

### 2.2.1 Modelo de Kolmogorov.

El viento y la convección térmica producen un movimiento en el aire que da lugar a cambios aleatorios de temperatura, ocasionando variaciones en el índice de refracción. Como consecuencia aparece la turbulencia óptica, entendida como las distorsiones de la fase del frente de onda producidas por dichas variaciones en el índice de refracción. Ya que el comportamiento de dichas aberraciones tiene un carácter aleatorio, pueden ser descritas sólo estadísticamente, mediante la varianza<sup>1</sup> y la co-varianza<sup>2</sup>. El modelo de Kolmogorov pretende obtener el espectro de potencias de la fase del frente de onda aberrado en su tránsito por la atmósfera.

Kolmogorov (1961) estudió dichos procesos mediante la diferencia de la velocidad cuadrática media del aire en dos puntos en el espacio separados por un vector desplazamiento  $\vec{\rho}$  respecto a un vector posición  $\vec{r}$ . Los vectores  $\vec{r}$ , y  $\vec{\rho}$  son vectores tridimensionales. El tensor estructura  $D_{ij}$  se define (Tyson 1991):

$$D_{ij} = \langle [v_i(\vec{r} + \vec{\rho}) - v_i(\vec{r})][v_j(\vec{r} + \vec{\rho}) - v_j(\vec{r})] \rangle, \quad (2.2)$$

donde  $v_i$  y  $v_j$  son los diferentes componentes de la velocidad.

<sup>1</sup> En estadística, la varianza es un estimador de la dispersión de una variable aleatoria  $x$  respecto a su media  $E(x)$ .

<sup>2</sup> Es una técnica estadística que, utilizando un modelo de regresión lineal múltiple busca comparar los resultados obtenidos en diferentes grupos de una variable cuantitativa pero corrigiendo las posibles diferencias existentes entre los grupos en otras variables que pudieran afectar también al resultado (covariantes)

Dicho tensor se puede simplificar con las siguientes aproximaciones (Batchelor 1953):

- I. La atmósfera es localmente homogénea (la velocidad depende de  $\vec{\rho}$ )
- II. La atmósfera es localmente isótropa (la velocidad depende de la magnitud de  $\vec{\rho}$ )
- III. La turbulencia es un flujo incompresible ( $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ ).

De esta manera el tensor se convierte en una función de estructura simple:

$$D_v(\vec{\rho}) = \left\langle \left| v(\vec{r} + \vec{\rho}) - v(\vec{r}) \right|^2 \right\rangle. \quad (2.3)$$

Si  $\vec{\rho}$  representa una separación pequeña respecto a  $\vec{r}$ , y  $\langle \rangle$  representa el operador media, la función de estructura toma la forma (Tyson 1991):

$$D_v = C_v^2 r^{2/3}. \quad (2.4)$$

Donde  $C_v^2$  se conoce con el nombre de *constante de estructura de velocidad* y es una medida de la energía de la turbulencia. Puede verse una descripción detallada de esta constante de estructura en la sección 2.2.2. Esta aproximación es válida dentro de unos límites para la amplitud de la escala de  $\vec{\rho}$ , la cual tiene que estar por encima de un valor mínimo,  $l_0$  (correspondiente al tamaño de los remolinos más pequeños) y por debajo de un valor máximo,  $L_0$  (correspondiente al tamaño de los remolinos más grandes). El valor de  $l_0$  se llama *escala interior* (traducido del inglés *Inner scale*) y representa el tamaño de remolino por debajo del cual, los efectos de viscosidad son importantes. Es del orden de unos pocos milímetros (Martin et al. 2000). Por otro lado,  $L_0$  se denomina *escala exterior* (traducido del inglés *Outer scale*) y representa el valor por encima del cual, la condición de isotropía deja de cumplirse. Sus valores estándares están entre 15-30m (Martin et al. 2000).

Es posible transformar esta función de estructura de velocidad en una función de estructura del índice de refracción (Corrsin 1951; Tatarskii 1961), la cual nos permite describir mejor la propagación de la turbulencia. En este caso la varianza del índice de refracción entre dos puntos localizados entre  $\vec{r}$  y  $\vec{r} + \vec{\rho}$ , siendo  $\vec{\rho}$  la distancia entre ambos, vendrá dada por:

$$D_N(\vec{\rho}) = \left\langle \left| n(\vec{r}) - n(\vec{r} + \vec{\rho}) \right|^2 \right\rangle = C_N^2 \rho^{2/3} \quad l_0 \ll |\rho| \ll L_0. \quad (2.5)$$

Donde  $\langle \rangle$  representa de nuevo el valor medio y  $C_N^2$  es conocida como *la constante de estructura del índice de refracción*.

La atmósfera se puede modelar como si tuviera un índice de refracción medio  $n(\vec{r})$  con unas fluctuaciones  $n_1(\vec{r})$ . De este modo, la covarianza del índice de refracción sería:

$$B_n = \left\langle n_1(\vec{r} + \vec{\rho}) n_1(\vec{\rho}) \right\rangle. \quad (2.6)$$

Su transformada de Fourier es conocida por la densidad espectral de potencia, descrita por la fórmula:

$$\phi_n(K) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r} B_n(\vec{r}) e^{-iK \cdot \vec{r}}. \quad (2.7)$$

Siendo  $K$  la frecuencia espacial tri-dimensional.

Expresada en coordenadas esféricas y aplicando 2.6, se puede escribir que la densidad espectral de potencia tiene la forma (Strohbehn, 1978):

$$\phi_n(k) = \frac{5}{18\pi} C_N^2 k^{-3} \int_{l_0}^{L_0} dr \sin(kr) r^{-1/3}. \quad (2.8)$$

Y si se impone que  $l_0 \rightarrow 0$  y  $L_0 \rightarrow \infty$ , la integral da como resultado al llamado *espectro de Kolmogorov*.

$$\phi_n(k) = 0.033 C_N^2 k^{-11/3}. \quad (2.9)$$

De esta forma el espectro de potencias de la fase, según el modelo de Kolmogorov, tiene una dependencia con la frecuencia según una ley de potencias con factor de escala  $-11/3$ .

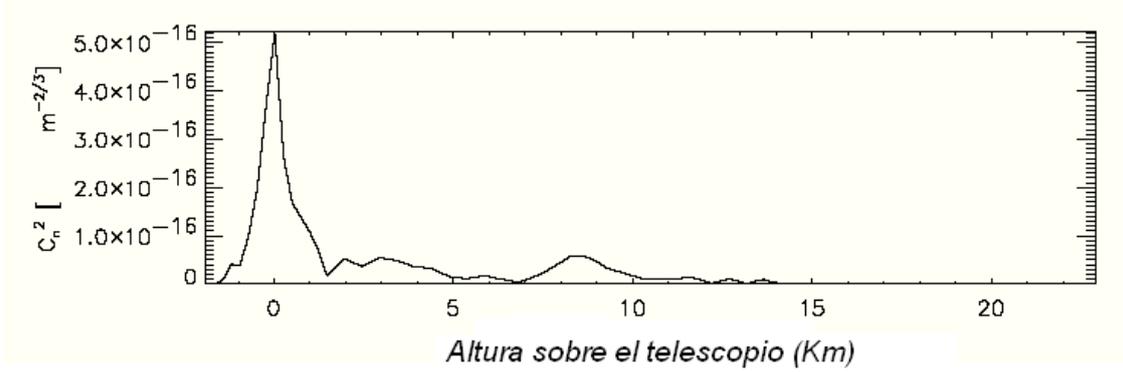
### 2.2.2 Constante de estructura de índice de refracción $C_N^2$ .

La variable  $C_N^2$  es el llamado coeficiente de estructura de índice y es una media de la amplitud local de las inhomogeneidades en el índice de refracción o lo que es lo mismo, es una medida de la intensidad de la turbulencia. Su integral a lo largo de la dirección de propagación da una medida de la deformación total del frente de onda que viene cuantificada por el *seeing astronómico*.

No existe ningún modelo que describa perfectamente  $C_N^2$  para cualquier caso de turbulencia, de modo que la mejor estimación proviene de una medida empírica. Pueden encontrarse numerosos casos en la literatura de intentos de desarrollarla o descripciones parciales (Rocca et al. 1974, Foey et al. 1989, Avila et al. 1997, Avila et al. 1998). Valley (1980) determinó dicho parámetro a partir de observaciones experimentales directas:

$$C_N^2 = A \left[ 2.2 \times 10^{-23} z^{10} e^{-z} \left( \frac{V}{V_0} \right)^2 + 10^{-16} e^{-z/1.5} + 1.7 \times 10^{-14} e^{-z/0.1} \right]. \quad (2.10)$$

Donde  $V$  es la velocidad instantánea del viento en las capas altas de la atmósfera expresada en m/s,  $V_0$  es la velocidad media del viento en las capas altas igualmente expresada en m/s y  $z$  es la altura en m.  $A$  es una constante de escala que puede aproximarse a la unidad (Ulrich 1988, Valley 1980). Las unidades finales de  $C_N^2$  son  $m^{-2/3}$ .



**Figura 2.1:** Constante de estructura del índice de refracción  $C_N^2$  medida con SCIDAR frente a la altura para el observatorio de Calar Alto (Weiss et al. 2002).

La Figura 2.1 muestra mediciones experimentales de cómo varía  $C_N^2$  con la altura en el cielo del observatorio de Calar Alto desde el cual se ha probado SAOLIM.

### 2.2.3 Longitud de coherencia de Fried.

La deformación que sufre la superficie del frente de onda debido a una fluctuación en el índice de refracción del camino óptico y viene dada por la integral:

$$\delta = \int n(z)dz, \quad (2.11)$$

donde  $n(z)$  es el índice de refracción a lo largo de la línea de visión y  $z$  es la altura.

La fluctuación de la fase del frente de onda puede expresarse en función del índice de refracción a lo largo de ese mismo haz  $n(z)$ , utilizando la expresión anterior :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int n(z)dz. \quad (2.12)$$

Por tanto, hay una dependencia de la fase del frente de onda con el inverso de la longitud de onda, de modo que hay mayor distorsión de la imagen para longitudes de onda más cortas y viceversa, para longitudes de onda más largas la distorsión es menor.

Si consideramos de nuevo la fase en dos puntos próximos separados por una cantidad  $\zeta$ , ( $\varphi(x)$  y  $\varphi(x+\zeta)$ ), la varianza de la diferencia es la función de estructura de fase descrita anteriormente:

$$D_\varphi(\zeta) = \left\langle |\varphi(x) - \varphi(x+\zeta)|^2 \right\rangle. \quad (2.13)$$

Si utilizamos resultados anteriores (2.5), (2.12) y (2.13) para expresar la función de estructura de fase en términos de función de estructura de índice a lo largo de la línea de visión, tenemos que:

$$D_\varphi(\zeta) = 2.91k^2 \int C_N^2(z) \zeta^{5/3} dz \quad \text{con} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.14)$$

Además asumiendo que la atmósfera está estratificada en capas plano paralelas,  $C_N^2$  dependerá solo de la altura  $h$  sobre la tierra (Roddiier 1999):

$$D_\varphi(\zeta) = 2.91k^2(\cos \gamma)^{-1} \int C_N^2(h) \zeta^{5/3} dh. \quad (2.15)$$

La cantidad  $(\cos \gamma)^{-1}$  es conocida como masa de aire siendo  $\gamma$  es la distancia cenital.

La expresión (2.15) comúnmente se muestra en la literatura como (Fried 1965):

$$D_\varphi(\zeta) = 6.88 \left( \frac{\zeta}{r_0} \right)^{5/3},$$

donde

$$r_0 = \left[ 0.423k^2(\cos \gamma)^{-1} \int_0^L C_n^2(h) \left( \frac{h}{L} \right)^{5/3} dh \right]^{-3/5}. \quad (2.16)$$

$r_0$  es conocido como el parámetro de Fried o longitud de coherencia de Fried (Fried 1965), que caracteriza el efecto neto de la turbulencia a una longitud de onda dada. Se pueden dar dos interpretaciones físicas para la longitud de coherencia  $r_0$ :

- Es la apertura sobre la cual la desviación cuadrática media (*rms*) de la fase es 1 radián.
- Es la apertura a la cual el límite de difracción sería el mismo que tendría un telescopio de diámetro  $D=r_0$  en ausencia de turbulencia. Ya que  $\lambda/D$  es el límite de difracción de una apertura de diámetro  $D$ , la máxima resolución para una exposición con un tiempo de integración largo a través de la atmósfera es  $\lambda/r_0$  independiente de la apertura del telescopio. Esta cantidad se denomina como *seeing astronómico*, el cual se obtiene numéricamente en función de la longitud de onda y  $r_0$  (Dierickx, 1988) y tal como vimos en la sección anterior, caracteriza la capacidad de resolución de una observación astronómica:

$$Seeing = 0.98 \frac{\lambda}{r_0}. \quad (2.17)$$

De este formalismo se derivan las siguientes conclusiones:

- $r_0$  varía con la potencia a la 6/5 de la longitud de onda
- El seeing varía con la potencia a la 1/5 de la longitud de onda
- $r_0$  varía con la potencia a la -3/5 de la masa de aire
- $r_0$  se hace más pequeño cuanto mayor es la turbulencia ( $C_N^2$  mayor)

En la Tabla 2.1 se muestran algunos valores típicos de la longitud de coherencia de Fried para diferentes longitudes de onda calculados a partir de la expresión 2.17.

**Tabla 2.1:** Valores típicos de  $r_0$  para un seeing de 1 segundo de arco<sup>3</sup>.

Banda V (500nm)	Banda J (1200nm)	Banda K (2200nm)
10cm	28cm	60cm

Si  $C_N^2$  es constante, por ejemplo para una dirección horizontal, la longitud de coherencia se reduce a (Tyson 1991):

$$r_0 = 1.68(C_n^2 k^2 L)^{-3/5}. \quad (2.18)$$

Algunos autores (Fried et al. 1974) aproximan el valor de  $r_0$  durante horas nocturnas a la siguiente expresión:

$$[r_0]_{medio} = 0.114 \left( \frac{\lambda}{5.5 \times 10^{-7}} \right)^{3/5} (\sec \gamma)^{-3/5}. \quad (2.19)$$

Estando  $\lambda$  expresada en metros y siendo  $\gamma$  la distancia cenital.

## 2.2.4 Frecuencia de Greenwood.

En la mayoría de las ocasiones el frente de onda se ve afectado por la turbulencia producida en diferentes capas, las cuales tendrán, además, diferentes velocidades de propagación. No hay pérdida de generalidad en decir que la fase del frente de onda se comporta como si se propagara a una velocidad media  $\bar{v}$  de todas las velocidades de las diferentes capas de la atmósfera (Roddier 1999), la cual cambia muy rápidamente. Esta aproximación se conoce como *aproximación de Taylor*.

La función de estructura dependiente del tiempo de la fase del frente de onda se obtiene simplemente sustituyendo  $\zeta$  por  $\bar{v}\tau$  en la ecuación (2.16) (Roddier 1999):

$$D_\varphi(\tau) = 6.88 \left( \frac{\bar{v}\tau}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (2.20)$$

Esta expresión se puede utilizar para calcular el tiempo de respuesta de un sistema de óptica adaptativa. Se define la *frecuencia de Greenwood* (Greenwood et al. 1977), como el tiempo típico en el que cambia la fase de la turbulencia:

$$\tau_0 = f_G^{-1} = \left[ 0.102 k^2 \sec \zeta \int_0^\infty C_N^2(h) |v(h)|^{5/3} dh \right]^{-3/5}. \quad (2.21)$$

De la expresión (2.20) se deduce que para que el error de fase cuadrático medio sea menor que 1 radián el retardo debe ser menor que:

$$\tau_0 \leq 0.314 \frac{r_0}{\bar{v}}. \quad (2.22)$$

<sup>3</sup> 1 segundo de arco medido en la banda V.

De lo cual se deduce que:

- $\tau_0$  varía con  $\lambda^{6/5}$ , lo que hace que los sistemas de óptica adaptativa para longitudes de onda más largas necesiten un tiempo de respuesta menor, por lo que su desarrollo es más sencillo.

En la Tabla 2.2 se sumarían algunos valores de  $\tau_0$  calculados a partir de las expresiones 2.17 y 2.22, para diversas bandas.

<b>Tabla 2.2: Valores típicos de <math>\tau_0</math> para un seeing de 1 segundo de arco<sup>4</sup>.</b>		
<i>Banda V (500nm)</i>	<i>Banda J(1200 nm)</i>	<i>Banda K (2200nm)</i>
3 milisegundos	9 milisegundos	18 milisegundos

### 2.2.5 Medida de la calidad de la imagen. La razón de Strehl.

La razón de Strehl mide la calidad de la corrección de la fase llevada a cabo por un sistema de óptica adaptativa. En la literatura podemos encontrar tres definiciones:

- Relación entre el máximo de intensidad de una función de esparcimiento de punto (PSF) con respecto a ese máximo de intensidad de la misma función en caso de estar exenta de aberraciones (Tyson 1991)
- El *volumen normalizado* bajo la función de transferencia óptica (OTF) del sistema óptico aberrado:

$$S = \frac{\int OTF_{aberrado}(f_x, f_y) df_x df_y}{\int OTF_{Sin_aberrar}(f_x, f_y) df_x df_y}. \quad (2.23)$$

Donde  $OTF(f_x, f_y)$  es la transformada de Fourier de la PSF.

- La aproximación de Maréchal define la razón de Strehl como (Born y Wolf 1970):

$$S \sim \exp(-\sigma_\phi^2). \quad (2.24)$$

Donde  $\sigma_\phi^2$  es la varianza total del frente de onda (ver sección 2.2.7).

Según Roddier et al. (1991), la razón de Strehl aumenta con el número de actuadores según la siguiente expresión:

$$S \sim \exp\left[-(N_0 / N)^{5/6}\right]. \quad (2.25)$$

De forma que  $N_0$  es el número de actuadores que se necesitan para obtener una razón de Strehl de  $1/e$ .

<sup>4</sup> 1 segundo de arco medido en banda V y un viento 10m/s.

De igual modo, también esta relacionado con los retardos que se produzcan respecto a la frecuencia de Greenwood  $\tau_0^{-1}$  (Hardy 2000):

$$S \sim \exp\left[-\left(\tau / \tau_0\right)^{5/3}\right]. \quad (2.26)$$

### 2.2.6 Anisoplanatismo.

La longitud de coherencia de Fried ( $r_0$ ) y la frecuencia de Greenwood imponen limitaciones a la hora de diseñar un sistema de óptica adaptativa. Por un lado,  $r_0$  determina el número de actuadores que debe tener el espejo deformable de nuestro sistema, ya que dicho número depende del cociente  $(D/r_0)^2$  (ver sección 2.2.7). Por otro lado, la frecuencia con la que dichos actuadores modifican su estado debe ser mayor o del orden de la frecuencia de como varía la turbulencia atmosférica, valor que viene impuesto por la frecuencia de Greenwood.

Pero la limitación más importante es la del tamaño del campo que puede ser corregido, fenómeno que se conoce como anisoplanaticidad (Fried 1982, Roddier 1999), definido como el tamaño del ángulo en el cual la corrección aplicada mediante un sistema de óptica adaptativa es válida. Este vendrá definido por el tamaño del ángulo en el cual la fase es aproximadamente constante.

De hecho, la calidad de la corrección se va degradando conforme nos alejamos de la fuente de referencia. Para caracterizar dichas degradaciones se define el llamado ángulo isoplanático como el valor del ángulo para el cual la razón de Strehl es  $1/e$ , y tiene la forma (Hardy 2000):

$$\theta_0 = \left[ 2.914 k^2 (\sec \gamma)^{8/3} \int_0^\infty C_N^2(h) h^{5/3} dh \right]^{-3/5}. \quad (2.27)$$

Expresión que puede ser re-escrita como:

$$\theta_0 = 0.314 \cos \gamma \left( \frac{r_0}{\bar{h}} \right) \quad \text{donde} \quad \bar{h} \equiv \left( \frac{\int h^{5/3} C_N^2(h) dh}{\int C_N^2(h) dh} \right)^{3/5}, \quad (2.28)$$

donde  $\bar{h}$  representa la altura media donde ocurre la turbulencia.

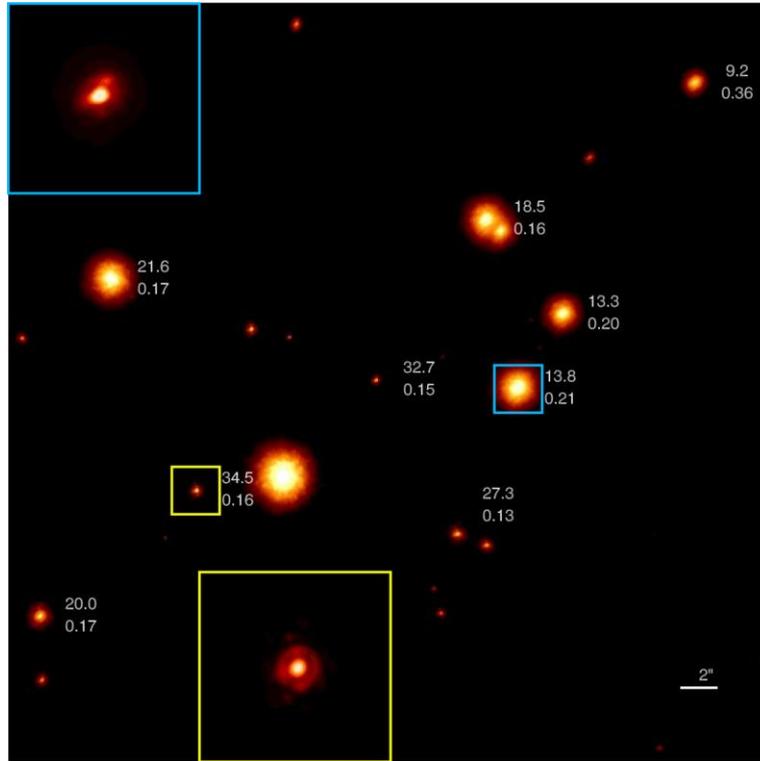
La Tabla 2.3 muestra algunos valores del ángulo isoplanático calculados a partir de la expresión 2.17 y 2.24, para distintas bandas.

**Tabla 2.3:** Valores típicos de  $\theta_0$  para un seeing de 1 segundo de arco<sup>5</sup>.

Banda V (500nm)	Banda J (1200nm)	Banda K (2200nm)
3''	10''	19''

<sup>5</sup> 1 segundo de arco medido en la banda V. Se ha tomado  $h=2000m$  y masa de aire 1.0

La Figura 2.2 muestra un ejemplo de cómo varía la calidad de la corrección a lo largo del campo de visión.



**Figura 2.2:** Ejemplo de cómo varía la calidad de la corrección con la separación respecto a la estrella guía. Imagen tomada por ALFA con OCASS desde el telescopio 3.5m del observatorio de Calar Alto. Se trata del *Trapezium* en M42 (nebulosa de Orión). La estrella utilizada como referencia para la corrección es la marcada con un cuadro amarillo. Cada estrella tiene asociados dos números, la razón de Strehl y el FWHM.

### 2.2.7 Factores que influyen a la varianza de fase del frente de onda corregido.

Los principales efectos que influyen en la varianza de fase del frente de onda corregido con un sistema de óptica adaptativa son:

- **Tip-Tilt**<sup>6</sup>. Según Fried (1965) y Noll (1976), para una imagen sin compensar con óptica adaptativa la varianza de fase en una superficie circular de diámetro  $d$  es:

$$\sigma_{uncomp}^2 = 1.02(d / r_0)^{5/3}. \quad (2.29)$$

Según esta expresión la distorsión cuadrática media de la fase para una superficie circular de diámetro  $d = r_0$  es 1 radián.

<sup>6</sup> Términos ingleses que se traducen como alabeo e inclinación y que son habitualmente usados en óptica adaptativa para designar las dos aberraciones de más bajo orden.

Si se corrige la inclinación media del plano de fase (es decir si se compensa el Tip y Tilt), la expresión anterior cambia según (Noll 1976):

$$\sigma_{TipTilt}^2 = 0.134(d/r_0)^{5/3}. \quad (2.30)$$

Por lo que compensando el moviendo de la imagen se puede mejorar la varianza del frente de de onda en un factor 10. De hecho, las aberraciones de Tip-Tilt, entendidas como el alabeo e inclinación media del frente de onda son las que mayormente contribuyen a la deformación del frente de onda.

- **Debido al sensor de frente de onda** ( $\sigma_{sensor}^2$ ): En la sección 2.3.4.3 de este mismo capítulo, se puede encontrar una discusión detallada del error asociado al sensor de frente de onda.
- **Debido a retardos** ( $\sigma_{retardo}^2$ ): Aún cuando un sistema de óptica adaptativa realice la corrección de forma adecuada, siempre existen retardos entre el momento en que la turbulencia deforma el frente de onda ( $\tau_0$ ) y el instante cuando se realiza la corrección ( $\tau$ ). La varianza de fase debida a esos retardos  $\tau$  respecto a  $\tau_0$  ( $=f_G^{-1}$ ) es (Hardy 2000):

$$\sigma_{retardo}^2 = 28.4 \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{5/3}. \quad (2.31)$$

- **Debido al ángulo isoplanático** ( $\sigma_{angulo}^2$ ): La varianza de fase del frente de onda debida a una separación  $\theta$  respecto a la referencia utilizada para medir el frente de onda, viene dada por el cociente entre dicho ángulo y el ángulo isoplanático  $\theta_0$  (Hardy 2000):

$$\sigma_{angulo}^2 = \left( \frac{\theta}{\theta_0} \right)^{5/3}. \quad (2.32)$$

- **Debido al error de ajuste** ( $\sigma_{fitting}^2$ ): Debido a que todos los espejos deformables tiene un número finito de grados de libertad, siempre se produce un error en la forma que adopta el espejo cuanto intenta ajustar la forma del frente de onda. La precisión con la que un espejo deformable con una separación entre actuadores  $r_s$ , puede corregir aberraciones viene dada por la fórmula (Hudgin 1977):

$$\sigma_{fitting}^2 = A * \left( \frac{r_s}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (2.33)$$

Donde  $A$  es una constante que depende del diseño específico del espejo deformable. Su valor puede ser calculado al estimar la respuesta del espectro de turbulencia de la atmósfera con el espectro generado por una base de funciones reproducidas por el espejo deformable a partir de las funciones de influencia<sup>7</sup>.

<sup>7</sup> Las funciones de influencia se discuten en la sección 4.1.

Los valores varían entre 0.349 para unas funciones de influencia con forma gaussiana, 0.28 para unas funciones de influencia con forma piramidal, 0.39 para unas funciones de influencia medidas experimentalmente (Hudgin 1977).

Por tanto, el número de actuadores que debe de tener un espejo deformable puede ser calculado a partir de los requerimientos para la razón de Strehl, teniendo en cuenta la expresión 2.33 y asumiendo que el espaciado entre actuadores es:

$$r_s^2 = \frac{\pi D^2}{4N_{act}}, \quad (2.34)$$

siendo  $D$  el diámetro del telescopio y  $N_{act}$  el número de actuadores, y combinando 2.26, 2.33 y 2.34 se obtiene:

$$\ln\left(\frac{1}{S}\right) = A * \left[ \sqrt{\frac{\pi}{4N_{act}}} \frac{D}{r_0} \right]^{5/3}. \quad (2.35)$$

Por lo que despejando, se obtiene el número de actuadores necesarios para corregir una turbulencia caracterizada por una longitud de coherencia ( $r_0$ ) y obtener una determinada razón de Strehl ( $S$ ). Expresión que viene dada por:

$$N_{act} = 0.785 \left( \frac{\ln\left(\frac{1}{S}\right)}{A} \right)^{-1.2} \left( \frac{D}{r_0} \right)^2. \quad (2.36)$$

Así por ejemplo para un telescopio de diámetro  $D=2.2\text{m}$ , que opere en la banda J ( $r_0 = 28\text{cm}$ ), en el cual se pretenda obtener una razón de Strehl de 50%, hacen falta al menos 30 actuadores.

Noll (1975) realizó otra aproximación para este error de ajuste, describiendo el efecto de la corrección modal con la varianza residual del frente de onda una vez hecha la corrección. Entonces, la expresión del error de ajuste para el caso de los polinomios de Zernike tiene la forma:

$$\sigma_{fit}^2 \approx 0.2944 N_m^{-\sqrt{3}/2} (D/r_0)^{5/3}. \quad (2.37)$$

Siendo  $N_m$  el número de modos corregidos. Por otro lado, combinando las expresiones 2.36 y 2.37 se obtiene una relación entre el error de ajuste y el número de actuadores del espejo deformable:

$$\sigma_{fit}^2 = 0.3602 N_m^{-\sqrt{3}/2} \left( N_{act} \sqrt{\frac{\ln(1/S)}{A}} \right)^{5/6}. \quad (2.38)$$

Con todo esto se obtiene que la varianza total del frente de onda, expresada en radianes al cuadrado, sea la suma de cada término visto anteriormente:

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{TipTilt}^2 + \sigma_{Sensor}^2 + \sigma_{fit}^2 + \sigma_{angulo}^2 + \sigma_{retardo}^2. \quad (2.39)$$

### 2.2.8 Tip-Tilt atmosférico.

La turbulencia atmosférica hace que el frente de onda proveniente de una estrella se distorsione cambiando la forma de la PSF. Del mismo modo también provoca un movimiento de la imagen de la estrella en el plano focal del telescopio. Este desplazamiento del centroide de la estrella se conoce como *Tip* y *Tilt* y es causado por la inclinación media del frente de onda. El ángulo medio de inclinación y alabeo provocado por dichas fluctuaciones viene dado por (Hardy 2000):

$$\langle \alpha^2 \rangle = 0.364 \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{D} \right)^2 \propto \lambda D^{-1/3} (\text{radianes}^2). \quad (2.40)$$

Despejando se obtiene la siguiente expresión,

$$\frac{\langle \alpha^2 \rangle^{1/2}}{(\lambda/D)} \approx \frac{D^{5/6}}{\lambda}. \quad (2.41)$$

De lo que se deduce que:

- Para un telescopio de diámetro dado  $D$ , el desplazamiento de la imagen provocado por el Tip-Tilt decrece al aumentar la longitud de onda.
- Para una longitud de onda fija, al aumentar el tamaño del telescopio, el desplazamiento de la imagen crece proporcionalmente al límite de difracción  $\lambda/D$ .
- El desplazamiento de la imagen es la mayor componente del “disco de seeing” a longitudes de onda más largas:

$$\frac{\langle \alpha^2 \rangle^{1/2}}{(\lambda/r_0)} \propto \left( \frac{r_0}{D} \right)^{1/6} \propto \lambda^{1/5}. \quad (2.42)$$

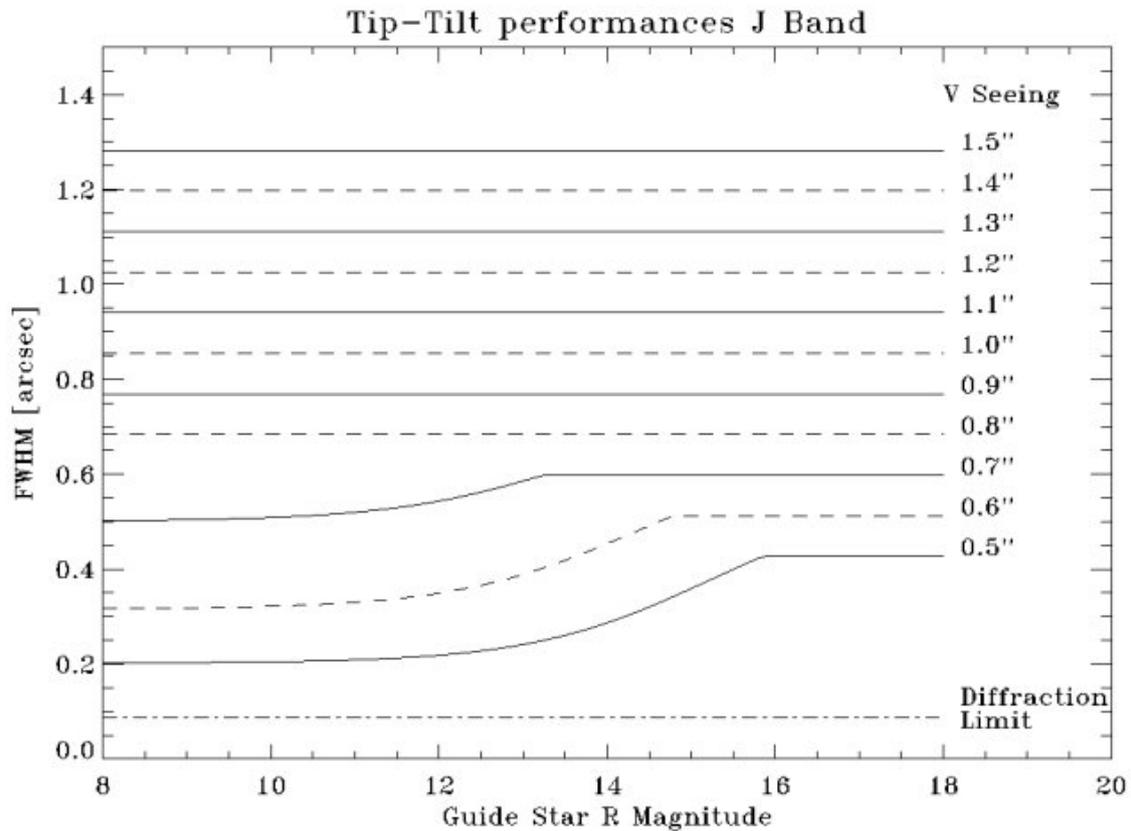
Donde se ha tenido en cuenta que  $r_0$  depende con la potencia 6/5 de la longitud de onda según se vio en el apartado 2.3.

La Figura 2.3 muestra el resultado de una simulación obtenida por un paquete específico desarrollado<sup>8</sup> en IDL para el Telescopio Nacional Galileo. En ella se muestra la relación entre el FWHM de la estrella corregida por Tip-Tilt y la magnitud R de la estrella de referencia para diferentes valores de seeing. Los valores asintóticos para magnitudes mas débiles representan el FWHM natural debido al seeing a la correspondiente longitud de onda. Dicho programa tiene en cuenta diversas fuentes de error como la señal-ruido de la estrella guía, así como su separación angular respecto al

<sup>8</sup> <http://www.tng.iac.es/instruments/adopt/tools/>

objeto a observar, así como la presencia de aberraciones de alto orden, ya que estos órdenes pueden variar la posición del centroide.

La figura también muestra que la mejora esperada al compensar el Tip-Tilt es tanto mejor cuanto mejor es el seeing de entrada, llegando a valores cercanos al límite de difracción cuando el seeing de entrada es entorno a 0.5".



*Figura 2.3:* Relación entre el FWHM de la estrella corregida y la magnitud en la banda R de la estrella guía para diferentes valores de seeing. Las gráficas han sido calculadas a partir de un programa específico desarrollado en IDL para el sistema de óptica adaptativa del Telescopio Nacional Galileo AdOpt@TNG (<http://www.tng.iac.es/instruments/adopt/>).

## 2.3 Sensado del frente de onda en óptica adaptativa.

Para el sensado de la fase del frente de onda se han considerado dos métodos, reconstrucción zonal y modal. En el presente documento se hace especial énfasis en el primero, ya que finalmente fue el implementado en este trabajo. El motivo de dicha elección fue que en numerosos trabajos (por ejemplo Southwell 1980) se mostró que la compensación modal es de mejor calidad a la compensación zonal.

### 2.3.1 Métodos zonal y modal.

Existen dos formas de usar la información obtenida por el sensor de frente de onda para reconstruirlo:

- **Reconstrucción zonal:** La fase del frente de onda se representa por su valor en una matriz independiente de sub-aperturas o zonas repartidas por la apertura del telescopio, que suelen coincidir con la posición de los actuadores del espejo deformable. La mayoría de estos sistemas trabajan en el plano pupila del telescopio. Si se divide el frente de onda en  $N$  sub-aperturas distribuidas por toda la apertura del telescopio y la fase de cada sub-apertura es expresada mediante un número, el frente de onda al completo estará caracterizado por el conjunto de las  $N$  sub-aperturas. Cuanto mayor sea ese número  $N$ , mejor representado estará el frente de onda. Si  $N$  es una cantidad finita, entonces cada sub-apertura debe estar caracterizada por un movimiento de pistón para compensar la fase, y un movimiento de Tip y Tilt, para corregir la inclinación y alabeamiento del frente de onda, por lo que se necesitan 3 actuadores por cada zona o sub-apertura del espejo deformable.

La matriz que relaciona las medidas del sensor de frente de onda ( $S$ ) con la fase distorsionada ( $\phi$ ) viene dada por:

$$S = A\phi. \quad (2.43)$$

Donde la matriz  $A$  es la llamada matriz de interacción (ver sección 2.3.4.2).

*Fried* (1977) propuso en su modelo que si se usan subaperturas cuadradas (cuya posición viene definida por los índices  $i$  y  $j$ ) para un sensor de tipo Shack-Hartmann, las pendientes medidas se pueden expresar en términos de los valores de la fase  $\phi_{i,j}$  evaluadas en las cuatro esquinas de la sub-apertura de lado  $d$ :

$$S_{i,j}^x = \frac{[(\phi_{i+1,j+1} + \phi_{i+1,j}) - (\phi_{i,j} + \phi_{i,j+1})]}{2d}$$

$$S_{i,j}^y = \frac{[(\phi_{i+1,j+1} + \phi_{i,j+1}) - (\phi_{i,j} + \phi_{i+1,j})]}{2d}$$

- **Reconstrucción modal:** El frente de onda es expresado en términos de los coeficientes de una expansión de polinomios  $\{F_i(r)\}$ , los cuales son ortogonales y están normalizados a una apertura circular unidad sobre toda la pupila.

$$\int d^2r W(r) F_i(r) F_j(r) = \delta_{ij}. \quad (2.44)$$

Siendo  $\delta_{ij}$  es la delta de Kronecker, y  $W(r)$  es una función de pesado para la pupila definida como:

$$W(r) = \begin{cases} \frac{1}{\pi(1-r^2)} & (|r| \leq 1) \\ 0 & (|r| > 1) \end{cases} \quad (2.45)$$

El método de reconstrucción calcula un vector de coeficientes,  $\phi = \{\phi_i\}$  de modo que la fase del frente de onda pueda ser reconstruida en cualquier punto de la pupila:

$$\phi(r) = \sum_{i=1}^N a_i F_i(r). \quad (2.46)$$

Siendo  $N$  el número de modos usados en la base de polinomios. Suelen utilizarse dos bases de polinomios para caracterizar la turbulencia en la atmósfera. Por un lado, los polinomios de Zernike representan muy bien la turbulencia sobre una superficie circular (Noll 1976), mientras que los polinomios de Karhunen-Loève, hacen lo propio con una superficie anular (Wang y Markey 1978), como es el caso de la forma de una pupila de un telescopio reflector que, debido al efecto de la sombra del espejo secundario, es anular.

El muestreo espacial de la fase del frente de onda se realiza en una matriz de  $M$  subaperturas y como utilizando la transformada de Fourier, cualquier espectro puede ser expandido a un conjunto de  $M$  exponenciales complejas, el número máximo de modos que pueden ser corregidos es del orden del número de subaperturas utilizadas por el sensor de frente de onda.

Utilizando la propiedad de ortogonalidad del conjunto de funciones de  $\{F_i(r)\}$  2.44 y la ecuación 2.46, se obtienen los coeficientes  $a_i$ , los cuales vienen dados por:

$$a_i = \int d^2r W(r) \phi(r) F_i(r). \quad (2.47)$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones (2.44) y (2.46), tenemos que la varianza de la fase del frente de onda sobre la apertura del telescopio puede ser escrita como sigue:

$$\sigma_\phi^2 = \int d^2r W(r) \langle \phi(r)^2 \rangle = \sum_{i,j} \langle a_i a_j \rangle \cdot \int d^2r W(r) F_i(r) F_j(r) = \sum_i \langle a_i \rangle^2. \quad (2.48)$$

Las cantidades  $\langle a_i a_j \rangle$  son los elementos de *matriz de covarianza modal*  $V_a \equiv \langle a a^t \rangle$ , cuyos coeficientes de la diagonal son la varianza de los modos y describen su contribución a la turbulencia de la atmósfera. Si se tiene en cuenta el modo pistón ( $i=1$ ) el cual es una cantidad constante,  $\langle a a^t \rangle$  es infinito, y como solo interesa las desviación respecto a la superficie media, se excluye de la serie, de modo que  $i=j=2,3,\dots,\infty$ .

### 2.3.2 Polinomios de Zernike.

Los polinomios de Zernike se utilizan tradicionalmente para describir las aberraciones ópticas (Noll 1976) aunque no sean ortogonales. De hecho, los términos con un orden más bajo corresponden a las aberraciones ópticas clásicas como, astigmatismo, coma, esférica, etc. (Tabla 2.4).

Una definición general de los polinomios de Zernike puede ser encontrada en el trabajo de Born (1970). Noll (1976) hace un estudio de algunas propiedades importantes de este tipo de polinomios introduciendo una forma modificada. Dichos polinomios se expresan como producto de un polinomio radial por una función polar, que en coordenadas polares, tiene la siguiente forma:

$$Z_j = R_n^m(\rho)\Theta^m(\theta). \quad (2.49)$$

Donde la parte radial tiene la forma:

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s} \quad (2.50)$$

Y la función polar tiene la forma:

$$\Theta^m(\theta) = \begin{cases} \sqrt{n+1}\sqrt{2} \cos(m\theta) & m \neq 0; \quad j = \text{par} \\ \sqrt{n+1}\sqrt{2} \sin(m\theta) & m \neq 0; \quad j = \text{impar} \\ \sqrt{n+1}\sqrt{2} & m = 0; \end{cases} \quad (2.51)$$

El índice  $j$  describe el número de modo para un orden. Los valores de  $n$  y  $m$  deben satisfacer que  $m \leq n$  y que  $n-m$  sea un número par. El número total de modos permitido para un orden dado es:

$$j_n = \frac{(n+1)(n+2)}{2}. \quad (2.52)$$

Una representación espacial de los 16 primeros modos de los polinomios de Zernike puede verse en la Figura 2.4.

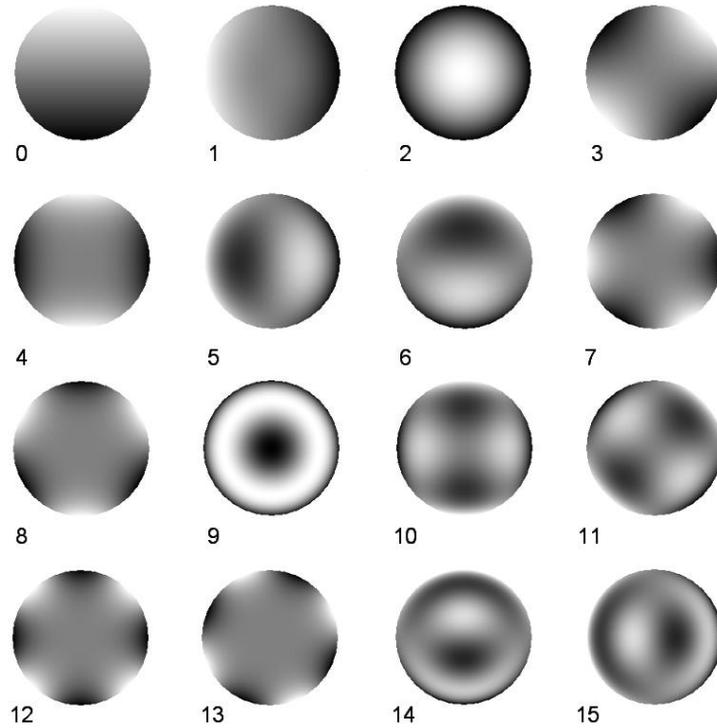


Figura 2.4: Representación gráfica de los primeros 16 modos de Zernike.

Tabla 2.4: Primeros 16 modos de Zernike y su significado.

Modo $K^9$	Orden $n$	$m$	Factor norm.	Polinomio $Z_k(\rho, \theta)$	(Aberraciones clásicas)
0	1	1	4	$\rho \sin \theta$	Tilt
1	1	1	4	$\rho \cos \theta$	Tip
2	2	0	3	$2\rho^2 - 1$	Foco
3	2	2	6	$\rho^2 \sin 2\theta$	Astigmatismo( $\pm 45^\circ$ )
4	2	2	6	$\rho^2 \cos 2\theta$	Astigmatismo( $\pm 90^\circ$ )
5	3	1	8	$(3\rho^3 - 2\rho)\sin \theta$	Coma
6	3	1	8	$(3\rho^3 - 2\rho)\cos \theta$	Coma
7	3	3	8	$\rho^3 \sin 3\theta$	Trifoide
8	3	3	8	$\rho^3 \cos 3\theta$	Trifoide
9	4	0	5	$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	Esférica
10	4	2	10	$(4\rho^4 - 3\rho^2)\sin 2\theta$	Coma 2º orden
11	4	2	10	$(4\rho^4 - 3\rho^2)\cos 2\theta$	Coma 2º orden
12	4	4	10	$\rho^4 \sin 4\theta$	Astigmatismo 2º orden
13	4	4	10	$\rho^4 \cos 4\theta$	Astigmatismo 2º orden
14	5	1	12	$(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho)\sin \theta$	
15	5	1	12	$(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho)\cos \theta$	

<sup>9</sup> El primer orden es el pistón y está excluido de la lista.

Wang and Markey (1978) obtienen la matriz de covarianza de fase para los primeros 10 modos de Zernike, denominada *matriz de Noll* (sin tener en cuenta el modo pistón) y puede verse en la Tabla 2.5

$$\begin{pmatrix} 0.448 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0.0141 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.448 & 0 & 0 & 0 & -0.0141 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.0232 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0.0039 \\ 0 & 0 & 0 & 0.0232 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.0232 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -0.0141 & 0 & 0 & 0 & 0.0062 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0.0141 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.0062 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.0062 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.0062 & 0 \\ 0 & 0 & -0.0039 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.0024 \end{pmatrix}$$

**Tabla 2. 5:** Matriz de covarianza de fase de los primeros 10 modos de zernike.

Puede observarse que la matriz anterior no es del todo diagonal, por lo que existe cierta correlación entre modos de Zernike con la misma simetría y orden azimutal. La interpretación física de este resultado es que algunas aberraciones ópticas están correlacionadas, tal es el caso de la coma y el Tip-Tilt, o de la aberración esférica y el foco, etc.

En el trabajo de Noll (1976), se estima que el residuo de la aberración del frente de onda una vez corregida  $j$  modos, que para los 10 primeros modos viene dado en la Tabla 2.6.

**Tabla 2. 6:** Errores residuales para los 10 primeros órdenes de Zernike.

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 &= 1.029(D/r_0)^{5/3} & \sigma_2^2 &= 0.582(D/r_0)^{5/3} \\ \sigma_3^2 &= 0.134(D/r_0)^{5/3} & \sigma_4^2 &= 0.111(D/r_0)^{5/3} \\ \sigma_5^2 &= 0.088(D/r_0)^{5/3} & \sigma_6^2 &= 0.0648(D/r_0)^{5/3} \\ \sigma_7^2 &= 0.0587(D/r_0)^{5/3} & \sigma_8^2 &= 0.0525(D/r_0)^{5/3} \\ \sigma_9^2 &= 0.0463(D/r_0)^{5/3} & \sigma_{10}^2 &= 0.040(D/r_0)^{5/3} \end{aligned}$$

$$\sigma_j^2 \approx 0.2944J^{-\sqrt{3}/2} (D/r_0)^{5/3} \quad \text{para } J > 10$$

Si ahora se normaliza  $(D/r_0)=1.0$  y se estudia la varianza de cada modo  $j$ -ésimo, es decir  $\sigma_j^2 - \sigma_{j-1}^2$ , (o lo que es lo mismo el elemento  $j$  de la diagonal, de la matriz de covarianza) vemos que, corregidos 10 modos el error residual es solo 0.04 es decir el 96% de la distorsión total del frente de onda está comprimida en los primeros 10 modos de Zernike tal y como puede comprobarse en la Tabla 2.7.

**Tabla 2.7.**  $\sigma_j^2 - \sigma_{j-1}^2$  es la varianza del modo  $j$ .

J	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\sigma_j^2 - \sigma_{j-1}^2$	$\infty$	0.44	0.44	0.02	0.02	0.02	0.006	0.006	0.006	0.006
		8	8	3	3	3	2	2	2	2

Por todo esto se puede concluir que la mejor razón de Strehl para un telescopio de  $D=2.2\text{m}$  tal que el seeing de entrada es  $1''$  y operando en la banda J ( $r_0=28\text{cm}$ ), si se corrigen los primeros 10 modos de Zernike, se consigue una varianza de fase (Tabla 2.6) de  $\sigma_{10}^2 = 1.24\text{rad}^2$  con lo que sustituyendo en 2.26 se obtiene una razón de Strehl de 28%.

### 2.3.3 Funciones de Karhunen-Loève.

Para la turbulencia atmosférica, los polinomios de Zernike no son los más óptimos, porque como se ha visto, la matriz de covarianza no es diagonal. Matemáticamente esto significa que los coeficientes de Zernike son estadísticamente dependientes y por tanto los polinomios no son ortogonales. Las funciones de Karhunen-Loève (K-L) son una base de polinomios con la matriz de covarianza diagonal<sup>10</sup>, cuyo cálculo para la turbulencia atmosférica fue desarrollado por Fried (1978).

De una manera similar a como se definen los polinomios de Zernike, se definen las funciones bi-dimensionales de Karhunen-Loève, como un producto de una componente radial y una función polar.

$$K_i(\rho, \theta) = S_p^q(\rho)\Theta^q(\theta). \quad (2.53)$$

Donde las funciones polares tienen la misma forma que sus equivalentes en los polinomios de Zernike (2.50). El índice  $p$  denota el grado radial, mientras que  $q$  representa las frecuencias azimutales. Este tipo de funciones presentan muchas ventajas para la representación de la turbulencia de Kolmogorov respecto a los polinomios de Zernike. Por una parte son capaces de describir la atmósfera, mientras que por otra son estadísticamente independientes.

Dai (1994) obtuvo la componente radial de los polinomios de K-L con la siguiente expresión:

$$\int_0^1 Y_q(\rho, \rho') S_p^q(\rho) d\rho = \langle \alpha_i^2 \rangle S_p^q(\rho'). \quad (2.54)$$

Donde  $\langle \alpha_i^2 \rangle$  es la varianza normalizada de los coeficientes de K-L,  $Y_q(\rho, \rho')$  es la función de núcleo q-ésima en la función de estructura de onda normalizada. Como continuación de este trabajo, Dai (1995) da como solución precisa para la ecuación 2.53, mediante ajuste por mínimos cuadrados:

$$S_p^q(\rho) = \rho^q \sum_{s=0}^{\infty} g_s \rho^{2s}. \quad (2.55)$$

Donde  $g_s$  son los coeficientes s-ésimo. Esta ecuación se puede expresar como:

<sup>10</sup> Por este motivo, este tipo de polinomios serán los utilizados para compensar la turbulencia atmosférica en este estudio. Los polinomios de Zernike fueron utilizados únicamente en el laboratorio para comprobar el funcionamiento del instrumento. Todas las pruebas realizadas en el telescopio (Capítulo 5) se hicieron con la base de funciones de Karhunen-Loève.

$$S_p^q(\rho) = \begin{cases} \rho^q \sum_{s=0}^M (-1)^{s+p+1} g_s \rho^{2s} & (q \neq 0) \\ \sum_{s=0}^M (-1)^{s+p} g_s \rho^{2s} & (q = 0) \end{cases} \quad (2.56)$$

De esta forma los coeficientes  $g_s$  son siempre positivos. El resultado de un ajuste por el método de *Singular Value Decomposition* (SVD) para los primeros 21 modos de K-L puede encontrarse en la siguiente Tabla 2.8<sup>11</sup> (Dai 1995).

Algunos autores (Roddier 1990) representan los polinomios de K-L como función de polinomios de Zernike (Wang y Markey 1978). De hecho existe cierta relación entre los modos de K-L de orden bajo con los de Zernike. Por ejemplo, el Tip-Tilt de K-L es un Tip-Tilt de Zernike con un 3% de coma negativo, mas un 0.2% del término de grado 5. Un foco de K-L es un foco de Zernike mas 18% de aberración esférica negativa mas un 2% del término de sexto orden.

**Tabla 2.8.** Coeficientes numéricos de los polinomios radiales de K-L.

$i$	$p$	$q$	$g_0$	$g_1$	$g_2$	$g_3$	$g_4$	$g_5$	$g_6$	$g_7$
2, 3	1	1	1.55446	0.24434	0.04385					
4	1	0	2.15576	6.45447	4.12302	1.36543	0.21918	0.03205		
5, 6	1	2	3.22726	2.74883	1.02448	0.17580	0.02689			
7, 8	1	3	6.05553	8.18948	4.59945	1.32543	0.21393			
9, 10	2	1	6.52874	19.11418	17.92194	8.66138	2.32351	0.35262		
11, 12	1	4	10.72881	19.05265	14.21464	5.77876	1.36987	0.12793		
13	2	0	3.1888	32.76501	85.09094	97.4123	62.7581	24.97385	6.18314	0.71581
14, 15	2	2	16.38248	56.72672	73.05406	50.18980	20.78800	5.28535	0.62336	
16, 17	1	5	18.30503	39.48987	36.31838	18.55142	5.49183	0.71997		
18, 19	2	3	36.40221	141.52391	215.99768	173.6211	76.34609	14.95592		
20, 21	3	1	14.09872	111.14654	291.50516	375.1872	274.52527	113.87555	21.43536	

Para conseguir dicha relación entre ambas bases, hay que diagonalizar la matriz de covarianza  $C$  (matriz de Noll, Tabla 2.5) con una matriz unitaria  $U$ , para obtener una matriz diagonal  $D$  cuyos elementos diagonales son los autovalores de K-L para la expansión de fase del frente de onda en la atmósfera:

$$D = UCU^T. \quad (2.57)$$

Entonces los coeficientes de K-L pueden expresarse como función de los de Zernike:

$$K_i(\rho, \theta) = \sum_{i=2}^{\infty} U_{ii} Z_i(\rho, \theta). \quad (2.58)$$

Y como ambas bases de polinomios tiene las mismas funciones polares:

<sup>11</sup> Una lista más ampliada de coeficientes numéricos de los polinomios radiales de K-L se puede encontrar en Dai (1995).

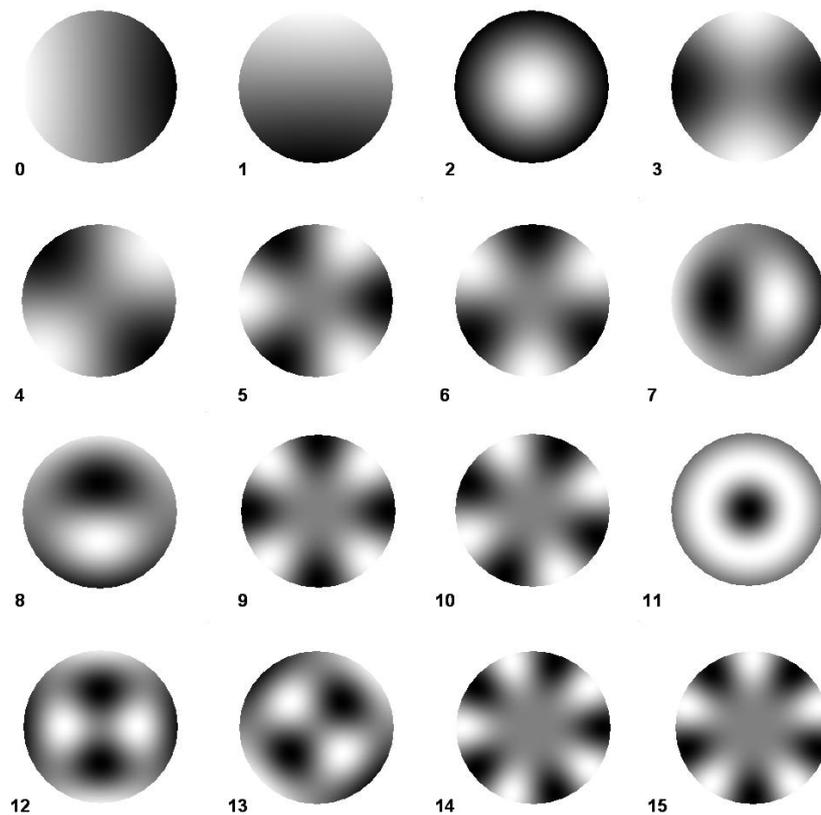
$$S_p^q(\rho) = \sum_{i=2}^{\infty} U_{il} R_n^m(\rho). \quad (2.59)$$

Una versión extendida para la forma de la matriz  $U$  se puede encontrar en el trabajo de Wang y Markey (1978). Pero Dai (1995), demuestra en su trabajo que la expresión 2.47 es más precisa para representar los coeficientes de K-L.

Otra ventaja considerable de esta expansión es que permite calcular la varianza en una apertura anular mediante la suma cuadrática de los coeficientes de los modos  $k_i$ , considerando el frente de onda como una combinación lineal de modos de K-L:

$$\sigma^2 = \sum_{i=0}^N k_i^2. \quad (2.60)$$

La Figura 2.5 representa espacialmente los primeros 16 modos de los polinomios de K-L.



*Figura 2.5:* Representación gráfica de los primeros 16 modos de K-L.

Wang and Karkey (1978) realizan una evaluación de las funciones de K-L para la turbulencia atmosférica para pupilas circulares mientras que Cannon (1996) lo hace para pupilas en forma de anillo. Las funciones de K-L aportan mayor información sobre el frente de onda para un número dado de modos, siendo más adecuados que los de Zernike para minimizar las aberraciones del frente de onda. En la Figura 2.6 (Dai 1996)

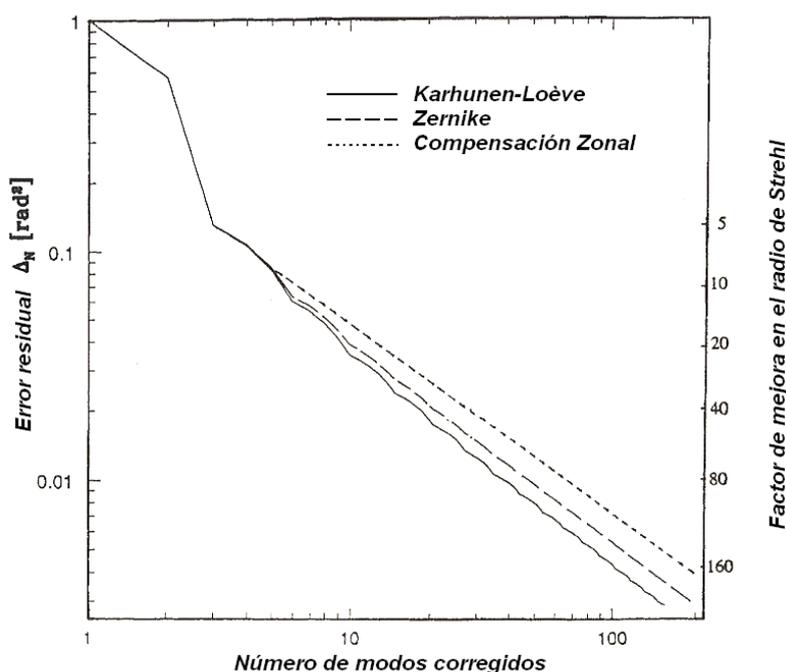
se representa la varianza residual de fase como función del número corregido de modos de funciones K-L o polinomios de Zernike y donde se aprecia la superioridad de las funciones de K-L.

La varianza de los primeros modos de KL para la turbulencia de Kolmogorov se muestra en la Tabla 2.9 (Cannon 1996).

**Tabla 2.9:** Varianza residual  $\sigma_j^2$  de fase para un anillo de radio interior 0.39.  $\sigma_j^2 - \sigma_{j-1}^2$  es la varianza del modo j.

J	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\sigma_j^2$	1.16	0.64	0.13	0.10	0.07	0.063	0.055	0.047	0.042	0.036
$\sigma_j^2 - \sigma_{j-1}^2$	$\infty$	0.51	0.51	0.02	0.02	0.014	0.0078	0.0078	0.0055	0.0055

Numéricamente también se observa, a raíz de las Tabla 2.7 y 2.9, que comparando la varianza residual de fase para ambos tipo de polinomios, los polinomios de K-L son más adecuados que los de Zernike para compensar la turbulencia atmosférica.



**Figura 2.6:** Comparación del error residual normalizado ( $D=r_0$ ) al usar compensación con funciones de K-L o de Zernike

### 2.3.4 Reconstrucción del frente de onda.

En capítulos anteriores se ha presentado un resumen de los sensores más comunes que hay actualmente en uso. A continuación se va a proceder con una descripción más exhaustiva de uno de ellos, el sensor de Shack-Hartmann, que fue utilizado para el desarrollo de SAOLIM. Este tipo de sensores son muy comunes, están ampliamente probados y existe una amplia experiencia en su uso, son compactos y estables.

De aquí en adelante vamos a restringirnos a la reconstrucción modal, ya que es el método utilizado en el presente trabajo, de modo que la fase del frente de onda viene determinada por la expresión 2.46.

En el diagrama de flujo de la Figura 2.7 se sintetiza el proceso de reconstrucción de fase para el caso de un sensor tipo Shack-Hartmann:

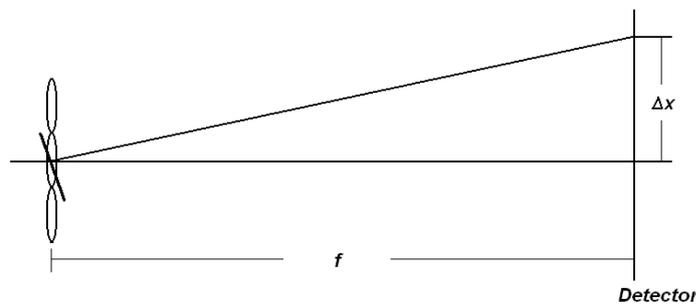


*Figura 2.7:* Diagrama de flujo de la reconstrucción de fase para el caso de un sensor tipo Shack-Hartmann

El sensor está formado por todo el dispositivo óptico y electrónico capaz de transformar las aberraciones del frente de onda en variaciones de intensidad de la luz y posteriormente en señales eléctricas. Un algoritmo de cálculo de centroides determina las pendientes locales del frente de onda para suministrar al reconstructor la información necesaria para obtener la fase del frente de onda.

### 2.3.4.1 Medida de la pendiente local del frente de onda.

El sensor de frente de onda de Shack-Hartmann mide las pendientes locales del frente de onda en la matriz de lentes, a través de la medición de los desplazamientos laterales de cada centroide que tienen lugar en el plano focal de cada microlentes.



*Figura 2.8:* Esquema del desplazamiento del punto de difracción en un detector como consecuencia de la pendiente del frente de onda sobre una matriz de lentes.

La pendiente media del frente de onda sobre una apertura tal y como la que muestra la Figura 2.10 es:

$$\alpha'_x = \frac{d\phi(x, y)}{dx} = \frac{\Delta x}{f}. \quad (2. 61)$$

Finalmente si a la salida de la matriz de lentes hay un sistema óptico con un factor de amplificación  $M$ , se tiene que  $\alpha_x = M \cdot \alpha'_x$

$$\alpha_x = \frac{M}{f} \Delta x = \frac{\lambda}{2\pi A} \int_{sa} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} dx dy, \quad (2.62)$$

$$\alpha_y = \frac{M}{f} \Delta y = \frac{\lambda}{2\pi A} \int_{sa} \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} dx dy, \quad (2.63)$$

donde  $f$  es la focal de cada microlente,  $A$  es el área de cada microlente y  $\lambda$  es la longitud de onda.

Hay numerosos algoritmos para determinar la posición de cada centroide, como el algoritmo de centro de masas, el método conocido con el término inglés *quad-cell*<sup>12</sup>, el ajuste gaussiano, etc. Debido a su robustez frente al ruido y velocidad de cálculo, el algoritmo de centro de masas suele ser el más utilizado (Fusco 2006b). Según este método el centro de masas en una imagen viene dado por:

$$C_x = \frac{\sum_{i,j} x_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}} \quad C_y = \frac{\sum_{i,j} y_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}}. \quad (2.64)$$

Donde el subíndice  $i,j$  representa las coordenadas de cada píxel en el detector CCD,  $I_{i,j}$  es la intensidad asociada a dicho píxel. Debido a la normalización con respecto a la intensidad, este método de cálculo del centroide no se ve afectado por el centelleo estelar, salvo el ruido.

Una modificación añadida a este algoritmo es el llamado centro de masas con valor de corte, donde únicamente son tenidos en cuenta aquellos valores de  $I_{i,j}$  que superan un cierto valor, de lo contrario se fuerza dichos valores de intensidad a 0. De esta manera, se minimiza la contribución del ruido de fondo de cielo sobre el cálculo del centroide.

### 2.3.4.2 Matriz de interacción y de Reconstrucción.

Una matriz de lentes formada por  $N$  microlentes va a proporcionar  $2N$  medidas en el sensor de Shack-Hartmann ya que éste va a medir las pendientes producidas en los ejes  $x$  e  $y$ . Dichas pendientes se obtienen derivando la ecuación 2.46:

<sup>12</sup> Roddier (1999) en la página 117 discute que el quad-cell presenta mayor error para el ruido fotónico, igual sensibilidad al fondo de cielo, y generalmente menor error debido al ruido electrónico.

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_1 &= \sum_{k=1}^M a_k \left. \frac{\partial F_k(x, y)}{\partial x} \right|_1 \\
 \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_1 &= \sum_{k=1}^M a_k \left. \frac{\partial F_k(x, y)}{\partial y} \right|_1 \\
 &\vdots \\
 \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_N &= \sum_{k=1}^M a_k \left. \frac{\partial F_k(x, y)}{\partial x} \right|_N \\
 \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_N &= \sum_{k=1}^M a_k \left. \frac{\partial F_k(x, y)}{\partial y} \right|_N
 \end{aligned} \tag{2.65}$$

El índice de la derivada denota la posición de la microlente  $(x_n, y_n)$  donde será evaluada la ecuación, y  $M$  es el número de modos utilizados para la reconstrucción. Se puede construir una matriz con todas las derivadas evaluadas en cada coordenada de la matriz de microlentes<sup>13</sup> (El modo pistón está excluido en todo momento, ya que la derivada es 0 y no proporciona ninguna información). Dicha matriz se llama *matriz de interacción*:

$$A = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial F_1(x, y)}{\partial x} \right|_1 & \left. \frac{\partial F_2(x, y)}{\partial x} \right|_1 & \dots & \left. \frac{\partial F_M(x, y)}{\partial x} \right|_1 \\ \left. \frac{\partial F_1(x, y)}{\partial y} \right|_1 & \left. \frac{\partial F_2(x, y)}{\partial y} \right|_1 & \dots & \left. \frac{\partial F_M(x, y)}{\partial y} \right|_1 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \left. \frac{\partial F_1(x, y)}{\partial x} \right|_N & \left. \frac{\partial F_2(x, y)}{\partial x} \right|_N & \dots & \left. \frac{\partial F_M(x, y)}{\partial x} \right|_N \\ \left. \frac{\partial F_1(x, y)}{\partial y} \right|_N & \left. \frac{\partial F_2(x, y)}{\partial y} \right|_N & \dots & \left. \frac{\partial F_M(x, y)}{\partial y} \right|_N \end{pmatrix} \tag{2.66}$$

Si ahora se agrupan todas las pendientes de cada microlente en un vector, por 2.65:

$$\vec{S} = (\alpha_{1,x}, \alpha_{1,y}, \alpha_{2,x}, \alpha_{2,y}, \dots, \alpha_{N,x}, \alpha_{N,y})^T. \tag{2.67}$$

La expresión 2.65 se puede expresar matricialmente:

$$\vec{S} = A \cdot \vec{a}. \tag{2.68}$$

Donde  $a$  es un vector con todos los coeficientes  $\vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_M)^T$ , que es precisamente lo que el método de reconstrucción de fase pretende estimar.

Se pretende encontrar el parámetro  $a_n$  que ajusta la serie de funciones de la matriz de interacción, a los valores conocidos  $\phi_m$ . De esta manera, se obtiene un sistema de  $2N$

<sup>13</sup> Las coordenadas de la matriz de microlentes deben estar normalizadas a una pupila de radio unidad, ya que los polinomios que se van a utilizar para la reconstrucción están normalizados a pupilas de tamaño unidad.

ecuaciones con  $M$  incógnitas donde para que el sistema tenga solución es necesario que  $M \leq 2N$ .

Para solucionar este sistema de ecuaciones, hay que invertir la ecuación 2.68. Pero la matriz  $A$  es una matriz rectangular con  $2N$  filas y  $M$  columnas, de modo que su inversión no resulta trivial, ya que no se puede invertir una matriz que no sea cuadrada, por lo que es necesario aplicar métodos de pseudo-inversión. Para tal propósito hay dos métodos, mediante mínimos cuadrados o mediante el método de descomposición de valores conocido con las siglas *SVD* (Westlake 1968).

Por medio de mínimos cuadrados se calculan los valores de las incógnitas, tales que el error entre los parámetros medidos (o conocidos)  $S_m$  y los valores actuales  $S$  sean mínimos.

Definiendo la función de mérito como la suma de los cuadrados de las diferencias entre el valor actual de  $\phi$  y el estimado por  $F \cdot a$ , se pueden determinar los elementos del vector  $a$ . El método de mínimos cuadrados encuentra por lo tanto el mínimo de:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{2N} \left[ \phi_i - \sum_{k=1}^M a_k F_{ik} \right]^2. \quad (2.69)$$

Si por la condición de mínimo se hace la derivada de cada elemento de  $\chi^2$  con respecto a  $a_k$  igual a cero,  $d\chi^2/da = 0$ , se obtienen un conjunto de ecuaciones para todos los coeficientes  $a_k$ . En notación matricial esto es equivalente a resolver el vector  $\vec{a}$  mediante la siguiente expresión:

$$\vec{a} = (A^T A)^{-1} A^T s = R \cdot s. \quad (2.70)$$

Donde  $R$  es la *matriz de reconstrucción o pseudo-inversa*, y  $A^T$  es la matriz transpuesta de  $A$ .

En la mayoría de los casos, la inversión de matrices presenta problemas porque la matriz  $A^T A$  es singular, es decir que su determinante es nulo. En este caso, se puede utilizar otro método para la pseudo inversión de matrices como es el método conocido como *Singular Value Decomposition (SVD)* según el cual una matriz  $A$  rectangular ( $M \times N$ ) puede ser descompuesta como producto de otras tres:

$$A = U D V^T. \quad (2.71)$$

Donde  $U$  es también una matriz ortogonal de  $M \times N$ , y la matriz  $V^T$  es una matriz cuadrada ( $N \times N$ ). La matriz  $D$  es una matriz cuadrada de  $N \times N$  elementos, siendo cero todos los elementos salvo los de la diagonal.

$$D = \begin{pmatrix} d_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & d_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & d_N \end{pmatrix}. \quad (2.72)$$

Los elementos de estas matrices pueden encontrarse mediante algoritmos de cálculo SVD (Press 1992), y la matriz inversa de  $A$  puede construirse a partir de ellas:

$$A^{-1} = VD^{-1}U^T. \quad (2.73)$$

Si algún elemento de la diagonal de  $D$  es cero, no se puede obtener una inversión para dicha matriz  $D$ , en tal caso, se dice que la matriz es singular. Se define una condición numérica de la matriz como la razón entre el máximo y el mínimo de sus valores singulares. De este modo, se dice que la matriz es singular si su condición numérica tiende a infinito. La pseudo-inversión se realiza tomando como cero el inverso del valor singular nulo.

La descomposición en valores singulares proporciona importante información sobre la matriz. Las columnas de la matriz  $U$  correspondientes a elementos no nulos de  $W$  forman una base ortogonal del dominio de  $A$ . De manera análoga se tiene que las columnas de  $V$  asociadas a elementos nulos de la matriz diagonal constituyen una base del núcleo de la aplicación. Las columnas de  $U$  proporcionan la base de modos espaciales propios de la membrana asociados a valores singulares distintos de cero.

Al invertir la matriz  $A$  los valores singulares próximos a cero generan valores muy altos en la diagonal de la matriz de control, por lo que se amplifican ciertos modos. Su exclusión tiene un efecto en la eliminación de ruido a la hora de generar una superficie con el espejo deformable, tal y como se verá en la sección 4.4.2.3.

### 2.3.4.3 Causas de las imprecisiones en la reconstrucción por método de Shack-Hartmann.

- **Producidas por el algoritmo de medida del centro de masas.**

Las medidas de un sensor de frente de onda están afectadas por ruidos inducidos por el propio sensor, el cual provoca errores en la estimación de la fase del frente de onda. Dentro de este apartado se considerarán dos tipos de ruido: ruido fotónico debido a la señal y ruido del fondo de cielo, donde se incluyen la señal del fondo de cielo y un *ruido electrónico*, cuyos causantes son la corriente de oscuridad y ruido de lectura del detector (en el caso de una CCD estándar).

La forma general de la varianza del ruido debido a su componente fotónica es (Rodier 1999):

$$\sigma_{phot}^2 \propto \frac{1}{n_{phot}} \left( \frac{\theta_b d}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{radianes}^2). \quad (2.74)$$

Donde  $n_{phot}$  es el número de foto-electrones por sub-apertura y tiempo de exposición,  $\theta_b$  es el tamaño angular de la imagen fuente, y  $d$  el diámetro de la sub-apertura. Puesto que la razón señal ruido (o *SNR* del inglés *Signal to Noise Ratio*) en cada sub-apertura es  $n_{phot}^{1/2}$ , la varianza del ruido fotónico es inversamente proporcional a la *SNR* en cada sub-apertura. El valor de  $\theta_b$  determina las condiciones de observación del sensor de frente de onda, siendo igual a  $\lambda/d$  para el caso de límite de difracción, y  $\lambda/r_0$  para el caso de condiciones limitadas por el seeing ( $r_0$  es la longitud de coherencia de Fried definida en la sección 2.2.3).

La medida del error para el ruido fotónico viene dada por (Rousset et al. 1987)

$$\sigma_s^2 = \frac{\pi^2}{2} \frac{1}{n_{ph}} \left( \frac{N_T}{N_D} \right)^2 \quad (\text{radian}^2). \quad (2.75)$$

Donde,  $N_T$  es la anchura a mitad de altura (o *fwhm* del inglés *Full Width Half Maximun*) de la imagen de una sub-apertura y  $N_D$  es el *fwhm* del patrón de difracción de una sub-apertura, ambos expresados en píxeles.

Para el caso del ruido electrónico, la varianza de las coordenadas del centroide de la expresión 2.64 viene dada por:

$$\text{Var}(C_x) = \frac{1}{n_{phot}^2} \sum_{i,j} x_{i,j}^2 \text{Var}(I_{i,j}). \quad (2.76)$$

Donde para este caso,  $\text{Var}(I_{i,j}) = \sigma_e^2$  siendo  $\sigma_e^2$  el *RMS* (del inglés *root mean square*), y representa la varianza del ruido electrónico) del ruido de electrones por píxel y por imagen. En este caso el ruido viene dado por (Rousset et al. 1987):

$$\sigma_s^2 = \frac{\pi^2}{3} \frac{\sigma_e^2}{n_{phot}^2} \frac{N_S^4}{N_D^2} \quad (\text{radianes}^2). \quad (2.77)$$

Donde  $N_S^2$  es el número total de píxeles utilizados para el cálculo del centro de gravedad. Nótese que el término  $n_{phot}/(\sigma_e N_S)$  es justamente la relación señal ruido (*SNR*).

En la Tabla 2.10 se resumen todos los casos posibles para el ruido:

<b>Tabla 2.10: Ruido en un sensor de Shack-Hartmann.</b>					
		<i>Ruido fotónico</i>		<i>Ruido electrónico</i>	
		<i>Límite difracción</i>	<i>Limitado por seeing</i>	<i>Límite difracción</i>	<i>Limitado por seeing</i>
$\sigma_s$	$\sqrt{n_{phot}}$	$\sqrt{n_{phot}} \left( \frac{d}{r_0} \right)$		$\frac{\sigma_e N_D}{n_{phot}}$	$\frac{\sigma_e N_D}{n_{phot}} \left( \frac{d}{r_0} \right)^2$

Si se tiene en cuenta que el número total de fotones provenientes del fondo de cielo  $n_{bg}$ , están distribuidos en  $N_s^2$  píxeles, entonces  $n_{bg} = \sigma_e^2 N_s^2$ , por lo que la expresión (2.77) adopta la forma:

$$\sigma_s^2 = \frac{\pi^2}{3} \frac{n_{bg}}{n_{phot}^2} \left( \frac{N_s}{N_D} \right)^2 \quad (\text{radianes}^2). \quad (2.78)$$

Donde ahora

$$SNR = \frac{n_{phot}}{\sqrt{n_{bg}}}. \quad (2.79)$$

Esto nos indica que hay una mayor sensibilidad al ruido del fondo de cielo que al ruido fotónico. Por ese motivo es importante reducir el tamaño de la ventana de cada sub-apertura, en la cual se está haciendo el cálculo del centroide, ya que de este modo se reduce el valor de  $n_{bg}$ , siendo un compromiso entre el número de píxeles necesarios y el ruido o la  $SNR$ .

- **Producidas por el proceso de reconstrucción:**

El ruido también se propaga debido al proceso de inversión. En general, el error de la fase del frente de onda sobre la apertura  $\langle \varepsilon^2 \rangle$ , después de la reconstrucción, cuando se utiliza inversión por mínimos cuadrados es (Liebelt 1967):

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \frac{1}{N} Tr(AC_s A^T). \quad (2.80)$$

Donde  $C_s$  es la matriz de covarianza de fase y  $Tr$  simboliza la traza de la matriz. Esta expresión permite calcular el coeficiente de propagación del ruido, relacionando el error de las medidas del sensor de frente de onda con el error de las fases reconstruidas.

## 2.4 Compensación de la deformación del frente de onda.

### 2.4.1 Funciones de Influencia.

La respuesta de la superficie del espejo deformable a la acción de un sólo actuador cuando el resto permanece a un voltaje fijo, es conocida como *función de influencia*. Una deformación cualquiera del espejo puede ser representada, teóricamente, por una combinación lineal de todas las funciones de influencia que tenga el espejo. Luego, el conocimiento previo de dichas funciones de influencia proporciona la herramienta básica para el control del espejo deformable (Claflin y Bareket 1986, Tyson 1991).

Debido a que el borde de la membrana está fijo con el soporte del espejo, la forma que adopta ésta cuando se aplica un determinado voltaje a los actuadores puede ser bien modelada como solución de la ecuación de Poisson con unas adecuadas condiciones de

contorno fijas tal y como se describe en el trabajo de Tokovinin et al. (2004), que en su versión discreta adopta la siguiente forma:

$$4 \cdot z_{ij} - (z_{i-1,j} + z_{i+1,j} + z_{i,j-1} + z_{i,j+1}) = S \cdot f_{ij}, \quad (2.81)$$

donde  $z_{ij}$  representa la deformación de la membrana en la posición del actuador  $i,j$  y  $f_{ij}$  es la fuerza normalizada que actúa en este punto. El factor  $S$  simplemente escala el factor sin dimensiones  $f$  para conseguir las deformaciones  $z$  en unidades físicas. Este coeficiente  $S$  se puede calcular mediante la medida del radio de curvatura del espejo deformable cuando se aplica el voltaje de referencia ( $R_{bias}$ ) a todos los actuadores.

Como muestra la expresión 2.81,  $f$  puede variar desde -1 hasta 1 de modo que el radio de curvatura del espejo puede cambiar desde infinito hasta  $R_{bias}/2$ . El término izquierdo de la ecuación (4.7) puede tomar como valor mínimo 0 y como valor máximo  $4\rho^2/R_{bias}$  donde  $\rho$  es el área ocupada por cada actuador, mientras que el término derecho cambia en  $2S$ , con  $S=2\rho^2/R_{bias}$ . Si ahora se substituye el radio de curvatura del espejo deformable por el radio de curvatura del frente de onda (dos veces menor), la solución de la ecuación 2.82 describirá la deformación del frente de onda dos veces mayor.

Es posible obtener las funciones de influencia teóricas de nuestro espejo resolviendo la ecuación 1 con  $f_{ij}=1$  para un actuador dado y el resto a cero. En el trabajo de Tokovinin et al. (2004), dicha resolución se lleva a cabo mediante una técnica iterativa de "sobre-relajación simulada" para un espejo del mismo tipo al utilizado en el presente trabajo. Consiste en añadir la diferencia escalada de los términos izquierdo y derecho de la ecuación 2.81 a la iteración previa y fijando a cero la respuesta en el borde de la membrana. Cuando las iteraciones convergen, estas diferencias tienden a cero. De esta manera se pueden obtener de manera teórica las 39 funciones de influencia del espejo deformable.

Según 2.46, cualquier frente de onda puede ser representado como combinación lineal de polinomios de Zernike o bien de funciones de Karhunen-Loève. Para conocer la forma que tiene el espejo deformable en un momento dado, solo es necesario medir la forma del frente de onda cuando se refleja en su superficie. Por tanto, si se quiere determinar las funciones de influencia  $\varphi_i$ , es necesario conocer el conjunto de coeficientes de dicha base de polinomios que mejor representan la fase del frente de onda reflejado en el espejo deformable después de aplicar un actuador a su valor máximo manteniendo el resto a un valor constante.

Todas las funciones de influencia se pueden agrupar en una matriz cuyas columnas son los coeficientes de los polinomios utilizados ( $\beta_{i,j}$ ), que se ajustan a dichas funciones de influencia, de modo que si el espejo tiene  $N$  actuadores y  $M$  modos, la matriz de funciones de influencia ( $MFI$ ) tiene  $N$  columnas y  $M$  filas:

$$MFI = \begin{pmatrix} \beta_{1,1} & \beta_{1,2} & \cdots & \beta_{1,N} \\ \beta_{2,1} & \beta_{2,2} & \cdots & \beta_{2,N} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ \beta_{M,1} & \beta_{M,2} & \cdots & \beta_{M,N} \end{pmatrix}. \quad (2.82)$$

### 2.4.2 Obtención de la matriz de control (CM).

La deformación que sufre la superficie del espejo cuando se aplica un voltaje en un actuador ( $\delta d$  en la Figura 2.9) depende linealmente del cuadrado del voltaje aplicado entre la membrana y el electrodo (Wang y Hadaegh 1996), como se indica en la ecuación 2.83:

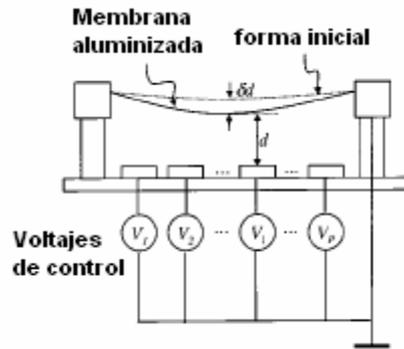


Figura 2.9: Esquema del espejo de membrana.

$$\delta d \propto V_i^2 \tag{2.83}$$

Esta relación cuadrática entre la deformación local en la superficie del espejo y el voltaje, permite definir una señal de control del actuador  $l$ -ésimo tal que:

$$v_l = V_l^2. \tag{2.84}$$

Asumiendo que la deformación que sufre el espejo en todo momento es una superposición lineal de las deformaciones que sufren todos los actuadores y por tanto combinación lineal de las funciones de influencia  $\phi_l$ , la deformación que sufre el espejo  $S(x,y)$  respecto a la posición inicial  $S_0(x,y)$  es:

$$S(x, y) - S_0(x, y) = \sum_{l=1}^N v_l \phi_l(x, y). \tag{2.85}$$

Siendo  $N$  el número total de actuadores que tiene el espejo deformable.

Además según 2.46, si expresemos las funciones de influencia en función de un conjunto de polinomios tal y como se ha visto en el apartado 4.1 se deriva que:

$$S(x, y) - S_0(x, y) = \sum_{l=1}^N v_l \left[ \sum_{k=1}^M \beta_{kl} F_k(x, y) \right] = \sum_{k=1}^M \left( \sum_{l=1}^N v_l \beta_{kl} \right) F_k(x, y) \equiv \sum_{k=1}^M a_k F_k(x, y) \tag{2.86}$$

donde  $M$  es el número total de modos de la base de polinomios utilizado para realizar la reconstrucción.

De manera que se obtiene que:

$$a'_k = \sum_{l=1}^N v_l \beta_{kl} \quad \text{con} \quad k = 1, 2, \dots, M. \quad (2.87)$$

Dicha ecuación puede ser escrita en forma matricial de la siguiente forma:

$$\vec{\phi} = MFI \cdot \overrightarrow{Volt}. \quad (2.88)$$

Donde  $\vec{\phi}$  es el vector de coeficientes de la fase del frente de onda  $\{a'_1, a'_2, \dots, a'_N\}$ , y  $\overrightarrow{Volt}$  es el vector cuyos elementos  $\{v_1, v_2, \dots, v_N\}$  son los voltajes que hay que aplicar a los actuadores del espejo para producir la superficie  $\vec{\phi}$ .

Luego para obtener el conjunto de voltajes necesarios para reproducir una superficie cualquiera  $\vec{\phi}$ , simplemente hay que invertir la ecuación anterior. Dado que la *MFI* no es una matriz cuadrada, el procedimiento utilizado para realizar la inversión es el de la *descomposición de valores singulares* expuesto en la sección 2.3.4.2, según la cual, la inversa de la matriz *MFI* se obtiene como:

$$CM = MFI^{-1} = V \cdot \left[ \text{diag} \left[ \frac{1}{d_{ii}} \right] \right] \cdot U^T. \quad (2.89)$$

Según esta expresión, el proceso de inversión siempre se puede realizar salvo que algún valor singular sea 0, en tal caso, se fuerza a cero el inverso del valor singular nulo. La matriz así obtenida se conoce con el nombre de *matriz de control*.

La razón por la cual se utilizó este método matemático para obtener la inversión es porque adicionalmente se obtiene información sobre la matriz *MFI*. Los vectores columna de la matriz *U* con un valor singular distinto de cero, representan la base de modos propios del espejo deformable, es decir, aquellos modos que el espejo puede representar exactamente y cualquier combinación lineal entre ellos también podrá ser reproducida por el mismo (por ejemplo Fernández et al. 2003).

La cuestión práctica que se plantea es determinar si el espejo es realmente capaz de reproducir todos los modos espaciales de la matriz *U*. Aquellos que no sea capaz de reproducir deberán ser eliminados de la matriz *U* sin más que hacer cero el valor singular asociado. Esto disminuye la capacidad de generar superficies del espejo, pero simplifica su control. Equivalentemente aquellos modos espaciales asociados con valores singulares próximos a cero contribuirán principalmente al incremento de ruido y serán candidatos a ser eliminados. En la sección 4.4.2.3 se analiza con detalle el criterio que se eligió para determinar cuantos valores singulares se utilizaron durante el proceso de inversión.

### 2.4.3 Generación de cualquier superficie.

Haciendo, pues la inversión de (2.88) para una superficie cualquiera, obtenemos la siguiente expresión:

$$CM \cdot \vec{\phi} = \overrightarrow{Volt} . \quad (2.90)$$

Y si volvemos a introducir ese vector  $\overrightarrow{Volt}$  en la *MFI*:

$$MFI \cdot \overrightarrow{Volt} = \vec{\phi}' . \quad (2.91)$$

Se obtiene una nueva superficie  $\vec{\phi}'$  en general distinta de la inicial. En el caso ideal de una compensación perfecta, debería de cumplirse que  $\vec{\phi} = \vec{\phi}'$ , pero sin embargo, debido a la influencia que tiene un actuador del espejo sobre el vecino, y sobre todo, al número limitado de sub-aperturas que se usan para hacer la reconstrucción del frente de onda, hace que la superficie que genera el espejo deformable presente diferencias respecto a lo que debería de ser, lo que implica una limitación instrumental para reconstruir el frente de onda.

La superficie final que genera el espejo será idéntica a la que se intenta generar sólo en el caso que los coeficientes de  $\vec{\phi}$  coincidan con los de algún modo propio del espejo, o lo que es lo mismo, con alguna columna de la matriz  $U$  en la expresión (2.71). Dai (1996) estableció que una reconstrucción era aceptable cuando el valor absoluto de la diferencia entre ambas superficies  $\vec{\phi}$  y  $\vec{\phi}'$  viene dada por la expresión (2.92), dando como válidos aquellos valores de  $r < 0.1 \mu\text{m}$ :

$$r \equiv \left| MFI \cdot \overrightarrow{Volt} - \vec{\phi}' \right| . \quad (2.92)$$

En la práctica un frente de onda plano que incidiese sobre la superficie del espejo caracterizada por el vector de coeficientes  $\vec{\phi}'$ , adoptaría el mismo perfil salvo un factor 2 constante. Tomando la superficie  $\vec{\phi}$  como la ideal, se tiene que el parámetro  $r$ , es la raíz cuadrada del error cuadrático medio de la fase distorsionada por el espejo o *RMS*:

$$RMS = \left| \sum_i \phi_i F_i(x, y) - \sum_i \phi'_i F_i(x, y) \right| = \left| \sum_i (\phi_i - \phi'_i) F_i(x, y) \right| = \sqrt{\sum_i (\phi_i - \phi'_i)^2} . \quad (2.93)$$

Nótese que el criterio impuesto para considerar aceptable una reconstrucción se aplica únicamente para evaluar la capacidad del espejo deformable de reproducir cualquier superficie estática en un número finito de iteraciones. Sin embargo, no es un criterio válido para evaluar la calidad de la reconstrucción de un frente de onda real perturbado por la atmósfera, tal y como se verá en la sección 5.3.2.

### 2.4.4 Algoritmo de bucle cerrado o closed-loop. Ganancia y pesos de los modos.

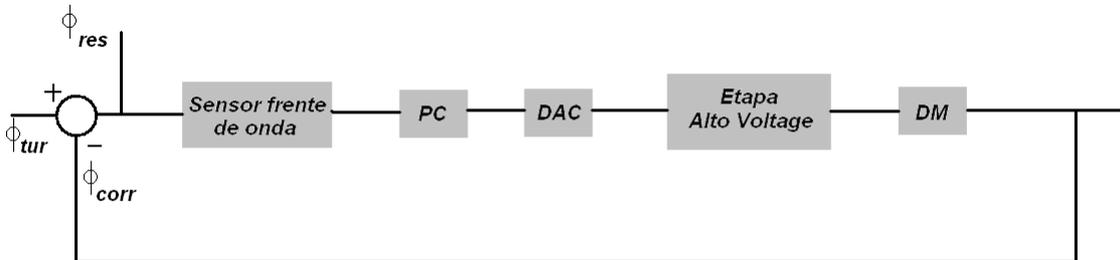
Debido a las diferencias existentes entre la superficie que se pretende generar y la generada realmente (tal y como se ha visto en la sección 2.4.3) es necesario introducir un proceso iterativo que minimice el ruido no blanco generado en cada ciclo. Dicho proceso iterativo es lo que se conoce como bucle cerrado o closed-loop. Cuando se pretende compensar turbulencia atmosférica, el proceso de bucle cerrado intenta en cada iteración calcular un conjunto de voltajes para los actuadores del espejo deformable, de modo que el valor residual del *RMS* sea más pequeño que en el paso anterior.

El algoritmo de control utilizado para cerrar el bucle es un integrador simple según el cual, el conjunto de señales que hay que enviar a los actuadores del espejo deformables en la iteración *n*-ésima es:

$$\vec{V}_n = \vec{V}_{n-1} + \alpha \cdot \vec{\omega} \cdot (CM \cdot \vec{\phi}). \quad (2.94)$$

Donde  $\alpha$  es un escalar que representa la ganancia del bucle y  $\vec{\omega}$  es un vector que contiene los pesos para los modos, de modo que se pueda controlar la importancia de cada modo en el bucle.

La Figura 2.10 muestra un diagrama de bloques clásico mostrando el bucle cerrado en un sistema de óptica adaptativa. El sensor de frente de onda por medio del ordenador (*PC*) calcula el conjunto de coeficientes que caracterizan el frente de onda aberrado. Estos coeficientes deben ser convertidos a señales digitales (*DAC*) para que sean aplicables al espejo deformable (*DM*) siendo previamente amplificadas por la etapa de potencia.



**Figura 2.10:** Diagrama de bloques del funcionamiento del bucle cerrado de un sistema de óptica adaptativa.

Si se define  $\phi_{tur}$  como la fase distorsionada por la atmósfera en un punto  $(x,y)$  y en un instante  $t$ ,  $\phi_{corr}$  es la fase corregida por el *DM* y  $\phi_{res}$  es el valor residual de la fase después de la corrección:

$$\phi_{res}(x, y, t) = \phi_{tur}(x, y, t) - \phi_{corr}(x, y, t). \quad (2.95)$$

Los voltajes resultantes de todo este proceso que son calculados por la expresión 2.91, se pueden dividir en dos partes, un parte estática la cual principalmente proviene de la

reconstrucción de las medidas del sensor de frente de onda en la base de actuadores del *DM* y una parte dinámica la cual asegura la estabilidad y precisión del lazo cerrado. La primera parte estima el vector de control  $|v\rangle$ <sup>14</sup> que contiene los voltajes que si se enviaran al *DM* darían el mejor ajuste respecto a las medidas del sensor de frente de onda tal y como se vio en la sección 2.3.4. Pero puesto que durante el bucle cerrado las medidas del sensor de frente de onda son medidas del error residual de fase  $\phi_{res}$  (ver Figura 2.10), el conjunto de voltajes obtenidos al multiplicar los coeficientes por la matriz de control son un conjunto de voltajes mayores de lo que debería y por tanto no pueden compensar la fase  $\phi_{tur}$ . Se necesita un parte dinámica para determinar los valores de voltaje adecuados  $|V\rangle$  para corregir  $\phi_{tur}$ .

El algoritmo de control más adecuado es el siguiente:

$$|V\rangle_k = -\sum_{i=1}^l a_i |V\rangle_{k-1} + \sum_{j=0}^p b_j |v\rangle_{k-j}. \quad (2.96)$$

Donde los valores de  $a_i$  y  $b_j$  determinan la estabilidad y precisión del bucle de lazo cerrado (*closed-loop*).

Si tiene lugar un cambio en la turbulencia de forma repentina transcurrirá cierto tiempo desde que el sistema encuentre la solución para corregir los valores del canal hasta su nuevo valor. Hay un tiempo de transito intermedio antes de que esto ocurra, en el cual el sistema no es estable o esta oscilando y transcurrido el cual, podrá decirse que el sistema ha alcanzado el estado estacionario para el nuevo valor de control. Cuando el sistema adopta este nuevo valor de control, la fase reproducida por el espejo deformable debe ser lo más parecida a la medida por el sensor, de modo que el error después de la corrección sea pequeño.

Hay 3 fuentes significativas de variaciones dinámicas en el control del *DM* que deben ser tenidas en cuenta (Huang et al. 1998):

1. Los actuadores del *DM* exhiben respuestas dinámicas de primer orden a las frecuencias de interés en el problema de la óptica adaptativa.
2. El tiempo requerido para leer el detector, medir los gradientes, y calcular los coeficientes, es significativo.
3. La frecuencia de muestreo es discreta y no continua.

Por tanto, es necesario un sistema con retroalimentación y un algoritmo de control, para reducir los efectos de variaciones de los parámetros, reducir los efectos de las distorsiones, mejorar el tiempo de tránsito, y reducir los errores estacionarios.

De esta manera se puede hablar de una ganancia del proceso de compensación, en el sentido que grandes cambios en dicha ganancia hacen que el sistema responda de una manera más rápida y precisa. Pero si los movimientos son rápidos y con mucha amplitud, tiene como desventaja que el espejo no se posiciona rápidamente ocasionado oscilaciones, cuando se envían los comandos adecuados.

---

<sup>14</sup> El símbolo  $| \rangle$  indica vector columna

Como el sistema está enviando continuamente comandos al espejo deformable para corregir la distorsión de fase entrante en un lazo cerrado, estas oscilaciones serán cada vez de mayor amplitud y hará que el proceso entre en un estado inestable. La estabilidad del sistema se consigue por tanto, imponiendo una ganancia pequeña tal que las oscilaciones que sufra el sistema sean pequeñas. Sin embargo, esto trae como desventaja que el sistema tarda más en alcanzar el estado estacionario. El valor determinado para la ganancia es puramente empírico.

Hay por tanto que encontrar un compromiso entre ganancias que sean suficientemente grandes tales que produzcan una respuesta rápida pero al mismo tiempo lo suficientemente pequeñas para que proporcionen estabilidad al bucle. Este es el problema crucial de los algoritmos de control en la óptica adaptativa.

Por simplicidad, la norma de los pesos en el algoritmo de control de SAOLIM se ha incluido en el valor de la ganancia, de modo que los valores de ésta no se restringen al intervalo comprendido entre 0 y 1.

### 2.4.5 Filtrado de modos.

Una ventaja principal del análisis modal es la posibilidad de filtrar aquellos modos que sean más sensibles al ruido. Sea  $|n\rangle$  la medida del vector columna ruido y sea  $|b\rangle$  el vector columna con los coeficientes de control asociados, y  $CM$  la matriz de control, entonces:

$$|b\rangle = CM|n\rangle. \quad (2.97)$$

Si se asume que el nivel ruido es el mismo en cada subapertura y que no está correlacionado de una apertura a otra, la matriz de co-varianza de  $b$  debido al ruido de medida es:

$$C_b = \sigma^2 CM \cdot CM^T, \quad (2.98)$$

donde  $\sigma^2$  es la varianza del ruido de medida.

La relación entre la varianza del ruido propagado en los modos de control (elementos diagonales de  $C_b$ ) sobre la varianza del ruido de medida  $\sigma^2$ , se denomina la llamada coeficientes de propagación de ruido. De la expresión 2.98 se obtiene que estos coeficientes de propagación de ruido son iguales a la suma de los cuadrados de los coeficientes de la fila correspondientes en la matriz de control  $CM$  (que resulta de multiplicar  $CM \cdot CM^T$ )

Se puede demostrar (Roddier 1999) que los coeficientes de propagación del ruido en un modo de control son proporcionales al inverso del correspondiente autovalor; cuanto más bajo es el autovalor asociado, más sensible es el modo asociado al ruido. Un modo muy eficiente de análisis modal consiste en filtrar aquellos modos que presenten autovalores muy pequeños. El criterio de selección es puramente empírico y será discutido en la sección 4.4.2.3.



## Capítulo 3. Descripción general de la implementación de los sistemas de óptica adaptativa.

### 3.1. Introducción.

#### 3.1.1 La óptica adaptativa.

Tal y como indicamos en secciones anteriores, la óptica adaptativa es una técnica que permite mejorar la calidad de un sistema óptico, reduciendo en tiempo real, las perturbaciones introducidas por la atmósfera sobre el frente de onda. Este tipo de sistemas estiman muy rápidamente la deformación del frente de onda y lo corrigen mediante el uso de un elemento óptico normalmente un espejo deformable. Aunque la teoría sobre la que se sustenta esta técnica existe desde los años 60, solo los avances en computación permitieron aplicarla a partir de los años 90 fuera de las aplicaciones militares. Casi todos los sistemas de óptica adaptativa funcionan de un modo parecido, al estar todos basados en la teoría expuesta en el capítulo anterior. Dicho modo de funcionamiento puede esquematizarse según el diseño que aparece en la Figura 3.1.

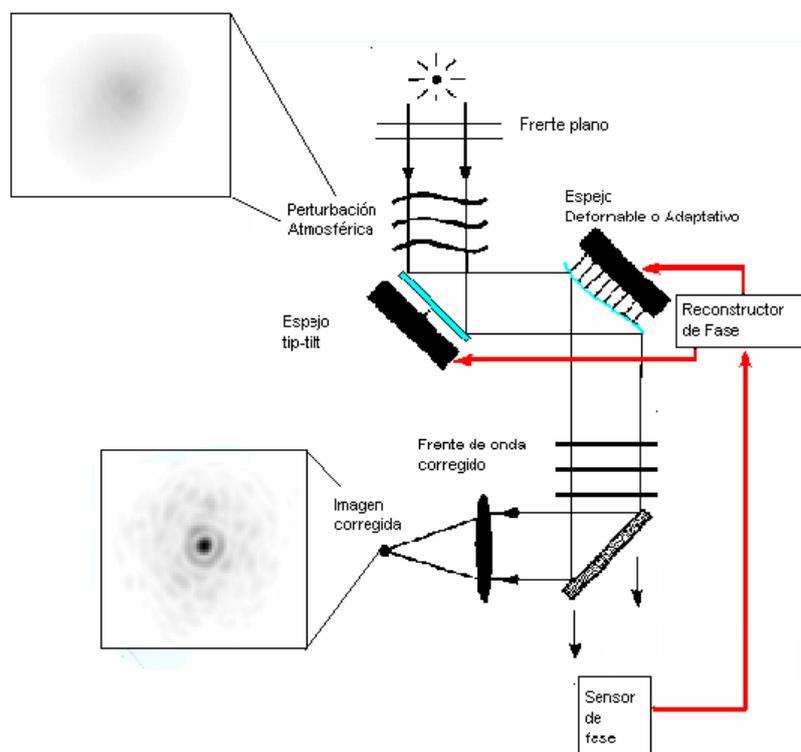


Figura 3.1: Esquema de actuación de un sistema de óptica adaptativa.

Los elementos principales que forman el hardware de estos sistemas son tres:

1. Espejo de Tip Tilt. Espejo plano cuya inclinación en dos ejes (conocidos en el argot de la óptica adaptativa como Tip o Tilt) puede ser controlada por medio de algún mecanismo activo como actuadores piezo-eléctricos o bobinas electromagnéticas. El propósito es la corrección de la inclinación media del frente de onda, la cual se traduce en un desplazamiento en dos ejes sobre el detector. Esta es la corrección más simple del frente de onda. (Christou, J. C. 1991), y tal y como vimos en la sección 2.2.8 mejora la varianza del frente de onda en un factor 10.
2. Espejo deformable. Son espejos cuya superficie puede ser modelada por medio de algún mecanismo activo (actuadores piezo-eléctricos, electrodos electrostáticos etc). El propósito es corregir las aberraciones de orden superior que afectan al frente de onda. En teoría, un espejo deformable es capaz de corregir también el Tip-Tilt, pero es conveniente hacer dicha corrección con anterioridad con un primer espejo de modo que el espejo deformable no alcance sus posiciones límite intentando corregir estas dos aberraciones, que por otro lado son las de mayor amplitud con el consiguiente riesgo mecánico que ello supondría.
3. Sensor de frente de onda. Es normalmente una cámara de lectura rápida acoplada a una óptica especial, que mediante un algoritmo de reconstrucción de fase, es capaz de estimar la forma que tiene el frente de onda en todo momento, proveyendo al espejo de Tip-Tilt y al espejo deformable de la información necesaria para compensarlo.

Tal y como se ha mencionado en la sección 2.4.4, todo el proceso de control funciona en un bucle de lazo cerrado, de modo que si se puede leer suficientemente rápido el sensor de frente de onda, la corrección del frente de onda se realiza incluso varias veces antes que éste vuelva a cambiar (Hippler et al. 2004). Para los sistemas de óptica adaptativa que están en uso hoy en día este proceso de control consiste en el mencionado algoritmo de reconstrucción del frente de onda seguida por una ley de servo-control, la cual convierte esta estimación temporal de fase en señales que sean entendibles por el espejo deformable. En el Capítulo 4 se describe el algoritmo de control desarrollado para SAOLIM.

Se han realizado múltiples estudios para evaluar y optimizar estos algoritmos de control (Greenwood 1976; Boyer et al. 1992; Gendron 1994; Ellerbroek et al. 1994), pero los resultados obtenidos dependen mucho de los parámetros de la atmósfera los cuales están constantemente cambiando muchas veces por segundo, por lo que las variables que definen el algoritmo de control no puede ser siempre las mismas, tal y como se verá más adelante.

### **3.2 Descripción genérica de un sistema de óptica adaptativa.**

Los elementos diferenciales característicos de todo sistema de óptica adaptativa son el tipo de espejo deformable y el sensor de frente de onda. A continuación detallamos las características fundamentales de los tipos existentes de dichos elementos.

### 3.2.1 Espejos deformables.

- **Bimórficos.**

Un espejo bimórfico consiste en dos capas piezoeléctricas unidas que están polarizadas de manera opuesta. Entre las dos capas se deposita una matriz de electrodos y la parte posterior y anterior del espejo se conecta a tierra tal y como se muestra en la Figura 3.2. La superficie posterior está espejada.

Cuando se aplica un voltaje a un electrodo, una capa se contrae mientras que a la otra se expande, provocando una flexión local cuya amplitud depende del voltaje aplicado. Por este motivo este tipo de espejos también se denominan *espejos de curvatura*.

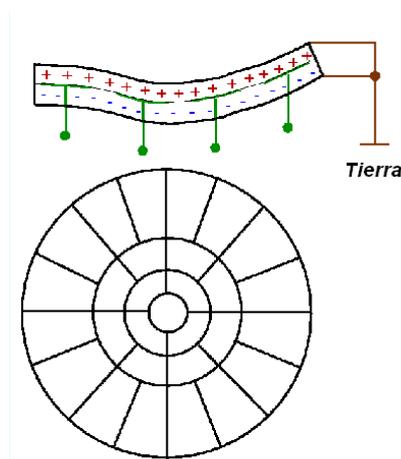


Figura 3.2: Espejo bimórfico

La geometría del patrón de electrodos en este tipo de espejos deformables es radial y circular, para ajustarse mejor a la geometría de la pupila de un telescopio (Figura 3.2).

La forma de la superficie del espejo como función del voltaje aplicado es la solución de la ecuación de Poisson (Fernandez et al. 2003) la cual describe la deformación de una lámina delgada cuando se le aplica una fuerza. Para poder resolver dicha ecuación es necesario establecer unas condiciones de contorno. De hecho, este tipo de espejos, suelen fabricarse de mayor tamaño que la pupila sobre la que se vaya actuar, de manera, que los actuadores del borde se usan para definir dichas condiciones de contorno.

La ecuación de estado de un espejo bimórfico tiene la forma (Kokorowski 1979, Roddier 1988):

$$\nabla^2(\nabla^2 W + AV) = 0 \quad (3.1)$$

Donde  $\nabla^2$  denota el operador laplaciano bidimensional,  $W(x,y)$  es la deformación de la superficie del espejo,  $V(x,y)$  es la distribución de voltajes y  $A$  una constante.

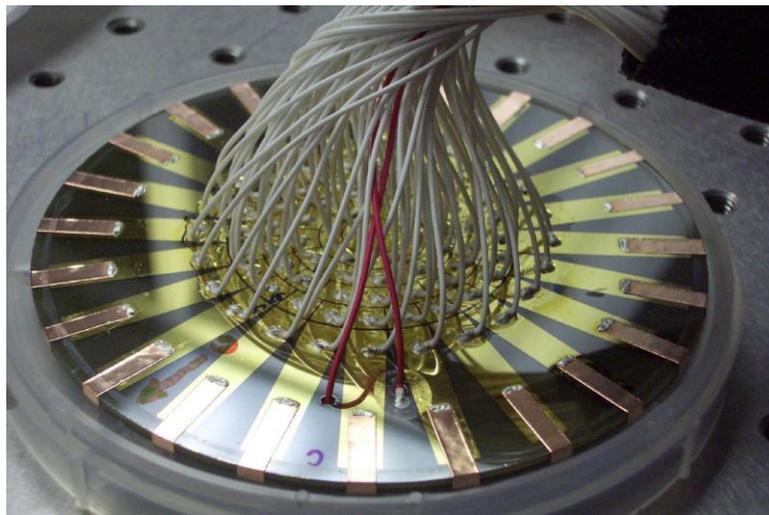
En el espacio de Fourier, la expresión del espectro espacial de desplazamientos  $\tilde{W}(f)$  está relacionado con la distribución de voltajes  $\tilde{V}(f)$ , (Kokorowski 1979):

$$\tilde{W}(f) = \tilde{V}(f) \left[ \frac{A}{f^2} - b \right]. \quad (3.2)$$

Donde  $b$  es una constante que depende del material utilizado para hacer el espejo y  $f$  es la frecuencia.

Según el modelo de turbulencia de Kolmogorov, la amplitud es mayor para frecuencias bajas según la fórmula  $|\tilde{f}|^{-11/6}$  (Roddiier y Roddiier 1992) según se vio en el capítulo anterior, que es aproximadamente una potencia de la frecuencia a la -2, lo que significa que para este tipo de espejos el conjunto de voltajes que necesitamos aplicar para corregir la turbulencia es prácticamente independiente de la frecuencia con la que se trabaje.

Actualmente este tipo de espejo deformable se está utilizando en sistemas de óptica adaptativa en el CFHT, Subaru, Gemini-North y VLT (Figura 3.3).



**Figura 3.3:** Vista trasera de espejo deformable bimórfico en el CFHT

Las características comunes de este tipo de dispositivos se pueden resumir en la Tabla 3.1:

<b>Tabla 3.1: Parámetros típicos de un espejo bimórfico.</b>	
Número de actuadores	13-85
Tamaño del espejo	30-200 mm
Geometría de los actuadores	Radial
Voltaje	Cientos de voltios
Frecuencia de resonancia	600Hz
Coste	Moderado

• **Espejos Piezo-eléctricos.**

Este tipo de espejos están constituidos por una fina capa espejada unidos a una matriz de actuadores piezoeléctricos tal y como se muestra en la Figura 3.4:

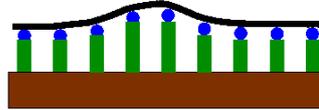


Figura 3.4: Esquema de un espejo piezo eléctrico

El control de este tipo de espejos se basa en el conocimiento de las funciones de influencia las cuales se definen como la forma que adopta la superficie del espejo cuando se aplica un voltaje a uno de los actuadores. Dicha superficie se ajusta a una gaussiana existiendo un *cross-talk* entre funciones de influencia  $r_i$  de aproximadamente un 15% (típicamente). El conjunto de funciones de influencia actúa como una base vectorial. La forma del espejo  $r(x,y)$  en un momento dado puede resolverse como combinación lineal de estas funciones de influencia:

$$r(x, y) = \sum_i V_i r_i(x, y) \quad . \quad (3.3)$$

Vista trasera 349 actuadores Vista delantera 146mm dia.

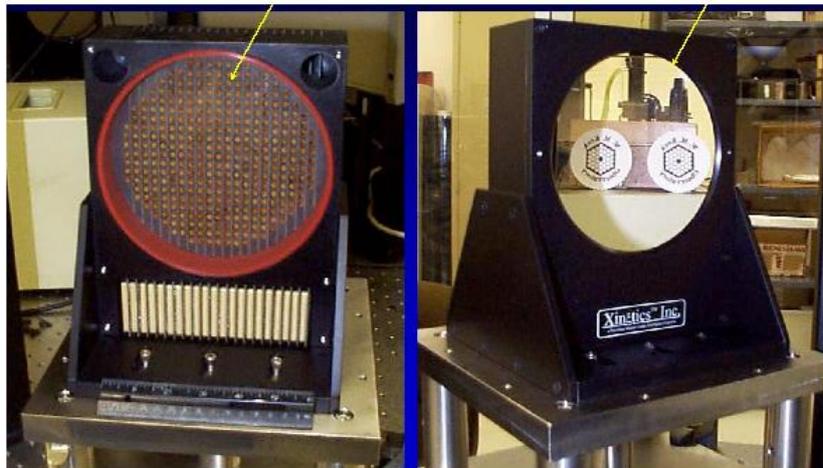


Figura 3.5: Espejo deformable segmentado del Keck I.

Actualmente este tipo de espejos se están usando en los sistemas de óptica adaptativa de Gemini, Keck (Figura 3.5) y Calar Alto (ALFA). Un resumen de los parámetros típicos de un espejo de este tipo se muestra en la Tabla 3.2.

<b>Tabla 3.2: Parámetros típicos de un espejo piezoeléctrico segmentado.</b>	
Número de actuadores	100-1500
Tamaño del espejo	70-200 mm
Geometría de los actuadores	Rectangular o hexagonal
Voltaje	Cientos de voltios
Frecuencia de resonancia	Varios kilohercios
Coste	Muy alto

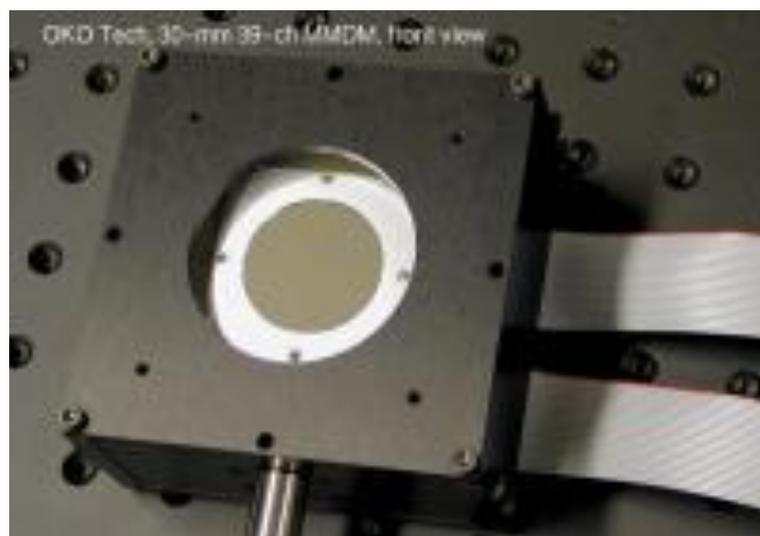
- **Membrana.**

Es un espejo deformable de nueva generación, uno de los cuales se ha utilizado en el presente desarrollo, motivo por el cual su funcionamiento se explica con mayor detalle que los anteriores. Además no se ha aplicado aún en un sistema completo en Astronomía. En concreto se trata de un modelo comercial de OKO Technologies cuyas características físicas pueden verse en la Tabla 3.3. Este tipo de espejos posee una histéresis prácticamente nula en el sentido de que son capaces de adoptar siempre la misma forma al aplicarles un valor constante de voltajes a los actuadores. La frecuencia con la que el espejo puede variar de forma es de hasta 1Khz. Debido a esta frecuencia de trabajo y a la densidad de actuadores este tipo de espejos está especialmente indicado para la corrección de aberraciones producidas por la turbulencia atmosférica. Sin embargo, su mayor desventaja es la fragilidad y posibilidad de rotura.

**Tabla 3.3:** Características físicas del espejo deformable utilizado en este trabajo.

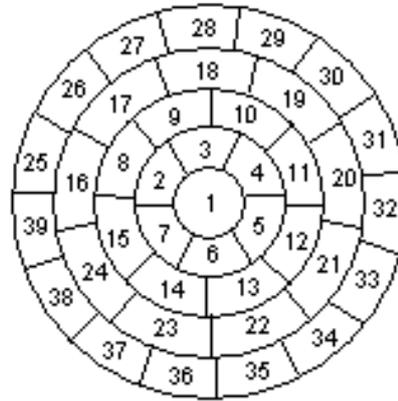
Diseño del espejo	Circular
Número de actuadores	39
Diámetro	30mm
Diámetro útil	20mm
Máxima deflexión la membrana	8 $\mu$ m
Rango de voltajes de los actuadores	0-250V
Frecuencia de trabajo	1Khz
Voltaje de referencia	180V
Coste	bajo

Básicamente, el dispositivo consiste en una delgada membrana de nitrato de silicio ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) la cual está espejada con una deposición de aluminio. Justo debajo de esta membrana se encuentran uniformemente distribuidos 39 electrodos conectados a un plano de tierra. Dichos electrodos se denominan actuadores. Debido a que la capa reflectante es también conductora, cuando un voltaje es aplicado a un actuador, éste atrae a la membrana, aprovechando la fuerza electrostática producida entre ambos, para modular de esta manera, la forma de la misma (Vdovin 1997). La Figura 3.6 muestra el aspecto de modelo utilizado en el presente trabajo.



**Figura 3.6:** Aspecto real del espejo deformable utilizado en este trabajo.

La distribución de actuadores, para este espejo, es en forma de anillo tal y como se muestra en la Figura 3.7. La señal digital (0-5V) proporcionada por un ordenador es convertida a señal analógica, necesaria para el movimiento de los actuadores, por medio de un conjunto de tarjetas digital-analógicas proporcionadas por el fabricante. Esta señal es posteriormente amplificada por medio de tarjetas de alta tensión (0-250V), para alcanzar el rango de operación de voltajes del dispositivo.



**Figura 3.7:** Distribución de actuadores en el espejo.

La fuerza que cada actuador ejerce sobre la membrana viene descrita por la siguiente expresión:

$$F_i = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot V_i^2 \cdot S_i}{d_i^2}, \quad (3.4)$$

donde  $\varepsilon$  es la constante dieléctrica del medio existente entre los actuadores y la membrana, en este caso aire,  $\varepsilon_0$  es la constante dieléctrica del vacío,  $V_i$  es el voltaje aplicado a cada actuador concreto,  $S_i$  es la superficie ocupada por cada actuador, y  $d_i$  es la distancia que existe entre un actuador dado y la membrana (Figura 3.8). Según Wangsness y Wangsness (1993), esta fuerza siempre tiene carácter atractivo entre los electrodos y la superficie, por lo que para poder controlar la forma de la membrana, es necesario introducir un voltaje de referencia a todos los electrodos, de manera que se produzca una deformación cercana a la mitad del rango total. Si se aplica un voltaje superior al voltaje de referencia se conseguirá un acercamiento de la membrana al electrodo y viceversa. Este voltaje de referencia viene dado por Vdovin (1995):

$$V_{bias} = \frac{V_{max}}{\sqrt{2}} = 180 \text{ Volts} . \quad (3.5)$$

La forma que adopta el espejo cuando se aplica este voltaje de referencia a todos los actuadores es una superficie curva y por tanto cualquier deformación debe ser considerada relativa a este estado. Se puede definir un parámetro  $f$  que evalúa la fuerza electrostática que ejerce cada actuador cuando se aplica un determinado voltaje  $V$  y siendo  $V_{bias}$  el voltaje de referencia (Tokovinin et al. 2004):

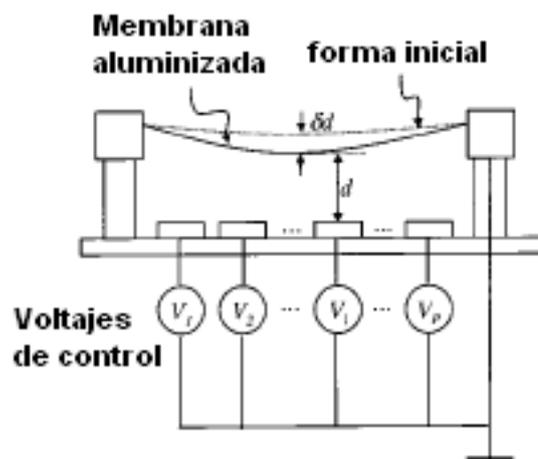
$$f = \frac{(V^2 - V_{bias}^2)}{V_{bias}^2} . \quad (3.6)$$

El parámetro  $f$  varía desde  $-1$ , cuando no se aplica ningún voltaje a los actuadores o lo que es lo mismo cuando la membrana está plana, hasta  $+1$  cuando se aplica un voltaje máximo produciendo la máxima curvatura.

Debido a que la membrana está fijada a los bordes del dispositivo, la deformación de la misma está bien modelada por la ecuación de Poisson con condiciones de contorno fijas. Una versión discreta de esta ecuación viene dada por Tokovinin et al. (2004):

$$4z_{i,j} - (z_{i-1,j} + z_{i+1,j} + z_{i,j-1} + z_{i,j+1}) = Sf_{i,j} . \quad (3.7)$$

Donde  $z_{i,j}$  es la deformación de la membrana en el punto  $i,j$  y  $f_{i,j}$  es la fuerza normalizada actuando en ese punto. El coeficiente de respuesta  $S$  escala el factor adimensional  $f$  para obtener las deformaciones  $z$  en unidades físicas.



**Figura 3.8.** Esquema de la membrana y los actuadores en el espejo deformable.

Hay tener en cuenta las siguientes consideraciones que afectan al buen funcionamiento del dispositivo:

- Como puede observarse en la Figura 3.8, el espejo está fijado por los bordes. Esto significa que la tensión por unidad de longitud no tiene por qué ser isotrópica en caso que haya una mala ensambladura de la membrana elástica, provocando deformaciones anómalas de la membrana al aplicar un cierto voltaje a los actuadores. De ser este el caso, el dispositivo ofrece la posibilidad de realinear la membrana de manera que la tensión a lo largo de todo el borde sea la misma, mediante 8 tornillos situados en la parte anterior.

- Una falta de homogeneidad en la membrana de nitrato de silicio o en el depósito de aluminio, durante el proceso de fabricación, puede hacer variar la elasticidad de la superficie. El fabricante asegura una concentración de menos de 20 partículas de polvo por milímetro cuadrado en la capa elástica mientras que es menos de 2 partículas de polvo por milímetro cuadrado en el depósito de aluminio. Esto asegura una buena isotropía en la tensión por unidad de longitud en la superficie (Vdovin 1998).
- La membrana no está en contacto físico con los actuadores. Ésta está inmersa en aire, de modo que el acoplamiento para altas frecuencias de funcionamiento podría presentar algún problema. Para permitir que la presión a ambos lados de la membrana sea la misma y de este modo evitar problemas asociados a la vibración por resonancia, cada actuador tiene un orificio en su centro que libera el exceso o defecto de presión producido por el acercamiento o alejamiento del actuador respecto a la membrana.
- Para poder generar cualquier superficie en el espejo deformable es necesario definir un área útil en la superficie elástica que tendrá un diámetro menor que el diámetro total del espejo. Esto se hace para que los efectos de tensión de borde no sean significativos. Según el fabricante el diámetro útil es de un 66.7% del diámetro total.

Al igual que el espejo deformable piezo-eléctrico segmentado, el control del espejo de membrana se basa en la determinación de las funciones de influencia, de modo que cualquier superficie puede ser obtenida como combinación lineal de estas funciones de influencia las cuales forman un conjunto vectorial ortonormal.

En el Capítulo 4 se hace un estudio exhaustivo del procedimiento a seguir para obtener las funciones de influencia y del algoritmo implementado para obtener cualquier superficie.

### **3.2.2 Sensores de frente de onda.**

Actualmente no existe ningún sensor que mida la fase del frente de onda directamente, es decir, los detectores actuales miden intensidades de luz, y deben usarse diferentes técnicas, para que, mediante métodos indirectos, se pueda reconstruir el frente de onda.

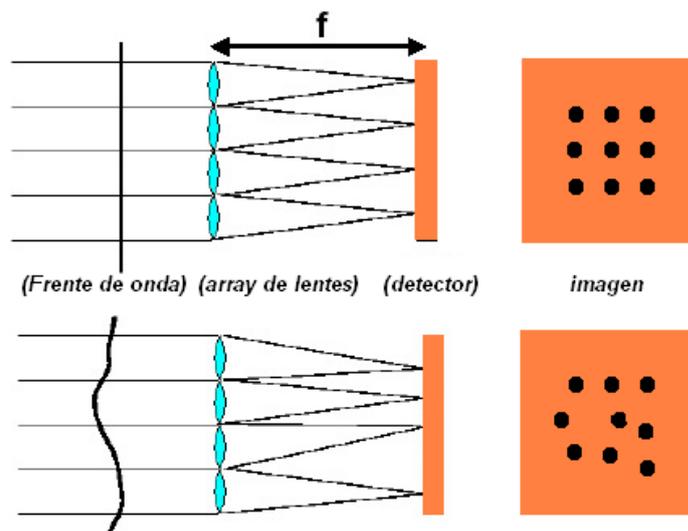
Los requerimientos básicos que debe cumplir cualquier sensor de frente de onda son los siguientes:

- Los detectores deben de ser lo suficiente rápidos como para poder muestrear las variaciones temporales de la atmósfera.
- Deben tener una resolución espacial suficiente como para poder analizar la amplitud de las aberraciones que están perturbando al frente de onda.
- Los sensores deben poder trabajar en condiciones de poca luminosidad, ya que normalmente las fuentes que se usan como referencia son estrellas débiles. Por

tal motivo, se deben utilizar detectores con una alta eficiencia cuántica y bajo ruido.

### 3.2.2.1 Sensor de frente de onda de Shack-Hartmann.

El sensor de frente de onda de Shack-Hartmann (SH) se basa en la teoría expuesta en la sección 2.3.4, según la cual el sensor consiste en dos elementos, una matriz de lentes y un detector. La matriz de lentes debe estar situada en el plano donde esté situada la pupila de salida del espejo. La pupila de salida es aquella apertura por la cual pasan todos los rayos con diferentes ángulos entrantes al espejo primario del telescopio. Por tanto, es este el lugar donde debe colocarse la matriz de lentes para así muestrear el frente de onda entrante que venga limitado por el tamaño del espejo primario del telescopio.



**Figura 3.9:** Esquema de funcionamiento del sensor de Shack-Hartmann

Para un frente de onda plano la matriz de lentes producirá en su plano focal, un patrón de puntos equiespaciados, dando lugar a una imagen de referencia (Figura 3.9). Esto hace necesaria una fuente ideal libre de aberraciones para así poder calibrar este tipo de sensores, determinando dicha forma de referencia.

Cuando el frente de onda no es plano se produce un patrón de puntos cuyos desplazamientos relativos a las posiciones de la imagen de referencia ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ), permiten estimar directamente los ángulos de llegada del frente de onda a cada microlente ( $\alpha_x$ ,  $\alpha_y$ ). Según la expresión derivada por Primot et al. (1990), los desplazamientos se relacionan con los ángulos de entrada siguiendo las expresiones 2.63 y 2.64.

La imagen formada por la matriz de lentes es registrada espacialmente mediante un detector CCD con las características requeridas en la sección 3.2.2.

Normalmente se utiliza un algoritmo de centro de masas para el cálculo de los centroides, debido a su simplicidad y velocidad de cálculo. Así se pueden medir las variaciones de los mismos ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ) en el plano del CCD según la expresión 2.65.

Otros métodos para la determinación del centroide como el ajuste por función de esparcimiento de punto (*psf*) presentan inconvenientes pues requieren un conocimiento previo de la forma de dicha *psf* (gaussiana, parabólica, etc.) de no ser así, introducen errores sistemáticos en la determinación del centroide. Existen algoritmos iterativos, pero son demasiado lentos para usarlos en un bucle cerrado, donde la velocidad de procesamiento es un factor determinante. Por todo ello, el algoritmo de centro de masas, resulta ser rápido y robusto para este propósito.

Este sensor es acromático, y por tanto puede hacerse un sensado del frente de onda en cualquier longitud de onda incluso para aquellas longitudes de onda que no sean las que se van a usar científicamente. Además funciona razonablemente bien con fuentes extensas, hay estudios donde así se demuestra con el caso del sol (por ejemplo Keller et al. 2003) donde se usó un diafragma de campo y técnicas de corrección de imagen para poder medir el desplazamiento de la misma.

Una descripción más detallada de este método se muestra en el Capítulo 4.

### 3.2.2.2 Sensor de curvatura.

Como el propio nombre indica, el sensor de curvatura mide la curvatura del frente de onda. El esquema de su funcionamiento se muestra en la Figura 3.10. (Roddier 1988)

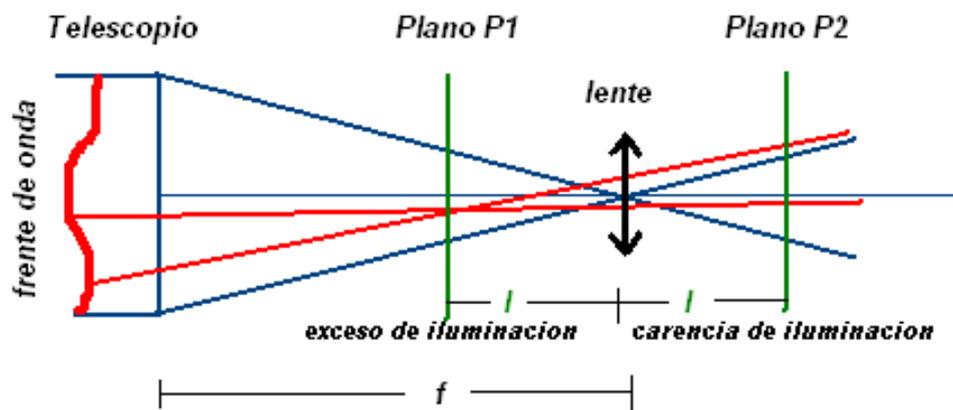


Figura 3.10: Esquema de un sensor de curvatura

El telescopio produce las imágenes a su plano focal  $f$ . El sensado de curvatura se basa en la inspección de la pupila en posiciones intra y extra focales, a una distancia fija  $l$ , desde el plano focal del telescopio. Para ello, la configuración propuesta por Roddier et al. (1991) consiste en situar un espejo deformable bimórfico en el foco del telescopio a modo de lente. De este modo la imagen intra focal y extra focal pueden ser formadas utilizando el mismo detector mediante las formas cóncava y convexa del espejo y una sincronización adecuada. La modulación en frecuencia corresponde al muestreo temporal del frente de onda y dependiendo de la amplitud que adopte el espejo de curvatura determinará la distancia  $l$ . Variaciones locales en el frente de onda entrante del telescopio van a producir excesos o carencias de iluminación en el plano P1 y P2 respectivamente. Por tanto, la diferencia entre la distribución de irradiancia de ambos

planos, es una media de la curvatura del frente de onda (Roddiier et al. 1987). La señal media es la diferencia normalizada la iluminaciones en el plano P1 y P2, que llamaremos  $I_1(r)$  e  $I_2(-r)$  respectivamente siendo  $r$  el vector posición, y que se puede relacionar con la fase del frente de onda  $\varphi$  (Roddiier et al. 1987) mediante la fórmula:

$$\frac{I_1(r) - I_2(-r)}{I_1(r) + I_2(-r)} = \frac{\lambda f (f - l)}{2\pi l} \left[ \frac{\partial \varphi}{\partial n} \left( \frac{fr}{l} \right) \delta_c - \nabla^2 \varphi \left( \frac{fr}{l} \right) \right]. \quad (3.8)$$

Donde  $\frac{\partial \varphi}{\partial n}$  es la primera derivada radial del frente de onda en el borde,  $\delta_c$  es la función de borde de la pupila. Esta ecuación hace una descripción general del sensado de frente de onda incoherente (Roddiier 1988). Se puede demostrar que incrementando la distancia  $l$  aumenta la resolución espacial en la medida del frente de onda pero se degrada la sensibilidad (Roddiier 1995). Tal y como se ha dicho anteriormente, la distancia  $l$  puede controlarse mediante la amplitud que adopte el espejo de curvatura de modo que una ventaja que presenta el sensor de curvatura respecto a otros sensores de frente de onda, es que puede cambiarse la sensibilidad del sensor sin más que modificar este parámetro. La ecuación anterior no depende de la longitud de onda y puede ser utilizada con fuentes extensas, ya que una vez registrada la imagen en un detector CCD, el método consiste en medir intensidades en diferentes posiciones del CCD, para lo cual resulta indiferente que se trate de un objeto puntual o extenso.

Los primeros sistemas de este tipo utilizaban fotodiodos de avalancha como detectores, aprovechando la alta eficiencia cuántica y bajo ruido de los existentes en dicha época (Mertz, 1990, Forbes 1991). Sin embargo, pronto fueron necesarias cámaras CCD para poder obtener suficiente resolución espacial al realizar el sensado (Roddiier y Roddiier 1992).

### 3.2.2.3 Sensor de pirámide.

El sensor de frente de onda de Pirámide fue desarrollado por R. Ragazzoni (Ragazzoni et al. 1996). Como el método del SH, provee una relación lineal entre las medidas de señal y pendientes del frente de onda. El plano focal del telescopio se centra en el vértice de un prisma piramidal. Las cuatro caras de este prisma desvían la luz en direcciones ligeramente diferentes y por tanto la posición de la pupila de salida del telescopio aparecerá desplazada ligeramente en cuatro direcciones (Figura 3.11).

Un rayo que incida en el prisma en una cara en su extremo aparecerá en solo una imagen de pupila tal y como se muestra en la Figura 3.12. La distribución de intensidad en las cuatro imágenes de pupila proporciona una medida del signo de la pendiente de los rayos. Si el prisma oscila o equivalentemente un espejo Tip-Tilt en el plano pupila mueve el haz sobre el prisma, el rayo caerá en cualquiera de las pupilas dependiendo del módulo de la pendiente del rayo. Por tanto, la distribución de intensidad integrada sobre un par de oscilaciones mide las pendientes del frente de onda en la pupila. La relación entre las señales que mide el sensor y las pendientes viene dada por (Riccardi et al. 1998):

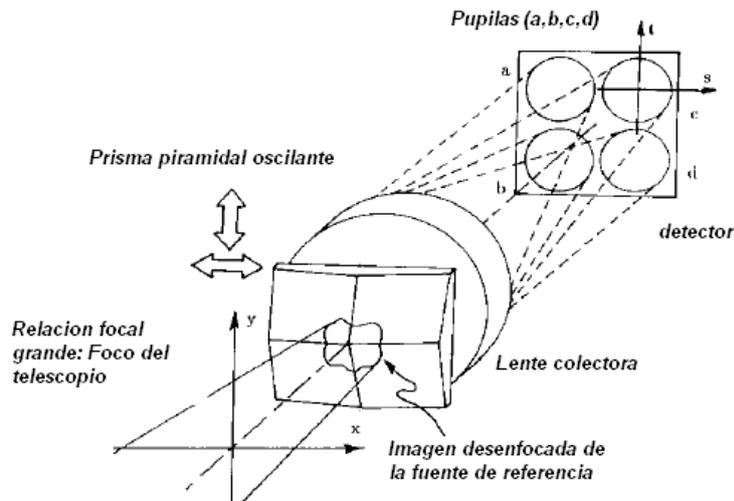


Figura 3.11: Principio del sensor de pirámide. Un prisma piramidal crea una imagen múltiple.

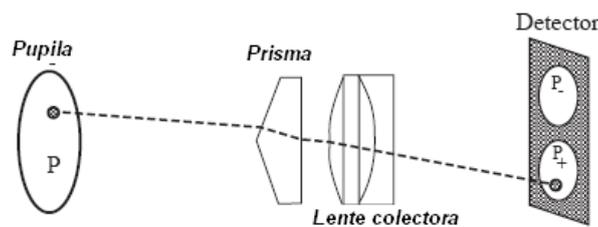


Figura 3.12: Principio del sensor de pirámide

$$\frac{\partial \phi}{\partial y}(x, y) = A \frac{I_+(x, y) - I_-(x, y)}{I_+(x, y) + I_-(x, y)}, \quad (3.9)$$

donde  $A$  es la amplitud de la oscilación y es la que controla la ganancia del sensor. Este método de sensado es acromático y funciona con objetos extensos. Durante el proceso de bucle cerrado (proceso durante el cual el sensor de frente de onda envía las señales necesarias al espejo deformable para corregir el frente de onda iterativamente en un proceso cerrado) la propagación del error es muy superior a otros sensores de frente de onda (Ragazzoni et al. 1999) al menos para sistemas con muchos órdenes.

### 3.2.2.4 Comparación del sensor Shack-Hartmann y sensor de curvatura.

Las fuentes de error en los sensores de frente de onda son fundamentalmente de dos tipos:

- Espacial: El término principal es el conocido como error de ajuste (Capítulo 2) y en menor escala el conocido como *efecto de solapamiento* o *aliasing*. En todos los métodos de sensado de frente de onda descritos, el muestreo se hace a través de una malla finita, y por tanto, tiene lugar un solapamiento por el teorema del muestreo de Nyquist-Shanon. Se asume que el espectro de potencias de la fase en la turbulencia varía con  $f^{-11/3}$ , (Roddier y Roddier 1992) que es donde encontramos la primera diferencia entre los dos sensores, ya que el de SH presenta una relativa buena correlación (varía con  $f^{-5/3}$ ) mientras que el sensor de curvatura varía con  $f^{1/3}$ . Esto se traduce en que el sensor de SH es más sensible para frecuencias bajas y además la ley de potencias también presenta un bajo solapamiento. El sensor de curvatura presenta igual sensibilidad para todas las frecuencias espaciales y un alto solapamiento según Conan (1995)
- Temporal: Siempre hay retrasos temporales desde que el frente de onda incide hasta que se produce la reconstrucción mediante el elemento corrector. Una vez más, para el caso del SH (Hogge y Butts 1976) el espectro de potencias de fase depende con  $f^{-2/3}$  por lo que las medidas presentan una gran correlación temporal y bajo solapamiento. Para el caso del sensor de curvatura, el espectro de potencias no varía, ya que depende con  $f^0$  y para altas frecuencias como  $f^{-5/3}$ , según Conan (1995), por lo que el tiempo de correlación es mucho menor pero el solapamiento es mucho mayor.

En resumen, el sensor de SH se adapta muy bien a la medida de frecuencias espaciales bajas con una gran correlación y efectos de solapamiento pequeños, mientras que el sensor de curvatura es menos redundante (baja correlación) pero presenta efectos de *aliasing* mayores. Todo esto se traduce en que el método de Shack Hartmann puede usar más grados de libertad que el método de sensado de curvatura.

El método de curvatura utiliza fotodiodos los cuales presentan una gran ventaja sobre los CCD's ya que no presentan apenas ruido y por tanto pueden usar fuentes de referencia mas débiles que con el sensor de Shack-Hartmann. Además presentan una alta velocidad de lectura por lo que la frecuencia con la que transcurra el bucle será más alta que aquellos sistemas basados en CCD<sup>1</sup>. Sin embargo, la complejidad del hardware aumenta drásticamente cuando se pretende implementar numerosos fotodiodos.

Existe una buena correlación entre el comportamiento del sensor de curvatura con el espejo deformable bimórfico ya que ambos resuelven la ecuación de Laplace, por lo que resulta muy sencillo implementar sistemas de óptica adaptativa basados en espejos bimórficos y sensores de curvatura.

En un estudio comparativo del sensor de curvatura y el Shack-Hartmann, basado en resultados experimentales, (Rigaut et al. 1997) muestra que ambos sensores funcionan igual de bien para cualquier nivel de luz.

---

<sup>1</sup> Esta situación está cambiando en la actualidad con la aparición de detectores EMCCD los cuales presentan niveles de ruido casi despreciables y altas velocidad de lectura.

### 3.3 ALFA, un ejemplo de sistema de óptica adaptativa actual.

ALFA<sup>2</sup> es un sistema de óptica adaptativa que fue desarrollado por el *Max-Planck Institute für Astronomie de Heidelberg* (MPIA) y el *Max-Planck for Extraterrestrial Physics* (MPE) de Garching, y ha sido operado regularmente en el telescopio de 3.5 m del observatorio de Calar Alto. A continuación se describe brevemente como fue construido dicho instrumento al haber sido el instrumento que inspiró el presente estudio, y como ejemplo de la complejidad que supone la construcción de uno de estos sistemas.

El peso total del instrumento es de 2.3 toneladas y sus dimensiones son 3x2x0.6m estando al límite de las posibilidades físicas que el telescopio de 3.5m del observatorio de Calar alto puede soportar. La cámara científica *Omega Cass*, cámara infrarroja y espectrógrafo de rendija larga, utilizada como detector científico de este instrumento, añade otros 300 kilos y 1 metro de altura al instrumento (Figura 3.13).



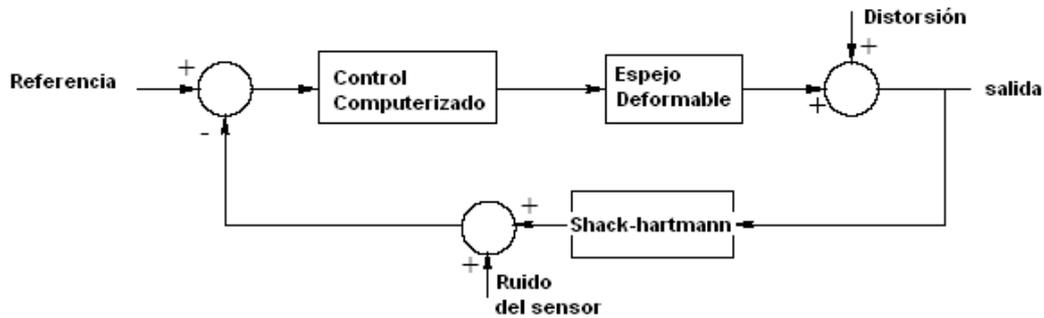
**Figura 3.13:** El sistema de óptica adaptativa ALFA+Omega Cass, situado en el foco Cassegrain del telescopio 3.5m del observatorio de Calar Alto.

ALFA posee un espejo deformable con 97 actuadores piezoeléctricos, tres matrices de microlentes intercambiables y una CCD de lectura rápida y bajo ruido conforman el sensor de frente de onda tipo Shack-Hartmann. Un control computerizado suficientemente rápido garantiza que se puedan corregir 30 modos a una frecuencia de lectura de 300Hz.

Tal y como ocurre en otros sistemas de óptica adaptativa, ALFA utiliza un proceso de retroalimentación o bucle de lazo cerrado esquematizado en la Figura 3.14 para corregir las deformaciones del frente de onda distorsionado por la atmósfera. En dicha figura se

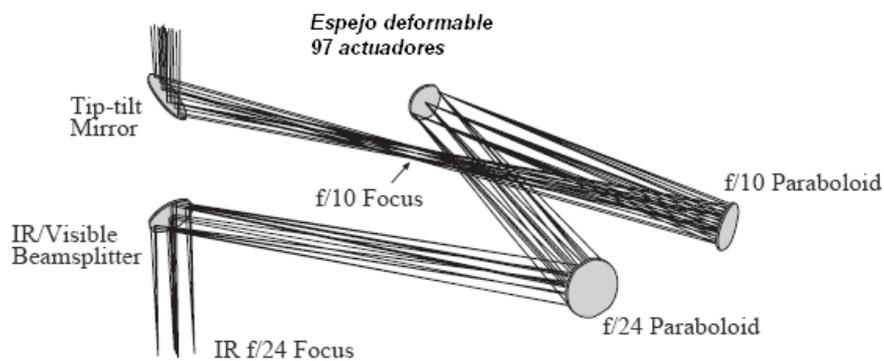
<sup>2</sup> Adaptive optics system with Laser For Astronomy

muestra el principio del sistema. En este proceso, el sensor de frente de onda mide la forma del frente de onda aberrado, con esta información un control mediante procesadores digitales de señal (DSPs) actúa sobre el espejo deformable y se vuelve a repetir el proceso sucesivamente.



*Figura 3.14:* Principio de un sistema de óptica adaptativa en lazo cerrado.

Los elementos principales del diseño óptico son dos parábolas fuera de eje. La primera forma la pupila del espejo primario del telescopio en el espejo deformable ( $f/10$ ), y la segunda, forma la imagen en la cámara infrarroja Omega Cass ( $f/24$ ), después de dividirse el haz en un dicroico IR/Visible, tal que se consigue una escala de imagen apropiada para poder muestrear el límite de difracción del telescopio 3.5m. En la Figura 3.15 se muestra el camino óptico de ALFA desde la entrada de la luz del telescopio (al espejo Tip-Tilt) hasta la cámara científica y en la Figura 3.16 se muestra el diseño óptico del sensor de Shack-Hartmann.

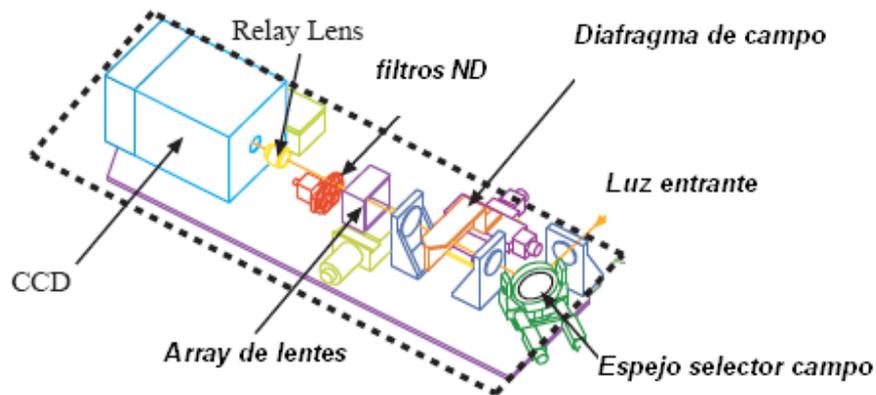


*Figura 3.15:* Primera parte del diseño óptico de ALFA.

Una fibra monomodo a  $f/10$  de  $3.6\mu\text{m}$  de diámetro se encuentra en la posición de foco del telescopio para simular una fuente perfecta que permita calibrar el sensor de frente de onda.

El mencionado divisor de haz envía el rango infrarrojo del espectro a la cámara científica (Omega Cass), y la parte del espectro visible del haz es enviada al sensor de frente de onda.

El sensor Shack-Hartmann subdivide la pupila del telescopio en sub-pupilas mediante una matriz de lentes situadas justo antes del detector CCD. Las diferencias entre las posiciones de dichas sub-imágenes procedentes de un frente de onda distorsionado respecto a las procedentes de uno plano, determinan las pendientes locales del mismo. Un algoritmo implementado en una aplicación informática estima la forma del frente de onda residual a partir de estas pendientes y deriva un conjunto de voltajes adecuados, los cuales son enviados a los actuadores piezo eléctricos del espejo deformable.



**Figura 3.16:** Segunda parte del diseño óptico de ALFA referente al sensor Shack-Hartmann

El hardware consiste en un bus VME basado en computadoras de tiempo real (RTC) operadas por VxWorks (VME sistema A). Todas las operaciones matriciales, tales como la determinación de las posiciones de los puntos del Shack-Hartmann, reconstrucción de coeficientes modales, están implementados en un total de 20 DSP's (*Digital Signal Processors*) TMS320 de Texas Instruments. Dos de estos DSP's se encargan de capturar la imagen de la CCD que actúa como sensor de frente de onda. Otro se encarga de compensar la corriente de oscuridad del mismo. Cuatro DSP's son encargados de realizar el cálculo de los centroides del Shack-Hartmann. Los trece restantes se encargan de la reconstrucción modal del frente de onda. Esta arquitectura fue diseñada de este modo debido a las limitaciones tecnológicas de la época de los 90 siendo la única opción que permitía suficiente potencia de cálculo en la escala de tiempo requerida.

El sistema VME/VxWorks está conectado a una estación de trabajo que es la que ejecuta la interfaz gráfica via Ethernet. Bases de datos tipo EPICS (del inglés *Experimental Physics and Industrial Control System*), mantienen los parámetros del estado global del sistema y sirven como enlace lógico entre la interfaz gráfica y el RTC (Hippler et al. 1998).

El Tip-Tilt atmosférico, entendido como los dos modos más bajos de los polinomios de Zernike, es compensado por un dispositivo externo al espejo deformable. Esto es así porque el espejo deformable utilizado en este instrumento no es capaz de variar la forma en una amplitud suficiente como para compensar estas aberraciones. Básicamente este espejo de Tip-Tilt es un dispositivo movido por cuatro actuadores repartidos en dos ejes, y compensa la inclinación media del frente de onda. Una segunda VME, conectada también vía ethernet a la estación de trabajo, se encarga de controlar este dispositivo.

Dos electrónicas externas (1.2x1.0x0.5m) compuestas básicamente por IMS (*Intelligent Motion System inc.*) controlan los 22 motores paso a paso los cuales facilitan el alineado interno de los elementos ópticos de ALFA.

Puede encontrarse una descripción más detallada del sistema en Hippler et al (2000), Kasper et al. (2000a), Kasper et al. (2000b), Glindemann et al. (1997).

Toda la complejidad aquí expuesta, se traduce en un presupuesto de 20 millones de euros, un alto desarrollo tecnológico, y 3 años de trabajo con 15 personas involucradas, siendo éste el estándar hasta la fecha en este tipo de proyectos, lo cual explica el escaso número de estos sistemas existentes en el mundo, más aún para telescopios de pequeña apertura y similar presupuesto.

La experiencia adquirida como soporte en el Observatorio de Calar Alto de este instrumento ha sido fundamental para el desarrollo que se presenta en este estudio, el cual tiene muchas similitudes en muchos aspectos, así como mejoras aprendidas como parte de la experiencia acumulada con ALFA.

## Capítulo 4. Diseño e implementación de SAOLIM.

En este capítulo se va a proceder a una descripción detallada del instrumento desde su fase de diseño hasta la comprobación de su funcionamiento en el laboratorio. El diseño óptico del instrumento, desarrollo del software (del cual se hablará en el Apéndice I) y desarrollo mecánico y electrónico (del cual se hablará en el Apéndice II) forman parte del trabajo presentado aquí, siendo desarrollos integrales del mismo.

### 4.1 Especificaciones del instrumento.

El instrumento nació como un prototipo que pudiera probar la capacidad de corrección de un espejo de membrana aplicado al telescopios de la clase 1-2m. El telescopio de 1.5m del Observatorio de Sierra Nevada (IAA-CSIC) era inicialmente el candidato ideal debido a que el número de actuadores era el adecuado para dicho telescopio. Sin embargo, debido al tratado hispano-alemán firmado en el año 2003 sobre el observatorio de Calar Alto, la facilidad del acceso a dichas instalaciones favoreció que las pruebas del prototipo se realizaran en el telescopio de 2.2m de dicho observatorio.

Antes de abordar el proyecto se definieron una serie de especificaciones que debía de cumplir el prototipo del instrumento, la cuales se enumeran en la Tabla 4.1, en función de las necesidades del telescopio para el que se planteó.

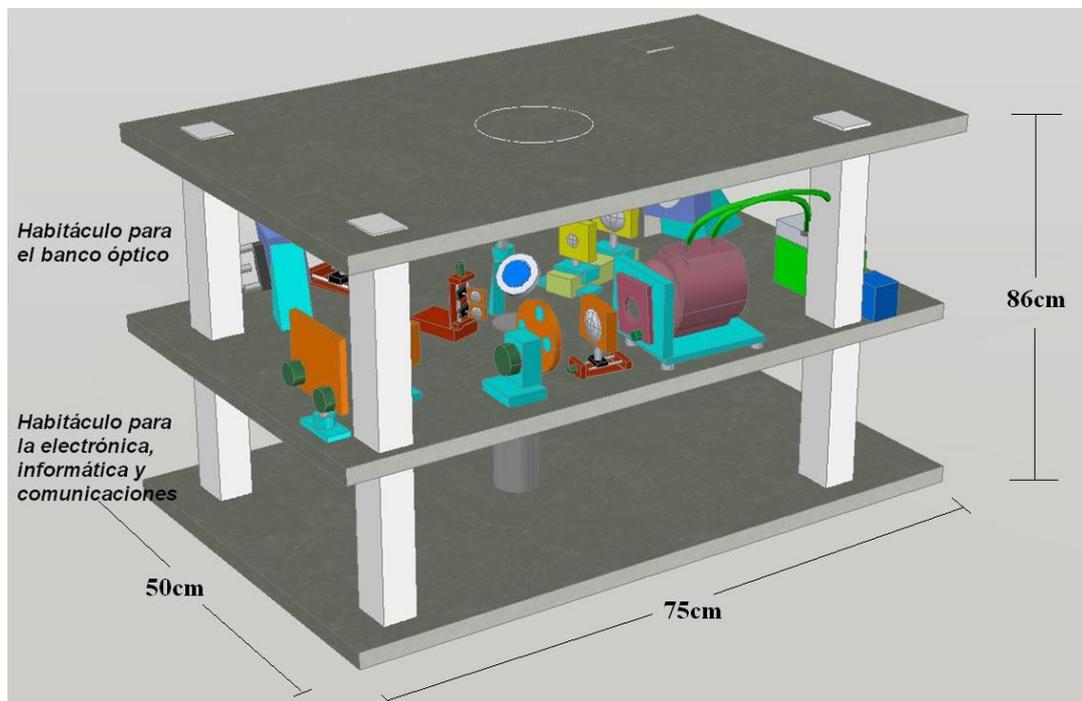
**Tabla 4.1** Características del telescopio 2.2 m de Calar Alto.

Apertura (mm)	2200
Distancia focal (mm)	17611
Relación focal	8.005
Obstrucción central (mm)	887
Rango de enfoque (mm)	240
Escala de imagen ("/mm)	11.7
Radio de curvatura (mm)	-2228
Límite de difracción banda J	0.10"

- **Especificaciones iniciales para el diseño óptico:** El primer requisito que se debe imponer al diseño óptico es que el haz proveniente del telescopio llegue colimado al espejo deformable. Como puede verse en la Tabla 4.1, el telescopio donde se va a instalar el sistema (en principio), tiene una relación focal  $f/8$ , por tanto el sistema óptico debe empezar con un colimador a  $f/8$ . Todos los elementos ópticos van a ubicarse en un tablero óptico de 75x50cm. El único motivo por el que se decidió estas dimensiones fue para que resultase un sistema compacto y por el tamaño de las mesas ópticas comerciales disponibles en ese momento. El análisis del diseño óptico se ha realizado con un software específico denominado *Zemax*. Esta herramienta comercial permite caracterizar la calidad óptica de un diseño utilizando lentes y distancias reales, de modo que el resultado del análisis será muy similar al resultado real.

El programa *Zemax* es una de las herramientas más avanzadas para diseño óptico. Integra todas las características requeridas para conceptualizar, diseñar, optimizar, analizar y realizar estudios de tolerancias en un sistema de este tipo. Permite modelar virtualmente cualquier sistema óptico. *Zemax* es operado bajo el sistema operativo Windows. Incluye salidas gráficas de diagnóstico tales como Diferencia de camino óptico (*OPD, Optical Path Difference*), traza de rayos (*Ray Fan*), listado de aberraciones (*Aberration Fan*), función de distribución de punto (*Point Spread Function*), etcétera. El modo como *Zemax* modela una lente es a través de los parámetros que definen cada una de sus superficies así como la separación que hay entre ellas.

- **Especificaciones iniciales para el diseño de la electrónica:** Siguiendo la misma filosofía del apartado anterior de instrumento compacto, la electrónica debe estar integrada en el mismo de modo que no sea necesario cablearlo cada vez que se vaya a instalar en el telescopio (ver Figura 4.1). El instrumento debe tener una conexión de red e inalámbrica para conectarlo vía ethernet. De este modo se evitan numerosos problemas asociados al cableado del instrumento. Del mismo modo, hay que prever las medidas necesarias para evitar focos de calor que creen turbulencia dentro del banco óptico. Dichos focos de calor asociados a las fuentes de alimentación deben estar bien caracterizados. Todos los dispositivos del sistema deben ser controlados por el mismo ordenador personal tipo x86, de modo que deben estar controlados por puerto paralelo, serie, usb o tarjetas PCI comerciales.



**Figura 4.1:** Diseño Autocad donde se muestra los dos habitáculos de SAOLIM, uno para la óptica y otro para la electrónica.

- **Especificaciones mecánicas del sistema:** Debe ser lo suficientemente ligero para que las flexiones del instrumento sean despreciables. El sistema debe tener

dos habitáculos, uno para albergar el diseño óptico y otro en el nivel inferior para albergar toda la electrónica. Así mismo hay que diseñar una interfaz para poder acoplar el instrumento al telescopio.

- **Especificaciones iniciales del software de control:** Debido a que en el momento de comenzar el desarrollo del software, las únicas librerías de programación disponibles para el espejo deformable de membrana y el detector del sensor del frente de onda estaban desarrolladas en el entorno Windows XP, se optó por este sistema operativo para hacer todo el desarrollo. Así mismo, para garantizar suficiente potencia de cálculo, se elige Microsoft Visual C++ como lenguaje de programación. Este lenguaje crea un ejecutable binario, de modo que se pueden optimizar al máximo las capacidades del procesador.
- **Especificaciones referentes a la óptica adaptativa:** El sistema se diseñó para utilizar la parte visible del espectro (hasta 950nm) para las correcciones del sensor de frente de onda mientras que las bandas *J* (1000-1500nm), *H* (1500-2000nm), *K* (2000-2500nm) se utilizan como rango científico. Esto se consigue situando un divisor de haz con la longitud de onda de corte especificada en el lugar apropiado como se verá en la sección 4.2.1.2. Según se ha visto en el capítulo 2, dependiendo de la longitud de onda y el tamaño del telescopio, el sistema de óptica adaptativa debe reunir una serie de requisitos para que sea funcional, siendo estos requisitos más restrictivos al acortar la longitud de onda. Por ello se establecerán las especificaciones que tiene que tener un sistema de óptica adaptativa que opere en la banda *J*, y en un telescopio de 2.2m, los cuales quedan resumidos en la Tabla 4.2.

**Tabla 4.2** Requerimientos ideales de la AO para SAOLIM.

	Requerimientos iniciales	SAOLIM (implementación final)
Número de actuadores	50	39
Frecuencia de muestreo mínimo	60Hz	25-410 Hz
Escala de imagen en la cámara científica	0.05"/píxel	0.07"/píxel
Escala de imagen en el sensor de frente de onda	0.5"/píxel	0.47"/píxel
Matriz de lentes	3x3 5x5 7x7	5x5
Longitud de onda	1.0-2.5 micras	1.0-2.5 micras
Sensor de frente de onda	Bajo Ruido lectura, alta QE <sup>1</sup>	Detector EMCCD <sup>2</sup>

<sup>1</sup> Del inglés *Quantum Efficiency* (eficiencia cuántica)

<sup>2</sup> Del inglés *ElectronMultiplying Charge Couple Device* (dispositivo de carga acoplada con ganancia electromultiplicativa)

## 4.2 Descripción del sistema.

A lo largo del desarrollo de SAOLIM se han implementado dos diseños ópticos distintos. El primero tenía como objetivo desarrollar un sistema que fuera operativo en una configuración de laboratorio con lentes simples y baratas, con el propósito de testear todos los elementos físicos y algoritmos de control. En esta primera versión no se tuvieron en cuenta consideraciones relativas al telescopio en el cual iba a ser instalado el instrumento a parte de su relación focal. Por tal motivo, aunque la marcha de rayos era la adecuada, la posición física del espejo deformable y de la matriz de lentes no eran las más óptimas. Esta limitación fue corregida en la segunda versión del diseño óptico.

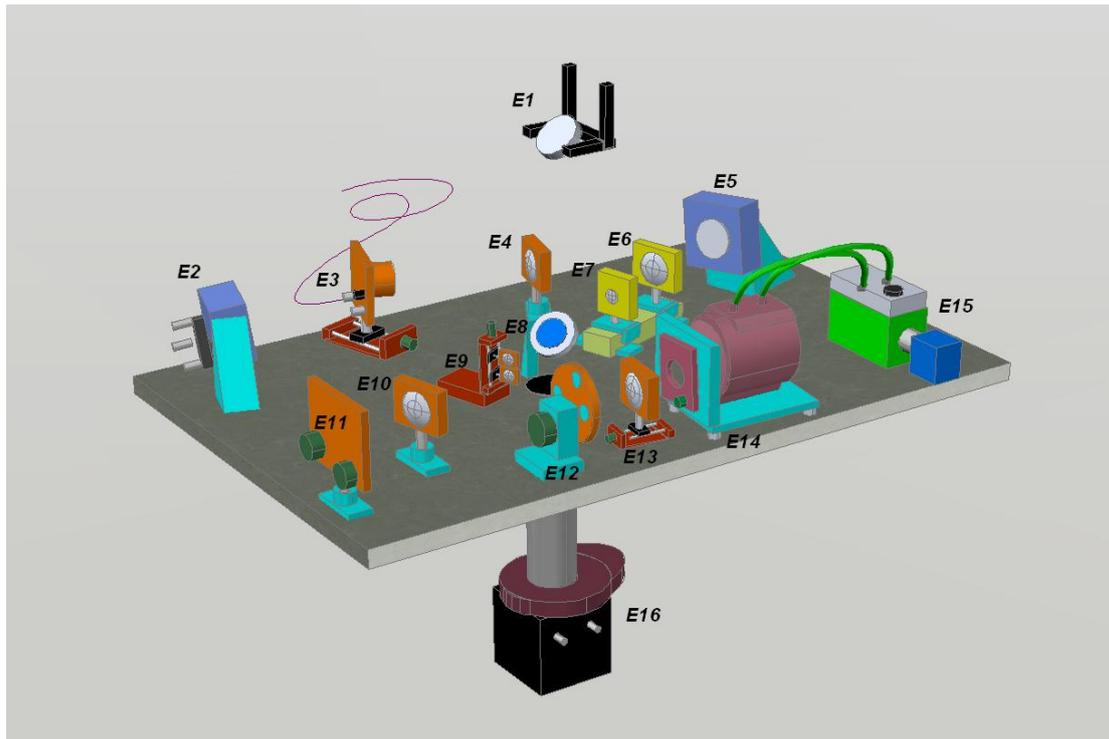
### 4.2.1 Primera versión del diseño óptico.

En la figura 4.2 y la Tabla 4.3 se muestra un diseño óptico modelizado con AutoCAD. Dicho diseño óptico es similar al de otros sistemas de óptica adaptativa del mundo como ALFA (Glindemann et al. 1997) o PUEO (Rigaut et al. 1998a). El primer elemento de importancia en el camino óptico es el espejo de Tip-Tilt. Este espejo es un modelo de AO-7 de SBIG (<http://www.sbig.com>). Dicho elemento solo tiene 6cm de diámetro y el tamaño del haz del telescopio a la entrada del instrumento tiene 9.75cm. Esto significa que existiría viñeteo por parte del espejo Tip-Tilt, en caso de ser éste el primer elemento. Para resolver este problema, se ha colocado un espejo cuadrado plano (E1) de 15cm de lado, tal que doble el haz dirigiéndolo al espejo Tip-Tilt (E2) que al estar más separado de la base superior del instrumento, el diámetro del haz proveniente del telescopio es de solo 3.1cm en el momento de incidir sobre el, por lo que queda resuelto el problema del viñeteo.

El elemento *E3* es una plataforma motorizada que posiciona una fibra óptica alimentada con luz blanca (o luz láser en el caso que se utilice para alinear todos los elementos ópticos), exactamente en el lugar donde debe estar el foco del telescopio. Esto es a una distancia de 45.5cm desde la base superior del instrumento. El propósito de dicha fibra es simular una estrella en el plano focal del telescopio. Puesto que el camino óptico que tiene que recorrer desde su inicio hasta el sensor de frente de onda está exento de aberraciones introducidas por la atmósfera, se convierte en una herramienta ideal para calibrar el sistema (ver sección 5.2). A partir de esta posición los rayos provenientes de la fibra de referencia *E3* y los provenientes del telescopio deben tener la misma inclinación.

Para conseguir este efecto, la fibra óptica tiene que tener una apertura numérica adecuada. La apertura numérica ( $A_N$ ) es una medida del diámetro de la apertura comparada con la distancia focal. Esta relación viene dada habitualmente con el número-f ( $f/\#$ ),

$$f/\# = \frac{1}{2A_N}. \quad (4.1)$$



**Figura 4.2:** Enumeración de los elementos que constituyeron la primera versión del diseño óptico de SAOLIM. Dichos elementos

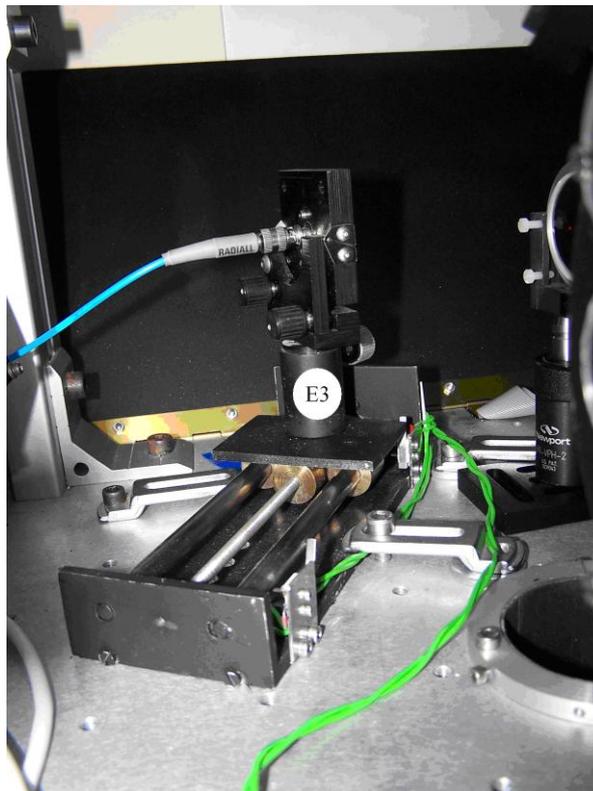
**Tabla 4.3:** Descripción de los elementos mostrados en el diseño óptico.

<i>Enumeración en Figura 4.2</i>	<i>Descripción</i>
<i>E1</i>	Espejo doblador
<i>E2</i>	Espejo de Tip-Tilt
<i>E3</i>	Fibra óptica de referencia
<i>E4</i>	Colimador f/8
<i>E5</i>	Espejo deformable
<i>E6</i>	Primera lente telescopio de Galileo
<i>E7</i>	Segunda lente telescopio de Galileo
<i>E8</i>	Divisor de haz
<i>E9</i>	Matriz de lentes
<i>E10</i>	Colimador
<i>E11</i>	Espejo doblador
<i>E12</i>	Rueda de filtros neutros
<i>E13</i>	Lente enfocadora
<i>E14</i>	Sensor de frente de onda
<i>E15</i>	Sistema de refrigeración
<i>E16</i>	Cámara científica+rueda filtros.

Por lo que con una buena elección de la apertura numérica, el haz de luz saliente de la fibra tendrá el mismo ángulo de salida que el haz proveniente del telescopio a partir de su plano focal. Además es deseable que el tamaño del punto de salida de la fibra sea parecido al tamaño del disco de Airy del telescopio en el plano focal. A tales efectos, la fibra de SAOLIM es una fibra multimodo, con una apertura numérica igual a 0.0625, y

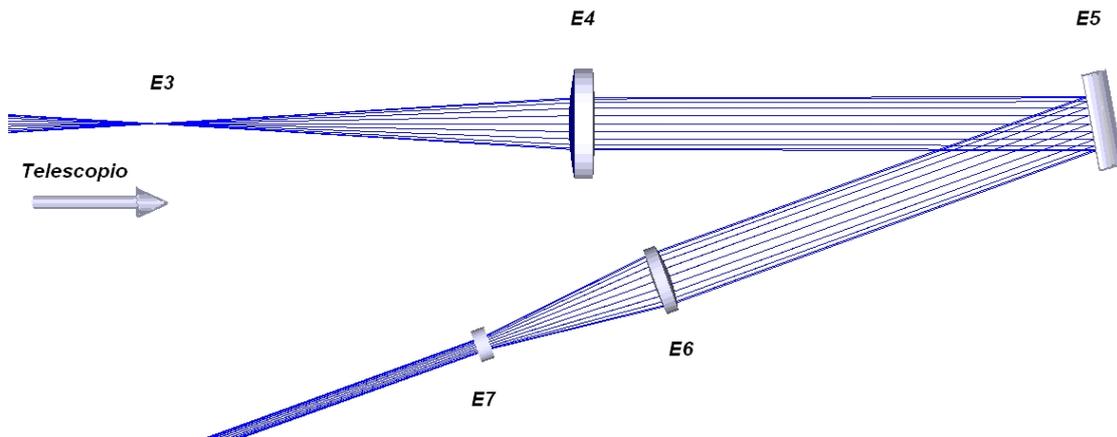
con un tamaño del núcleo de la fibra de 12micras. En la Figura 4.3 se muestra la plataforma motorizada que desplaza la fibra de referencia.

El elemento  $E4$  es una lente colimadora a  $f/8$ , la cual colima (hace paralelo) el haz óptico proveniente del telescopio o de la fibra de referencia, antes de incidir sobre el espejo deformable ( $E5$ ). Debido a la naturaleza del espejo deformable, es necesario aplicar un voltaje de referencia a los actuadores, para poder controlarlos, (ver sección 2.1), por lo que la membrana adopta una forma semi-esférica. Por tanto, para conseguir que el haz salga paralelo una vez reflejado en el espejo deformable, hay que desplazar ligeramente la lente  $E4$ , para que el haz a su salida sea ligeramente divergente y de este modo, por la concavidad del espejo, resulte colimado después del mismo (ver Figura 4.4).



**Figura 4.3:** Elemento E3. Plataforma móvil que posiciona la fibra óptica de referencia dentro o fuera del camino óptico.

Además, tal y como se menciona en la siguiente sección, el espejo utilizado en SAOLIM, tiene solo 20mm de diámetro útil, luego, ese debe ser el tamaño del haz, cuando incida sobre él. Con esto quedan delimitadas las características de la lente  $E4$ , la cual es un doblete acromático de focal 160mm, y situado a 158mm de la fibra teniendo una focal de 160mm. El diámetro de la lente es de 38mm.



**Figura 4.4:** Marcha de rayos simulada con el programa de diseño óptico ZEMAX donde se muestra el colimador (E4), el espejo deformable (E5), y el telescopio de Galileo (E6 y E7).

El haz de salida de este último elemento es el que debe ser muestreado por el sensor de frente de onda mediante una matriz de lentes. El diámetro de una microlente es 1mm y como se pretende instalar una configuración de 5x5 microlentes (ver sección 4.2.1.3) el haz que incide en la matriz de lentes debe tener 5mm de diámetro para cubrir todas las microlentes. Por tanto, es necesario convertir el tamaño del haz de 20mm que hay a la salida del espejo deformable a los 5mm que debe tener a la entrada de la matriz de lentes, por lo que el factor de multiplicación debe ser de 4. Para poder realizar este cambio en el diámetro del haz se va a usar un expansor de haz en configuración de telescopio de Galileo y formado por los elementos E6 y E7 de la Figura 4.2 y de la Figura 4.4.

#### 4.2.1.1 Telescopio de Galileo.

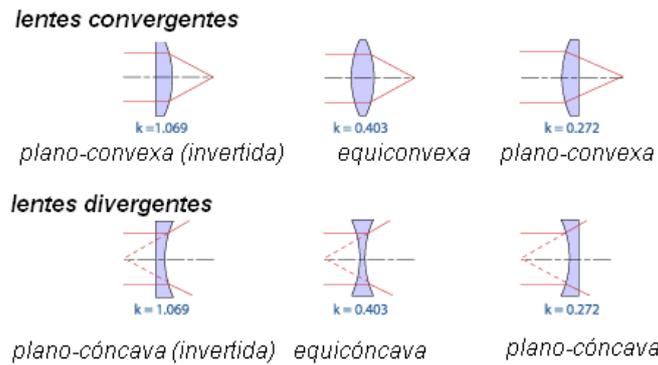
El telescopio de Galileo está formado por dos lentes, una convergente y otra divergente. Para asegurar una buena calidad de imagen, es necesario imponer en la fase de diseño la condición de que la contribución total de aberraciones para todas las superficies debe ser lo más cercana posible a cero.

La aberración esférica de una lente es directamente proporcional a la distancia focal de la lente e inversamente proporcional al cuadrado del número  $f$  de la lente. El coeficiente de proporcionalidad varía con la forma de la lente. La aberración esférica longitudinal o  $LSA^3$  para un sistema de lentes viene dada por:

$$LSA = \sum_{i=1}^{lentes} k_i \frac{f_i}{(f_i\#)^2} . \quad (4.1)$$

Para eliminar la aberración esférica en un sistema de dos lentes, el total de la suma de las aberraciones esféricas de cada lente debe ser cero. La Figura 4.5 muestra la contribución de diferentes tipos de lentes a la aberración esférica según su forma.

<sup>3</sup> Del inglés *Longitudinal spherical aberration*

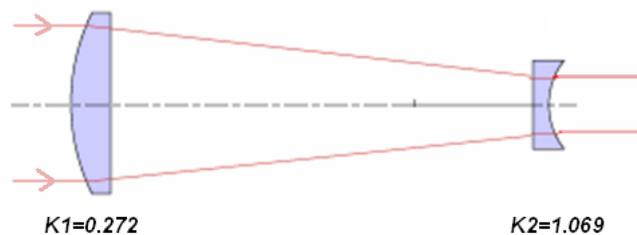


**Figura 4.5:** La figura muestra los coeficientes de aberración esférica (K) la formas de lentes positivas y negativas más comunes usadas para haces incidentes colimados. Las lentes plano-convexa y plano-cóncavas muestran un mínimo de aberración esférica cuando sus superficies curvas son orientadas al haz incidente.

Para un telescopio de Galileo, los números f#, son iguales para las dos lentes que lo forman, ya que el haz debe entrar y salir colimado, si además se impone que LSA=0, se tiene a partir de la expresión 4.1 que:

$$\frac{f_1}{f_2} = -\frac{k_2}{k_1} \quad (4.2)$$

De modo que para conseguir un telescopio de Galileo, con un factor de multiplicación 4 y una aberración esférica mínima hay que elegir unas lentes tales que  $k_1=0.272$  y  $k_2=1.069$ , las cuales se corresponden con una lente convexo-plana y plano-cóncava, tal y como muestra la Figura 4.6.



**Figura 4.6:** Configuración final para el telescopio de Galileo con un factor de multiplicación 4x y tal que presente una aberración esférica longitudinal mínima.

Para que la longitud física del telescopio sea acorde con las condiciones de tamaño impuestas para el instrumento desde un principio, se eligieron las lentes de la Tabla 4.4.

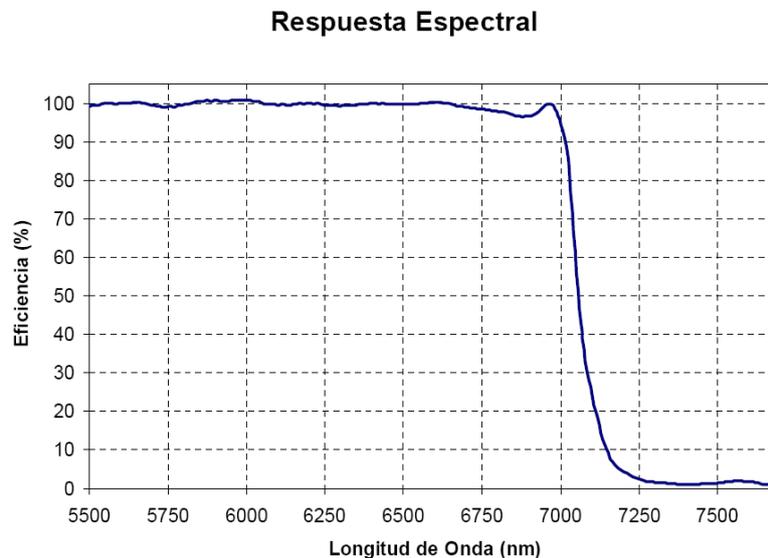
<b>Tabla 4.4:</b> Componentes del telescopio de Galileo.			
<b>E6 (Convexo-plana)</b>		<b>E7 (plano-cóncava)</b>	
Apertura	Distancia focal	Apertura	Distancia focal
30 mm	90 mm	18 mm	-23 mm

Además para que el haz de salida esté colimado al pasar por el telescopio de Galileo, hay que imponer que la separación entre las dos lentes ( $d$ ) sea igual a:

$$d = f_1 + f_2 = 67\text{mm} . \quad (4.3)$$

#### 4.2.1.2 El divisor de haz.

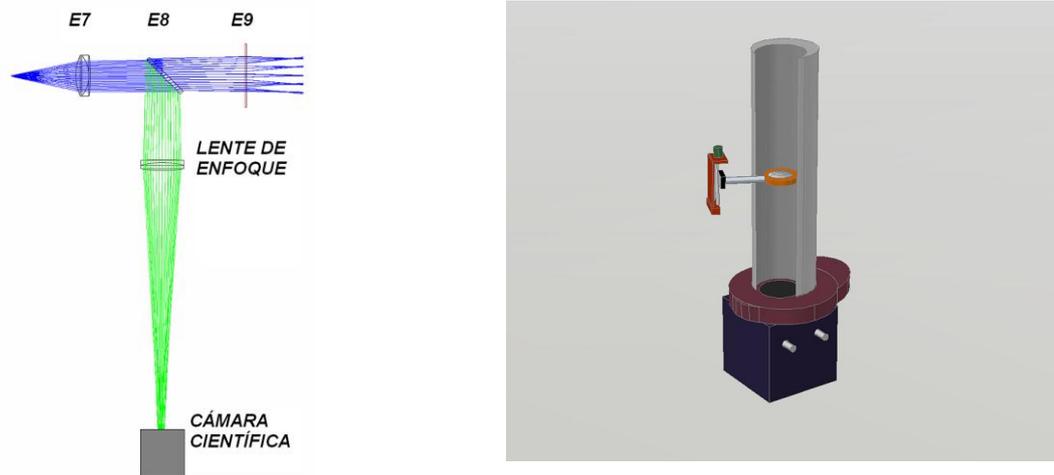
Siguiendo con el camino óptico, a la salida del telescopio de Galileo, se encuentra un divisor de haz, el cual tiene una longitud de onda de corte en 710nm (ver Figura 4.7), dejando pasar las longitudes de onda mas cortas y reflejando las más largas. La distorsión en el frente de onda es mejor que  $\lambda/4$  en transmisión y solo la mitad de la longitud de onda en reflexión.



**Figura 4.7:** Curva de eficiencia de transmisión del divisor de haz. Calibración realizada pro C. Cárdenas en el laboratorio de óptica del IAA CSIC mediante monocromador.

El divisor de haz está situado a  $45^\circ$  respecto al haz incidente, por lo que la parte reflejada tiene que atravesar perpendicularmente el banco óptico para poder alcanzar el elemento *E16* según la Tabla 4.3 y la Figura 4.2, el cual está constituido por la cámara científica más una lente de enfoque motorizada necesaria para hacer converger los rayos sobre la cámara científica (Figura 4.8).

En la Figura 4.9 puede verse un detalle de la plataforma motorizada ubicada en el banco inferior de SAOLIM.



**Figura 4.8:** En la imagen de la izquierda se observa el camino óptico seguido por la luz desde su salida del telescopio de Galileo hasta el divisor de haz. En la imagen de la derecha se muestra la cámara científica con la rueda de filtros y la lente motorizada de enfoque



**Figura 4.9:** Detalle de la lente motorizada de enfoque para la cámara científica. Esta plataforma está ubicada en el nivel inferior de SAOLIM allí donde está alojada la electrónica.

El límite de difracción del telescopio 2.2m de CAHA en banda J (ver Tabla 4.1), es de  $0.10''$ , lo que suponen casi 12 micras en su plano focal y por tanto limita el tipo de cámara que se ha de utilizar. La cámara científica que se va a utilizar para hacer las pruebas preliminares es una CCD *FingerLakes*, modelo FLI1024 (<http://www.fli-cam.com/FLIproducts/site.htm>), por disponer de ella previamente y por su bajo peso así como buenas características que pueden verse resumidas en la Tabla 4.17. Al tener un tamaño de píxel de 24 micras, es necesario anteponer una lente para ajustar la escala de imagen de modo que se pueda muestrear con dos píxeles una *psf* limitada por difracción lo que supone un tamaño de 46 micras. Eso quiere decir que tenemos que modificar la relación focal del sistema de  $f/8$  a  $f/32$  ya que con ese factor de magnificación 4, la

imagen de la fibra sustentaría un tamaño de 48 micras en el plano focal imagen del sistema, por lo que con dos píxeles de la FLI1024S quedaría muestreado la función de esparcimiento de punto de la fibra de referencia y por tanto el límite de difracción del telescopio.

Puesto que el haz incidente a dicha lente tiene 5mm de diámetro para que se cumpla que el sistema sea  $f/32$  la focal de la lente debe ser de 160mm (Tabla 4.5).

**Tabla 4.5: Lente cámara científica.**

<i>E16 (Doblete acromático)</i>	
<i>Apertura</i>	<i>Distancia focal</i>
30mm	160mm

### 4.2.1.3 Análisis de la calidad de imagen en la CCD FLI mediante Zemax.

El método *Ray fan* del programa Zemax muestra las aberraciones de los rayos sagital y transversal para cada campo de visión con diferentes ángulos de entrada y longitudes de onda. Las longitudes de onda mostradas son 550, 650, 850nm, y los campos mostrados tienen un tamaño de  $\pm 0.01$  grados, equivalente al doble del ángulo isoplanático para la banda J. Adicionalmente Zemax puede generar gráficas con las aberraciones del frente de onda. Esto es conocido en Zemax como *OPD*. La distorsión del frente de onda es casi dos veces la longitud de onda para ciertos ángulos de entrada y longitudes de onda, valor muy por encima de lo necesario para un sistema óptico limitado por difracción, donde la distorsión debe ser igual a la cuarta parte de la longitud de onda (Smith y Warren 2000). Las aberraciones geométricas del diseño óptico del sistema se han analizado utilizando los métodos *OPD* y *Ray fan* de Zemax los cuales que se muestran en las Figuras 4.10 y 4.11.

Así mismo, la relación de Strehl (ver sección 2.2.7) esperada (Figura 4.12) es de sólo un 30%, mientras que el tamaño geométrico del punto (Figura 4.13) en el plano focal de la cámara científica es 10 veces superior al tamaño del disco de Airy teórico. Aquí se observa una de las principales deficiencias de este diseño óptico. Sin embargo, este diseño óptico se realizó fundamentalmente para someter a prueba el comportamiento de los algoritmos de corrección del sensor de frente de onda en laboratorio y comprobar la minimización de los coeficientes de los modos cuando dichos algoritmos están activos en el telescopio. Dichas comprobaciones son realizadas con el propio sensor de frente de onda.

Para obtener una mejora sustancial en la calidad de imagen en la cámara científica es prioritario optimizar el diseño óptico, especialmente para la parte de la cámara científica.

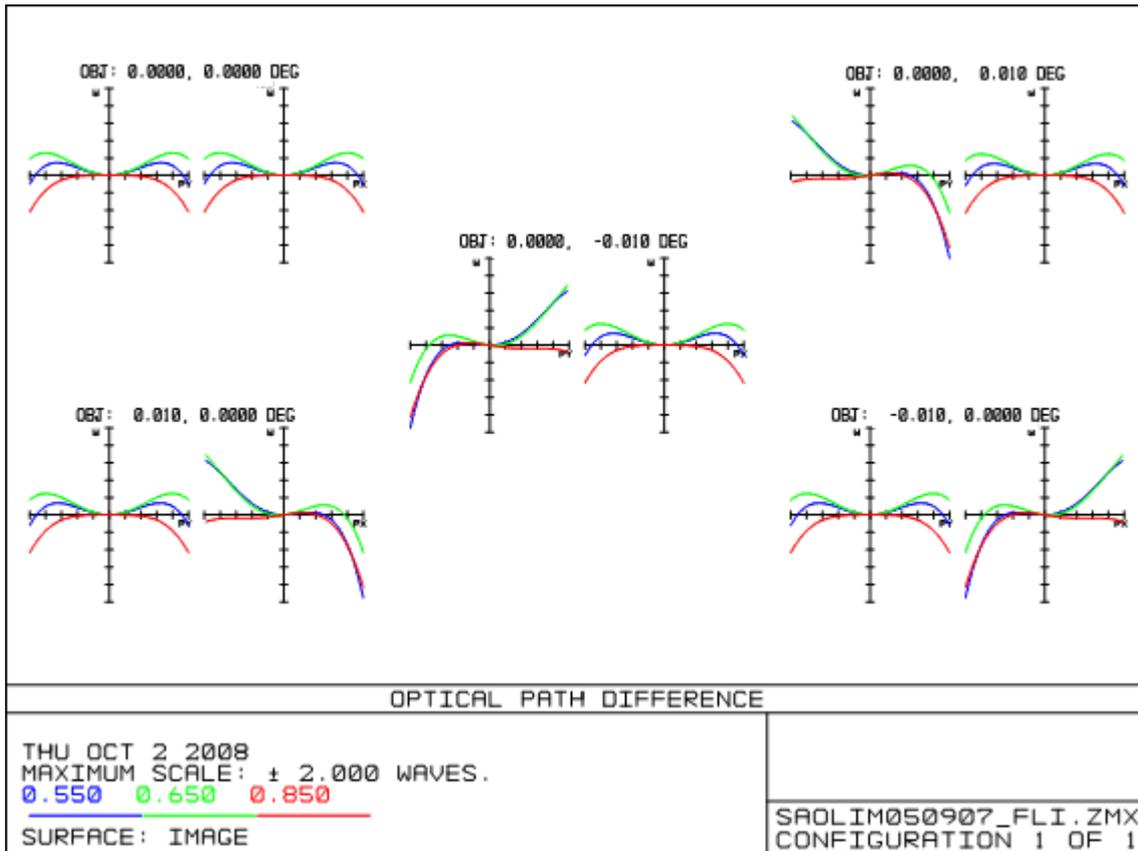


Figura 4.10: Resultados del método *Optical Path Differences* de Zemax.

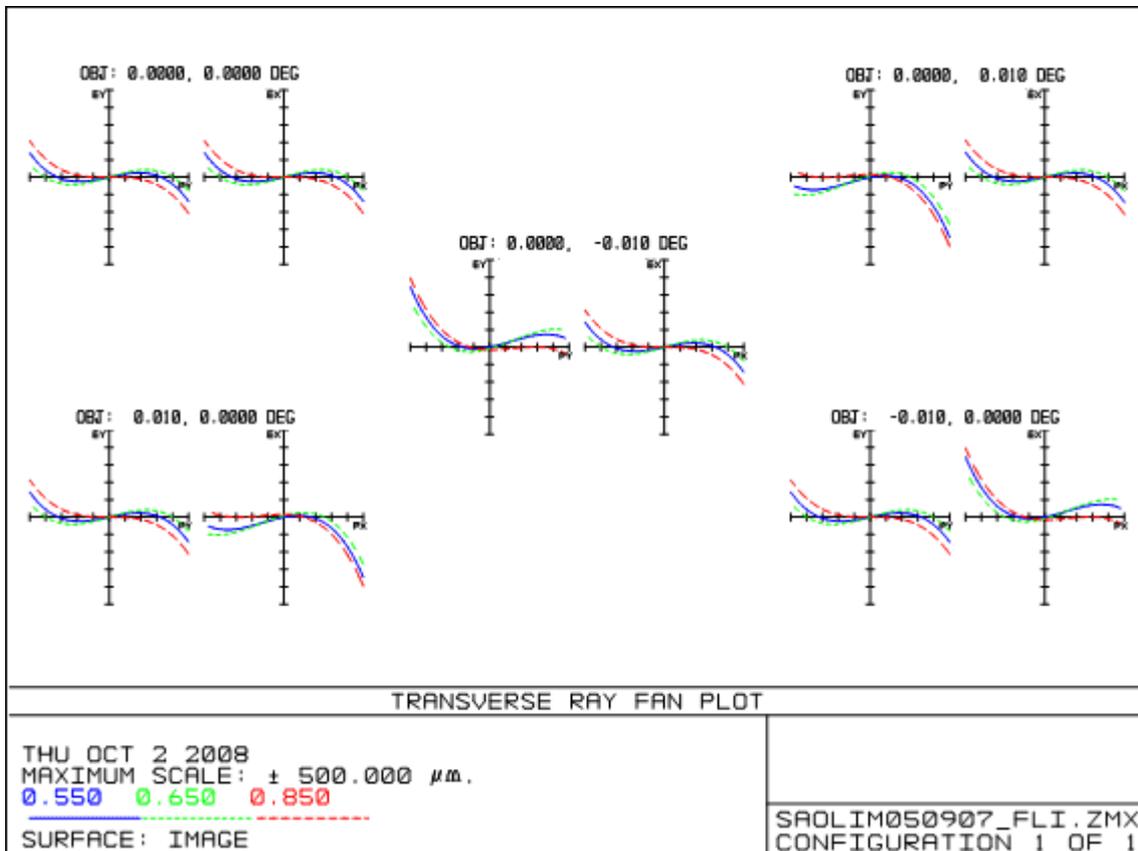


Figura 4.11: Resultados del método de análisis *Ray fan* de Zemax.

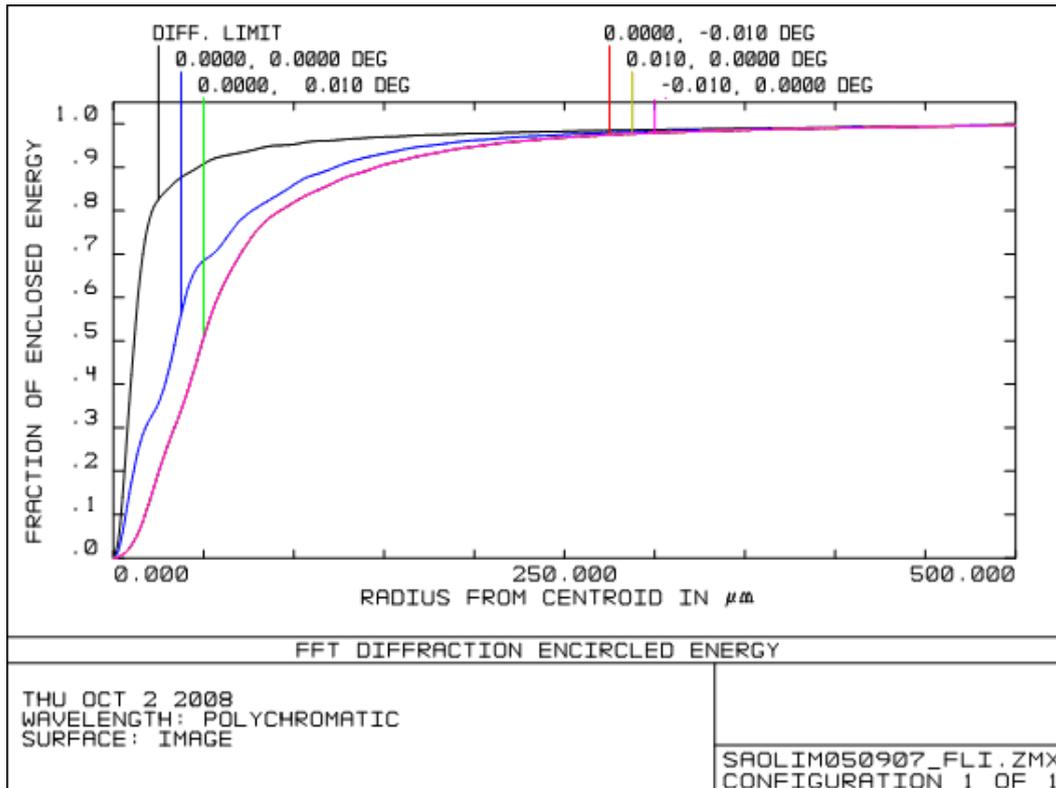


Figura 4.12: Relación de Strehl esperada el plano focal de la cámara CCD FLI1024 de un objeto puntual situado a la entrada del telescopio de 2.2m según Zemax.

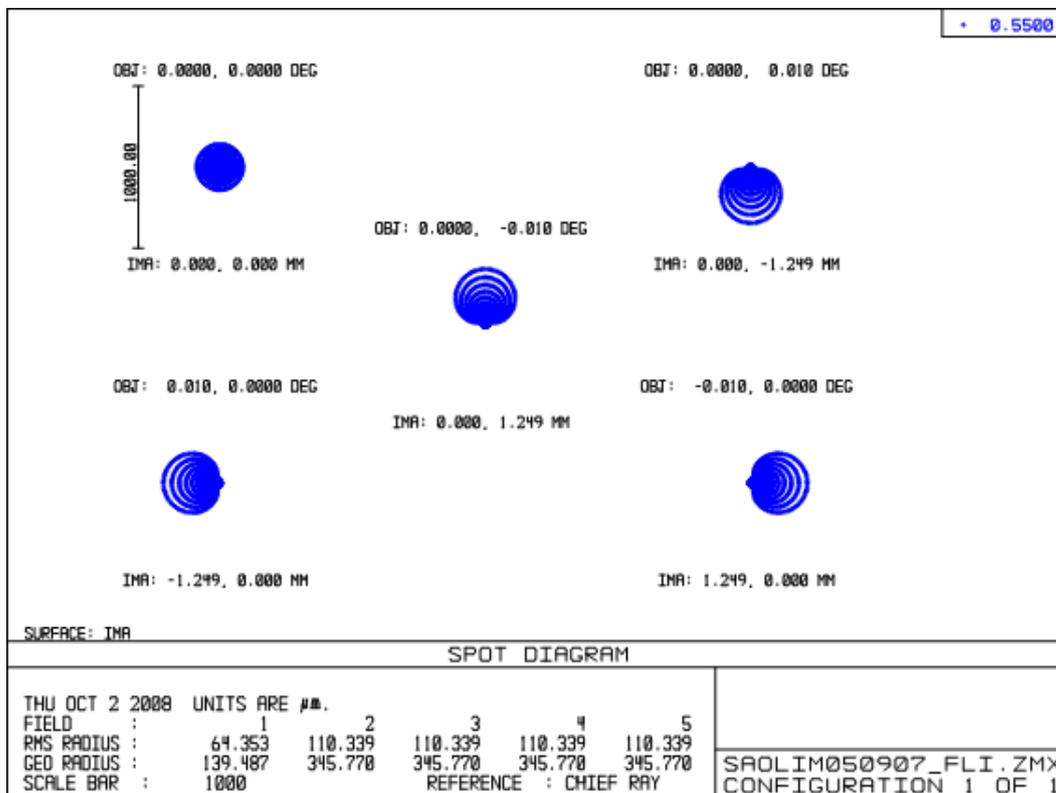


Figura 4.13: Forma geométrica esperada el plano focal de la cámara CCD FLI1024 de un objeto puntual situado a la entrada del telescopio de 2.2m según Zemax. Dicho análisis es conocido como Spot Diagram.

El listado de aberraciones de *Seidel* obtenido por *Zemax* para cada superficie se muestra en la Tabla 4.6, mientras que en la Tabla 4.7 se especifica la relación entre cada superficie del editor de lentes de *Zemax* con el elemento óptico correspondiente. Las superficies correspondientes al espejo primario y secundario del telescopio 2.2m son las superficies 1, 2 y 3. Las superficies 4, 5 y 6 corresponden a la lente colimadora f/8 E4 (ver Figura 4.2).

**Tabla 4.6:** Listado de aberraciones de Seidel para el diseño preliminar de SAOLIM.

<i>Superficie</i>	<i>Esférica</i>	<i>Coma</i>	<i>Astigmatismo</i>	<i>FCUR</i> <sup>4</sup>	<i>DIST</i> <sup>5</sup>	<i>CLA</i> <sup>6</sup>	<i>CTR</i> <sup>7</sup>
STO	-0.169222	-0.000267	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
2	0.1714300	0.0002670	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
3	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
4	0.0161320	-0.000309	0.0000060	0.0000010	0.0000000	-0.010392	0.000199
5	-0.002575	0.0000990	-0.000004	0.0000000	0.0000000	0.0131390	-0.00050
6	0.0001380	-0.000011	0.0000010	0.0000010	0.0000000	-0.004654	0.000371
7	0.0000000	0.0000000	0.0000000	0.0000000	0.0000000	0.0000000	0.000000
8	0.0087910	0.0004400	0.0000220	0.0000020	0.0000010	-0.009096	-0.00045
9	-0.033357	-0.001100	-0.000036	-0.000001	-0.000001	0.0270150	0.000891
10	0.0274190	0.0007350	0.0000200	0.0000010	0.0000010	-0.021920	-0.00058
11	-0.025651	-0.001666	-0.000108	-0.000010	-0.000008	0.0044510	0.000289
12	0.0000000	0.0000000	0.0000000	0.0000000	-0.000001	-0.000032	0.000107
13	0.0000020	0.0000030	0.0000040	0.0000010	0.0000070	-0.000230	-0.00031
14	-0.000012	-0.000008	-0.000006	0.0000000	-0.000004	0.0006770	0.000468
15	0.0000110	0.0000050	0.0000020	0.0000010	0.0000010	-0.000529	-0.00022
TOTAL	-0.006895	-0.001812	-0.000099	-0.000004	-0.000004	-0.001571	0.000236

**Tabla 4.7:** Relación entre superficies de *Zemax* y los elementos del sistema.

<i>Superficie en la Figura 4.14</i>	<i>Descripción</i>
STO	Espejo primario 2.2m
2	Espejo secundario 2.2m
3	Plano focal telescopio 2.2m
4, 5 y 6	Colimador E4
7	Espejo deformable
8, 9 y 10	Primera lente telescopio Galileo
11 y 12	Segunda lente telescopio Galileo
13, 14 y 15	Lente de enfoque en la FLI1024S
IMA	Plano focal imagen del sistema

En la Tabla 4.6 puede verse que esta lente produce una aberración esférica muy intensa. Los dos elementos que conforman el telescopio de Galileo están formados por las superficies 8, 9 y 10 por un lado y 11, 12 y 13 por otro.

<sup>4</sup> Curvatura de campo.

<sup>5</sup> Distorsión de campo.

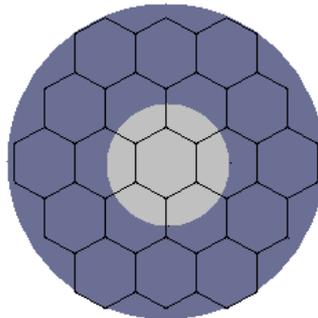
<sup>6</sup> Cromatismo longitudinal.

<sup>7</sup> Cromatismo transversal.

El primer elemento aunque introduce una pequeña aberración de esférica (superficie 9) es parcialmente compensada por la superficie 10. Pero el segundo elemento (la lente divergente) introduce una cantidad de aberración esférica (superficie 11) que no es compensada. Luego tanto el colimador como el telescopio de Galileo son los responsables de la aberración esférica presente en esta primera versión del sistema.

#### 4.2.1.4 Diseño óptico del sensor de frente de onda.

El sensor de frente de onda comprende los elementos entre *E9* hasta *E14* de la Figura 4.1. A la salida del divisor de haz (*E8*), éste es colimado, por lo que la matriz de lentes (*E9*) producirá una malla de puntos que muestrean la pupila en su plano focal. La matriz de lentes utilizada es un modelo de OKO Technologies de 10x10 microlentes de 1mm de diámetro y 36.1mm de distancia focal (<http://www.okotech.com/mlarrays>). Puesto que el haz solo tiene 5mm de diámetro, solo se iluminan 5x5 microlentes<sup>8</sup> de la (Figura 4.14). El hecho de que sea más grande que el haz permite alinear, de una manera sencilla, el patrón de puntos.



**Figura 4.14:** Configuración hexagonal 5x5 de las microlentes para el sensor de frente de onda, donde se muestra también la pupila anular del telescopio. La obstrucción central del secundario aparece en gris. El nombre de 5x5 se debe al número de microlentes iluminadas en cualquiera de las diagonales.

Debido a la distancia focal de las lentes de la matriz es necesario insertar un sistema óptico anterior al detector del sensor de frente de onda para ajustar la escala de imagen a unos valores adecuados. El valor típico usado en otros sistemas, como por ejemplo ALFA en Calar Alto, es de 0.5"/píxel para un tamaño de píxel de 24 micras (Hippler et al. 2000), por lo que se ha seguido el mismo modelo.

La configuración elegida para re-enfocar la imagen de la matriz de lentes en el EMCCD es un conjunto de dos dobletes acromáticos que configuran un sistema telecéntrico (Figura 4.15). De este modo, se pueden conseguir focales efectivas diferentes, mientras que la mejora de la calidad de la imagen aumenta drásticamente comparado con un sistema de una sola lente.

<sup>8</sup> Se denomina matriz 5x5 porque es el número de lentes iluminadas en cada eje diagonal, independientemente de la geometría final de la matriz, que no tiene que ser cuadrada.

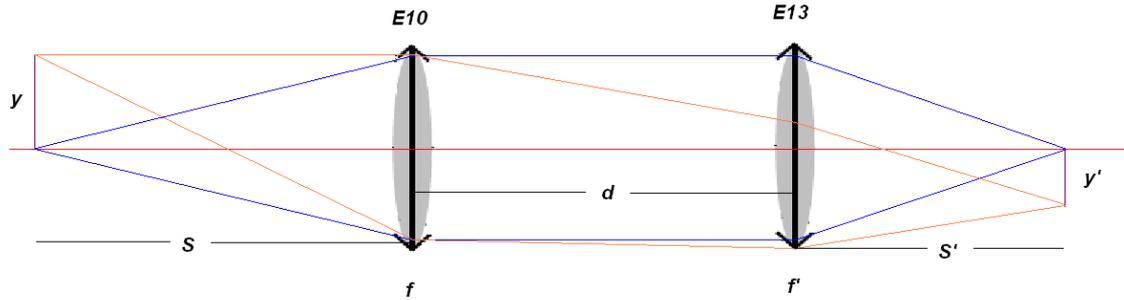


Figura 4.15: Sistema telecéntrico para formar imagen en la cámara del sensor de frente de onda.

Para calcular las focales que deben tener cada una de las lentes del sistema telecéntrico se hace uso de las fórmulas de la óptica geométrica (Smith y Warren 2000):

$$M = \frac{s'}{s} = \frac{f_{efectiva}}{f_{efectiva} + s} = \frac{y'}{y} . \quad (4.4)$$

Donde  $M$  es el aumento lateral del sistema,  $s$  es la distancia del plano objeto a la lente,  $s'$  la distancia del plano imagen a la lente,  $y$  y  $y'$  son los tamaños del objeto e imagen respectivamente.  $f_{efectiva}$  es la distancia focal efectiva del sistema que viene dada por:

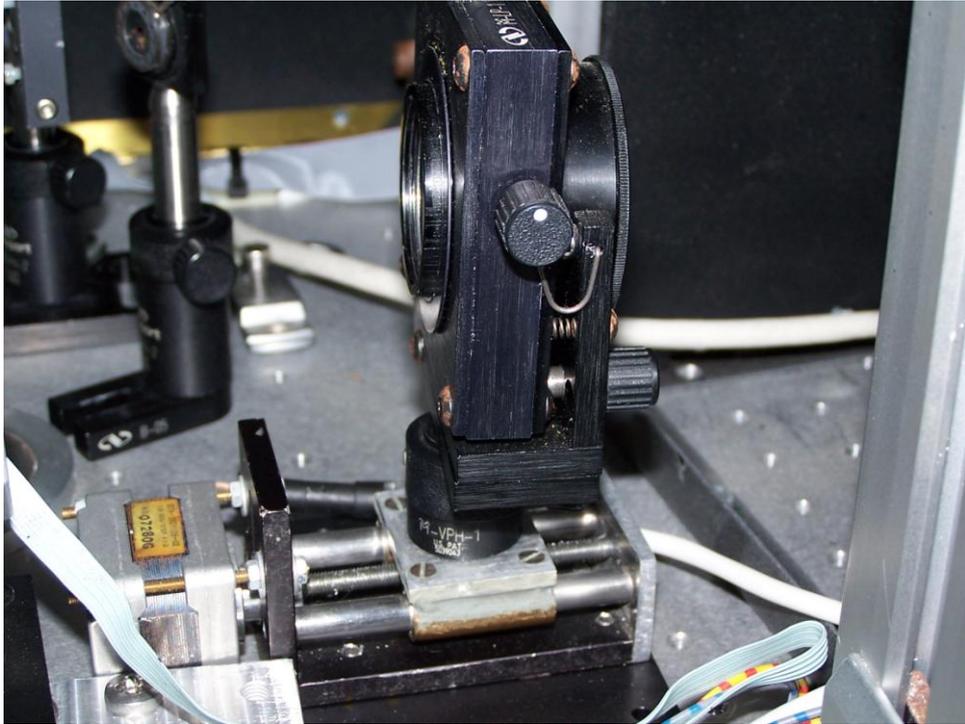
$$f_{efectiva} = \frac{f \cdot f'}{f + f' - d} . \quad (4.5)$$

La separación entre lentes viene dada por  $d$ . Por otro lado, también se cumple que el aumento lateral es el cociente entre las distancias focales:

$$M = \frac{f'}{f} . \quad (4.6)$$

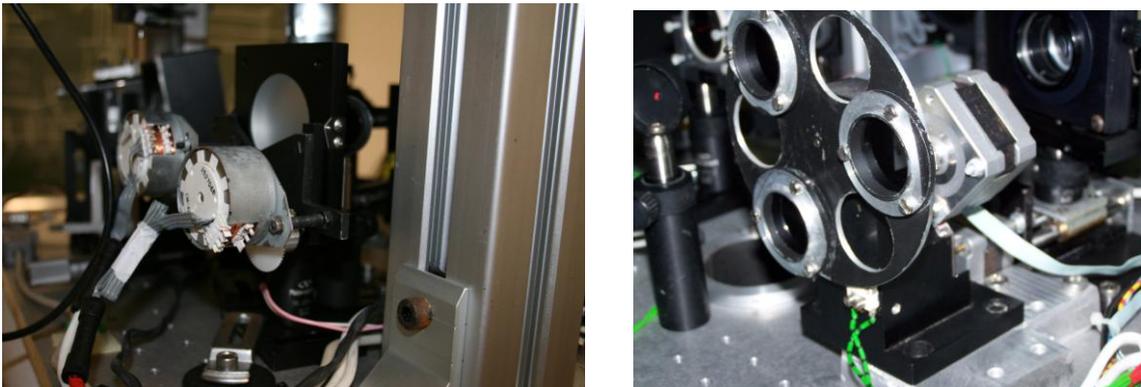
Puesto que la matriz de lentes produce una imagen de 5x5 y cada microlente tiene 1mm de diámetro, el tamaño de la imagen en el plano focal de la matriz de lentes es 5mm. Como el detector del sensor de frente de onda tiene 128 píxeles de 24 micras cada uno, para formar la imagen de matriz de lentes en 100 píxeles se tiene un aumento lateral de 0.48.

La lente E13 está colocada sobre una plataforma móvil de modo que permite cierto grado de enfoque sobre el detector del sensor de frente de onda (Figura 4.16).



**Figura 4.16:** Plataforma móvil con el elemento *E13*. Esta plataforma permite el enfoque de todo el sistema sobre el detector del sensor del frente de onda que está situado inmediatamente después.

Debido a la distancia que hace falta entre las dos lentes que forman el sistema telecéntrico necesario para re-enfocar el sistema en la CCD, es necesario introducir un espejo doblador (elemento *E11*). Así mismo como el haz es paralelo entre dichas lentes, es ideal para situar una rueda de filtros de densidad neutra, de tal modo que el espesor de los filtros no cambie la distancia del foco final al intercambiarlos. Estos filtros se utilizan para el caso en que el brillo de la estrella utilizada como referencia sea tal que pudiera saturar el detector. Dicho sistema puede apreciarse en la Figura 4.17.

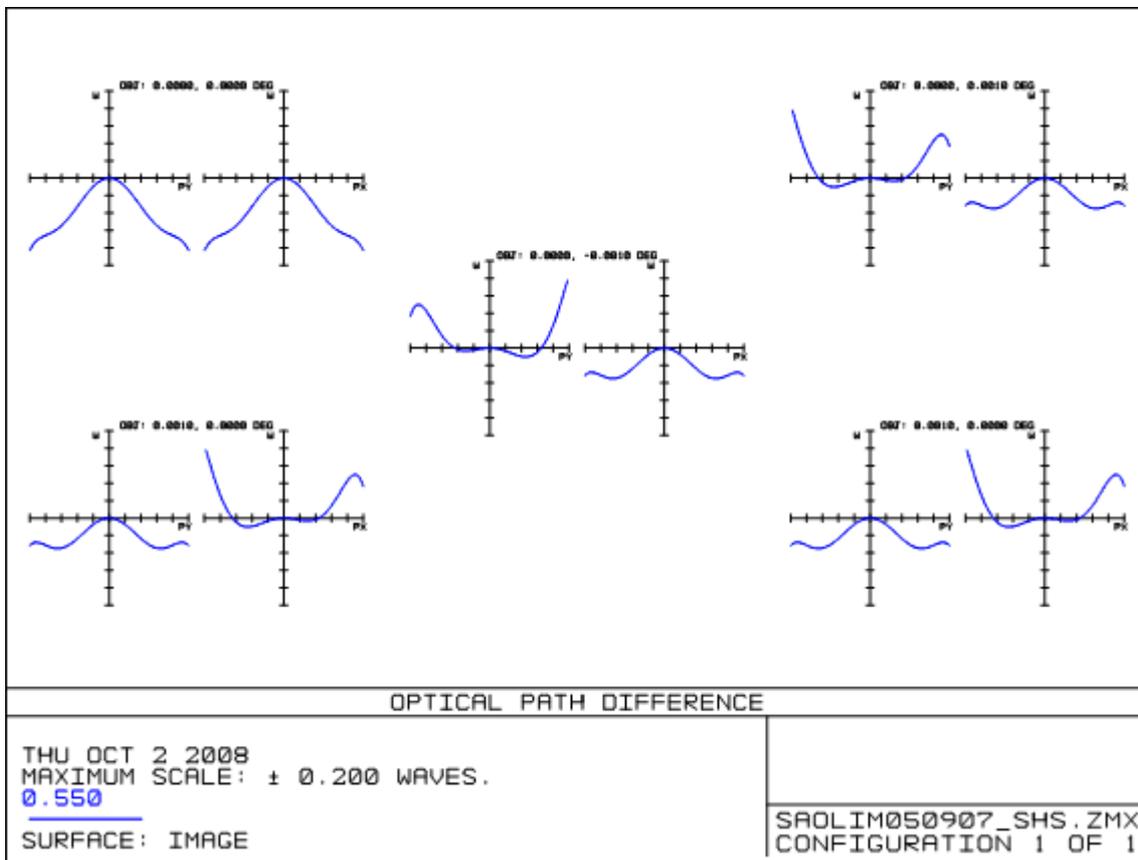


**Figura 4.17:** Izquierda: Detalle del espejo doblador (elemento *E11*). Dos motores permiten el movimiento en *tip* y *tilt*, de esta manera se realinea el sistema. Derecha: La rueda de filtros de densidad neutra. Un sensor fin de carrera, situado en la parte inferior, permite determinar la posición de cero.

### 4.2.1.5 Análisis de Zemax para el sensor de frente de onda.

La calidad óptica en el sensor de frente de onda no es demasiado crítica ya que al medir variaciones en centroides, la disposición inicial que tenga el patrón de puntos de la referencia es poco relevante. Para poder hacer un análisis en la localización de la matriz de lentes, se ha colocado una lente de igual distancia focal y con un diámetro igual al diámetro total de la matriz. El análisis de Zemax se ha realizado para diferentes ángulos de entrada equivalentes al campo de visión del sensor de frente de onda, el cual tiene un valor de 4 segundos de arco.

En las Figura 4.18 y 4.19 se muestran el *OPD* y la geometría del punto esperada para el plano focal. Como se puede comprobar en dichas figuras la distorsión del frente de onda para el caso del plano que contiene el sensor de Shack-Hartmann es de la cuarta parte de la longitud de onda por lo que ópticamente hablando presenta suficiente calidad.



**Figura 4.18:** Resultado del análisis realizado por ZEMAX para el sensor de frente de onda. La figura representa la distorsión del frente de onda (*OPD Fan*).

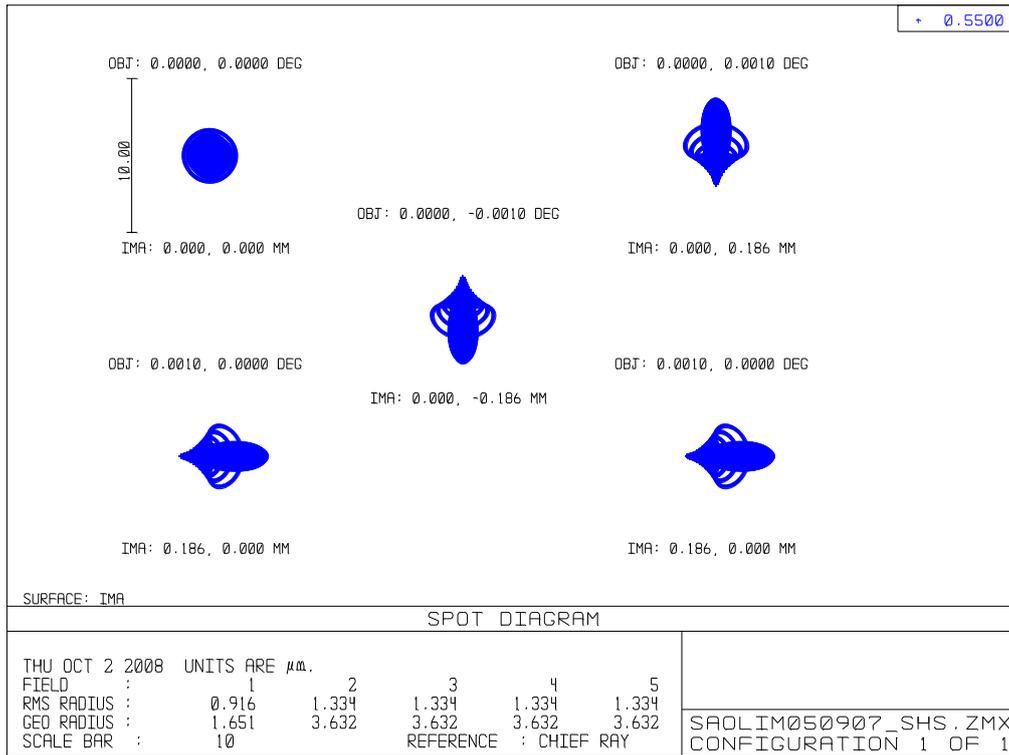


Figura 4.19: Resultado del análisis *Spot diagram* de Zemax en el lugar donde se localiza el sensor de frente de onda. El círculo negro representa el tamaño del disco de Airy.

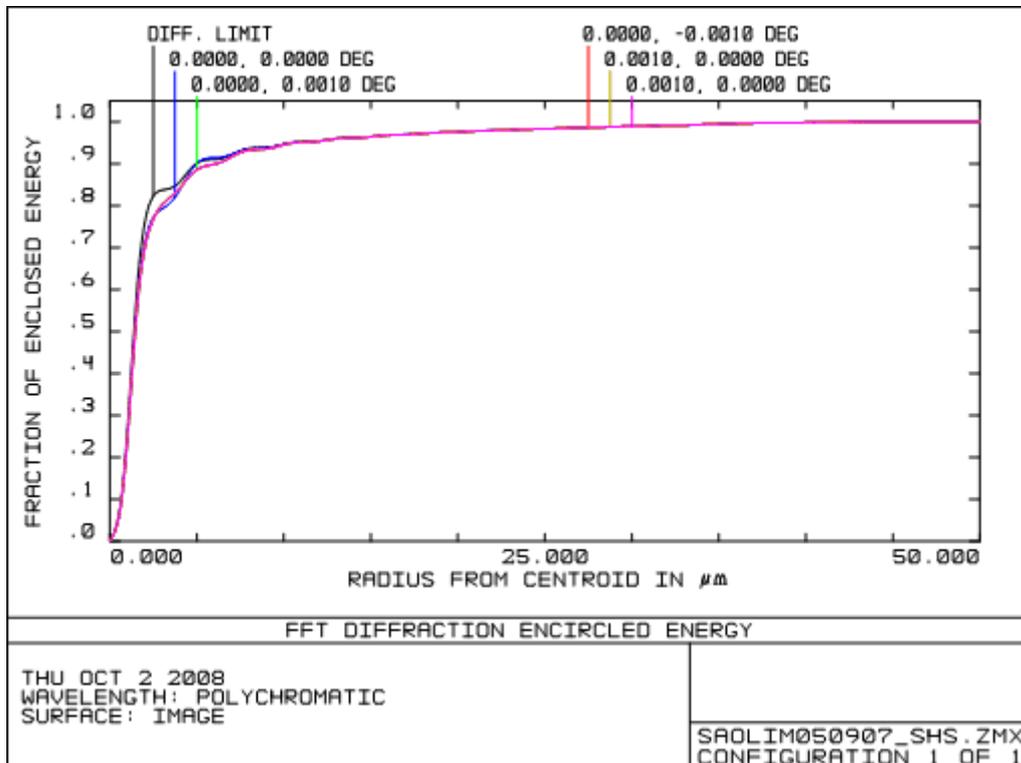


Figura 4.20: Razón de Strehl para el sensor de frente de onda presentado en este diseño calculada según Zemax.

Con respecto a la razón de Strehl (Figura 4.20) se espera un 75%, valor muy cercano al valor teórico esperado de 82% en caso de lentes ideales. La diferencia entre ambos valores es causado por las aberraciones estáticas introducidas por la lentes utilizadas para este diseño.

Por todo esto se concluye que el diseño óptico del sensor de frente de onda presenta la calidad óptica necesaria para permitir la evaluación de los algoritmos de control del sistema de óptica adaptativa, tanto en términos de estabilidad del sistema como en la minimización de los coeficientes de los modos que estén participando en el algoritmo de corrección. Sin embargo, la cámara científica no permite apreciar la máxima mejora que se puede obtener en la calidad de imagen con este diseño preliminar, lo cual es claramente un punto débil del mismo.

## 4.2.2 Versión final del diseño óptico.

### 4.2.2.1 Defectos del primer prototipo.

Durante las campañas de Julio y Septiembre del 2007 en el telescopio de 2.2m de Calar Alto, se obtuvieron resultados que demostraron la mejora que introduce el algoritmo de corrección en la distorsión del frente de onda, tal y como se verá en el Capítulo 5.

Sin embargo, esta mejora no es del todo óptima debido a que el diseño óptico se desarrolló con una fibra óptica que debía simular el plano focal del telescopio, pero sin entrar en más consideraciones referidas a la óptica del mismo. En la Figura 4.10 se puede comprobar que la distorsión que introduce toda la óptica sobre el frente de onda es de  $2\lambda$  y el tamaño que tendría un objeto puntual en el plano focal del sistema es de 140 micras para un haz centrado y mucho peor cuando se introduce un ángulo de  $40''$  de arco, siendo en tal caso de 340 micras. El tamaño del disco de *Airy* previsto por Zemax es de 62 micras. Todo esto se traduce en que el diseño óptico introduce una serie de aberraciones estáticas limitando la calidad de imagen en la cámara científica.

Estas aberraciones estáticas pueden ser compensadas durante el proceso de lazo cerrado del espejo deformable, pero consumen parte del rango dinámico de los actuadores del mismo, disminuyendo la capacidad total del espejo para corregir el resto de las aberraciones.

La principal deficiencia que presenta el diseño óptico inicial radica en la posición en que están situados el espejo deformable y la matriz de lentes. El espejo deformable debe estar situado en el plano pupila de salida del espejo primario del telescopio. Es decir, debe estar situado en el plano donde los elementos ópticos que hay entre el espejo primario del telescopio y el espejo deformable forman la imagen del espejo primario. En este plano se van a cruzar todos aquellos rayos que incidan con un cierto ángulo a la entrada del telescopio. Si el espejo deformable no está situado justo en ese lugar, la pupila que incidirá sobre él, cuando los rayos tengan una cierta inclinación, estará viñeteada, o lo que es lo mismo va a corresponder con un plano distinto al situado en el espejo primario del telescopio. En tal caso, es como si se estuviesen compensando aberraciones que no son las que afectan a la pupila del espejo primario.

Por un razonamiento totalmente idéntico, la matriz de lentes debe estar situada en aquel plano en que se forme la imagen del espejo primario (o lo que es lo mismo, en el plano donde todos los rayos que inciden con un cierto ángulo se cruzan) para muestrear el frente de onda en el plano del espejo primario. De no ser así, el sensor de Shack-Hartmann muestrearía el frente de onda en cualquier otro plano.

Esta consideración no se tuvo en cuenta en el primer diseño óptico debido a que se puso especial énfasis en hacer un desarrollo que permitiera evaluar los algoritmos de control de corrección para el frente de onda proveniente de un objeto puntual, el cual es formado por una fibra óptica situada en el mismo lugar donde se localizaría el plano focal del telescopio, y sin tener en cuenta la posición correcta para el espejo deformable y la matriz de lentes. De esta manera, se desarrolló un sistema de óptica adaptativa que era válido para su chequeo en laboratorio pero no siéndolo para utilizarlo en comunión con un telescopio real, no simulado. Hemos creído conveniente exponer ambos diseños en este trabajo como parte del proceso de desarrollo del instrumento desde su fase inicial hasta el resultado final.

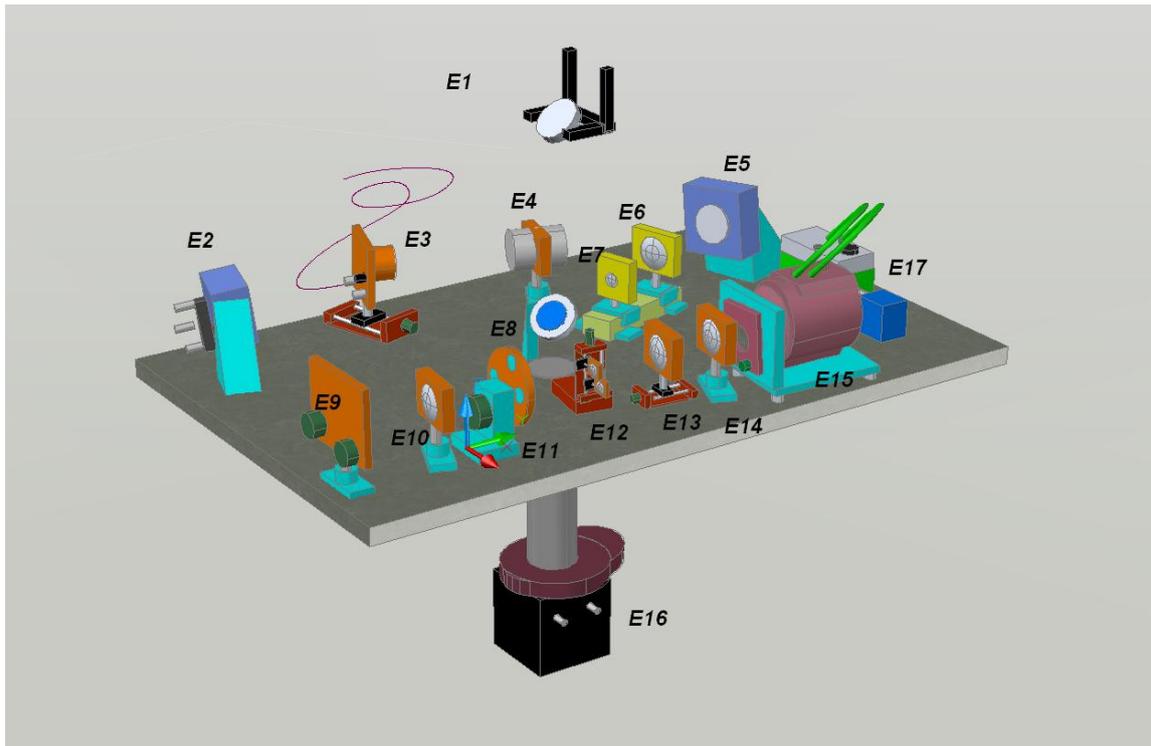
Con un diseño como el presentado en la sección 4.2.1 se mejora la corrección con los datos obtenidos por el sensor de frente de onda, pero no se obtendría una mejora significativa en la calidad de imagen obtenida por la cámara científica, ya que las aberraciones medidas y corregidas no se corresponden con las que realmente están ocurriendo en el plano del espejo primario.

Así mismo, al incluir un telescopio de Galileo, que tal como se ha visto tiene la misión de reducir el tamaño del haz de 20mm a 5mm, la pupila de salida en este sistema siempre es virtual, por lo que no existe una posición real donde se pueda colocar la matriz de lentes. Es decir, con este diseño no existe ninguna posición óptima para la matriz de lentes, tal que ésta muestren las aberraciones del frente de onda recogido por el espejo primario del telescopio.

Una vez más para el caso de la fibra de referencia, o lo que es lo mismo, para una primera versión del instrumento en el laboratorio, todas estas consideraciones no son necesarias. Pero al instalar el instrumento en el telescopio tal y como se demostrará en el capítulo 5 sí lo son.

#### **4.2.2.2 Optimización del diseño.**

El diseño óptico inicial descrito en la sección 4.4.1 fue modificado ligeramente con el fin de corregir los defectos descritos anteriormente. Las Figuras 4.21 y 4.22 muestran el nuevo diseño en una representación mediante el programa de diseño gráfico *AutoCAD* y el trazado de rayos tal y como se obtiene utilizando *Zemax*. En la Tabla 4.8 se resume la descripción de cada elemento que aparece en la Figura 4.21.



**Figura 4.21:** Diseño óptico optimizado.

Para la optimización del nuevo diseño, se ha utilizado como referencia el listado de coeficientes de aberraciones de *Seidel* que el programa *Zemax* ofrece para cada superficie óptica de modo que al ir modificando elementos en el diseño anterior se vayan mejorando dichos coeficientes. Las especificaciones iniciales siguen siendo las mismas descritas en la sección 4.2.1, de modo que el haz proveniente del telescopio debe incidir colimado en el espejo deformable con un diámetro de 20mm, tal y como se ha visto en secciones anteriores.

Pero sin embargo se ha utilizado un colimador distinto, un telescopio expansor de haz diferente y una matriz de lentes más acorde con la pupila anular del telescopio, y teniendo en cuenta los problemas descritos del diseño preliminar.

En la Figura 4.14 se comprobó que la aberración esférica presente en el sistema provenía tanto de la lente colimadora como del telescopio de Galileo. Es por ello por lo que fue necesario modificar tanto el método utilizado para colimar el haz como el telescopio de Galileo.

En cuanto al colimador, se ha modificado el modo de colimar el haz, utilizando para ello un ocular en lugar de un solo doblete de lentes acromático. En la actualidad, hay gran variedad de oculares comerciales los cuales se diferencian por la configuración de sus lentes internas, siendo unos más adecuados que otros para diferentes campos de visión.

**Tabla 4.8:** Descripción de elementos del diseño óptico optimizado.

Enumeración en Figura 4.22	Descripción
E1	Espejo doblador
E2	Espejo de Tip-Tilt
E3	Fibra óptica de referencia
E4	Colimador f/8
E5	Espejo deformable
E6	Lente menisco
E7	Primera lente telescopio de Kepler
E8	Divisor de haz
E9	Espejo doblador
E10	Segunda lente telescopio de Kepler
E11	Rueda de filtros neutros
E12	Matriz de lentes
E13	Lente de enfoque 1
E14	Lente de enfoque 2
E15	Sensor de frente de onda
E16	Cámara científica+rueda filtros.
E17	Sistema de refrigeración líquida

Teniendo en cuenta el radio de curvatura del espejo deformable, Zemax impone que la focal efectiva del colimador sea de 151.2mm para que a la salida del espejo el haz esté colimado. Según la expresión 4.5 para obtener dicha focal efectiva, las lentes elegidas para construir el colimador son dos dobletes acromáticos de 300mm de focal tipo LAO248 del catálogo de la compañía *Edmund Optics*<sup>9</sup>, separados 5mm.

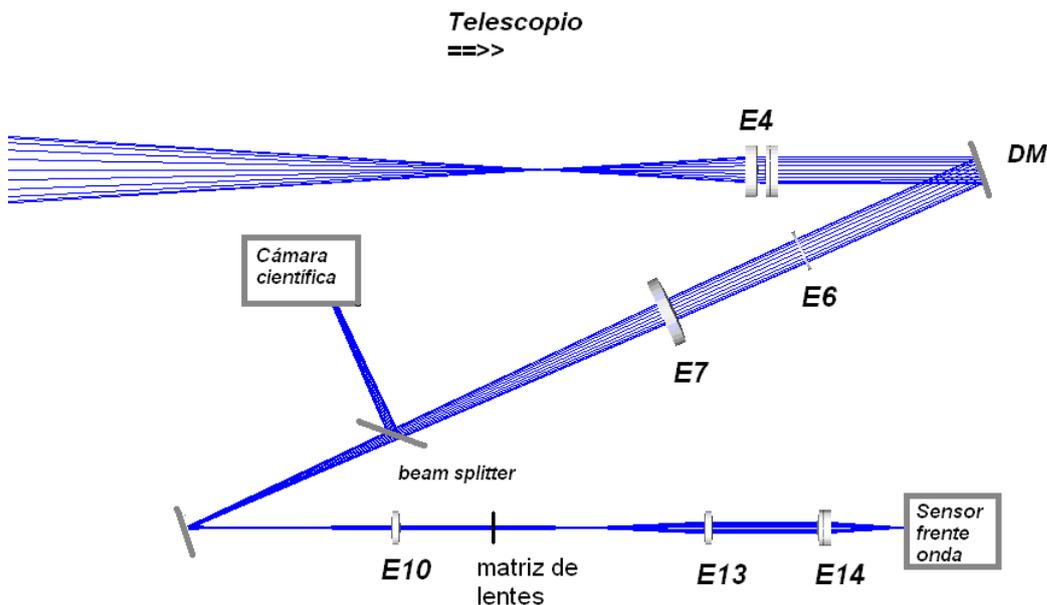


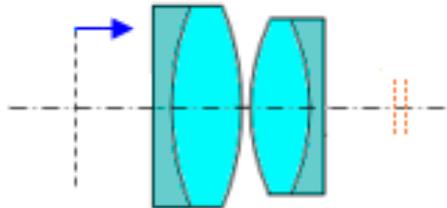
Figura 4.22: Camino óptico del diseño optimizado.

<sup>9</sup> <http://www.edmundoptics.com/onlinecatalog/browse.cfm>

La lista de coeficientes de Seidel incluida en la Tabla 4.9 se corresponden con las superficies *E4-E9* de la Figura 4.21. Se comprueba que hasta la posición en que se encuentra el espejo deformable se ha mejorado la aberración esférica del diseño anterior.

Por otro lado, nótese que la lente que forma la imagen en la cámara científica es el elemento *E7* por lo que la lente mostrada en las Figuras 4.8 y 4.9 se ha eliminado, simplificando el diseño.

El modelo elegido para colimar el haz del telescopio es el tipo *Plössl* (Figura 4.23). Se trata de dos dobletes acromáticos del mismo tipo de cristal. Su distancia focal es idéntica. Este tipo de oculares son muy efectivos reduciendo la aberración cromática. También son muy efectivos mejorando la aberración esférica y la distorsión de campo. Por otra parte también reducen el coma y son muy sencillos de implementar.



**Figura 4.23:** Diseño de un ocular tipo Plössl. Está constituido por dos dobletes acromáticos que están enfrentados.

El siguiente paso fue cambiar el telescopio de Galileo, por un telescopio de Kepler, ya que de este modo, el haz que sale del mismo forma la imagen del espejo primario en un plano real donde se colocará la matriz de lentes. La distancia focal de las lentes que conforman el telescopio de Kepler debe ser tal que convierta el tamaño del haz de 20mm a 7mm. Los 7mm vienen impuestos por el diámetro de la matriz de lentes utilizada en este diseño.

Finalmente, se eligió una primera lente de distancia focal elevada, tal que fuera capaz de formar imagen directamente sobre la cámara científica. De este modo se puede eliminar la lente de la Figura 4.7, reduciendo considerablemente las aberraciones finales en la cámara científica. De este modo, se elimina además el problema de alineado de dicha lente, que por su difícil acceso, hacía compleja dicha tarea.

Para minimizar la aberración esférica, se situó una lente menisco aplanática entre el espejo deformable y el telescopio de Kepler (*E6* de la Figura 4.22). La lente de menisco positiva es una lente con las dos superficies curvas, una cóncava y otra convexa, siendo más gruesa en el centro que en los extremos. Por definición de lente aplanática, cuando se antepone a un sistema óptico tiene como efecto reducir la distancia focal total así como reducir la aberración esférica y el coma (Smith y Warren 2000).

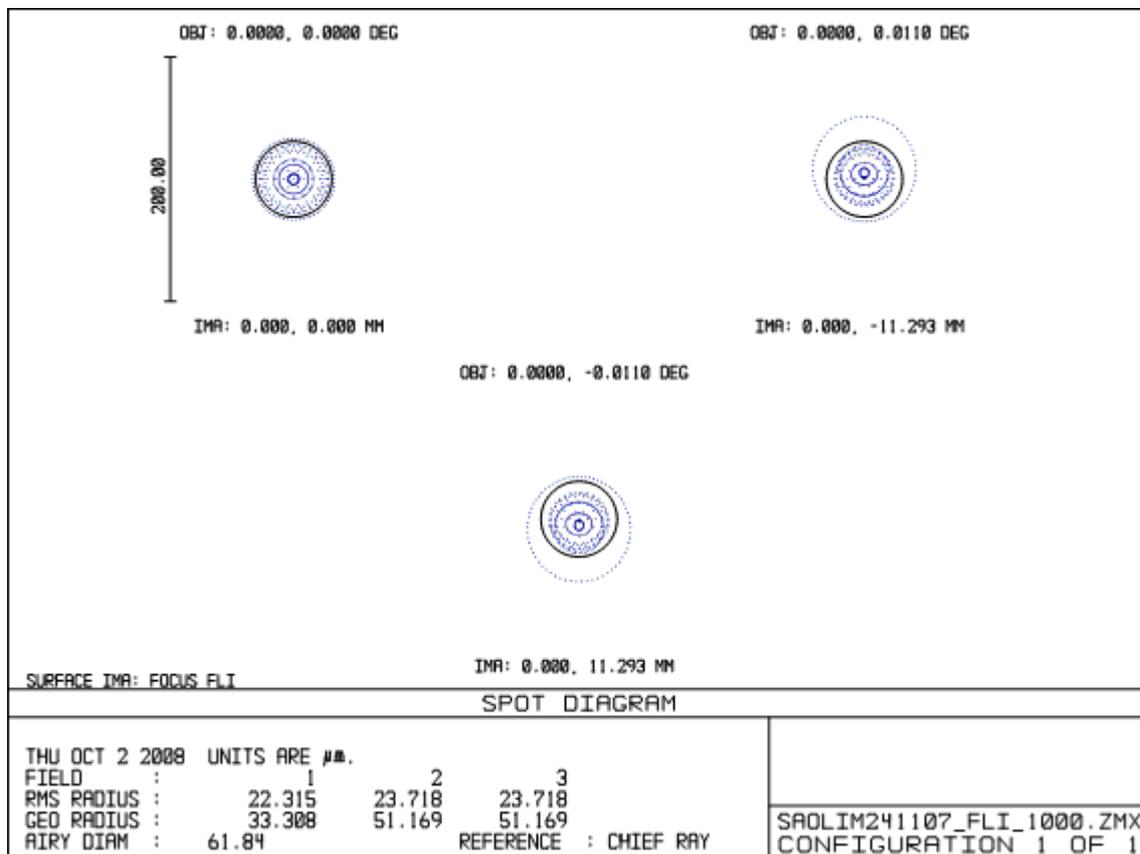
La combinación de la lente menisco LPX345 proporcionada por la compañía *Edmund Optics* (*E6*) y el doblete acromático AC-508-1000-C de la compañía *Thorlabs* (*E7*), tiene una contribución muy pequeña de aberración esférica y produce una distancia

focal tal que el sistema pueda formar foco en la cámara científica situada a 444mm del doblete.

El telescopio de Kepler comprende, por último, una lente (*E10*) de 90mm de focal cumpliendo con el requerimiento de modificar el diámetro del haz de 20mm a solo 7mm.

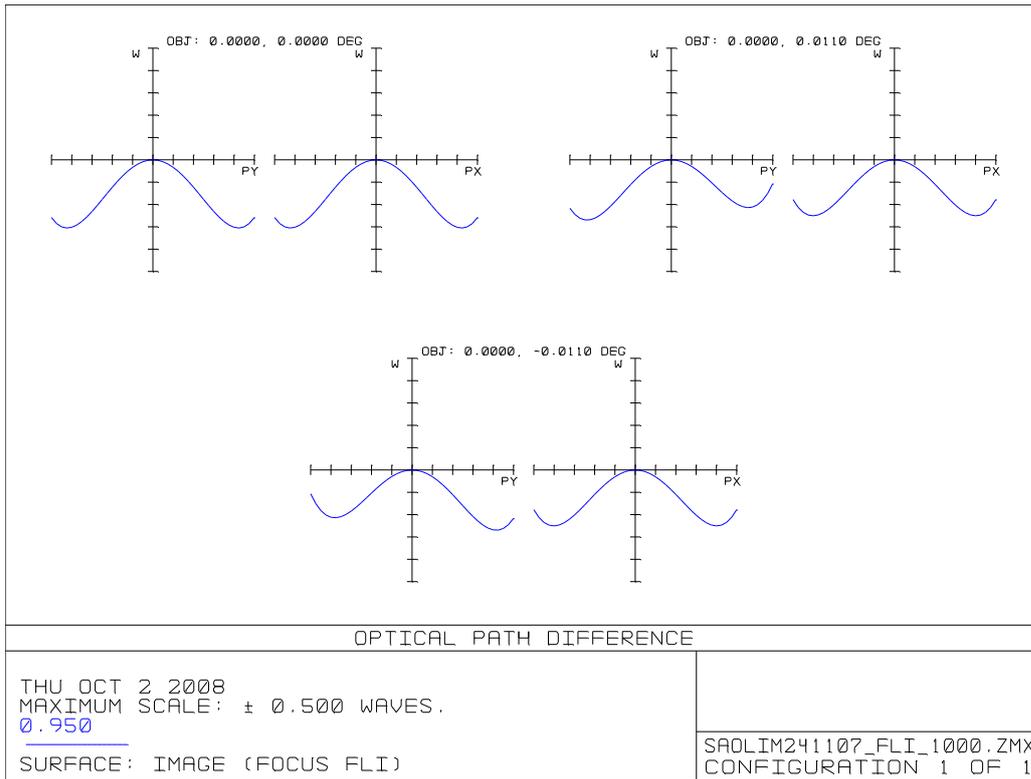
### 4.2.2.3 Análisis del nuevo diseño óptico con Zemax.

Con el fin de determinar las características del nuevo diseño óptico, el mismo fue analizado utilizando de nuevo el programa de diseño óptico Zemax y cuyos resultados se muestran desde las Figuras 4.24 hasta 4.33.

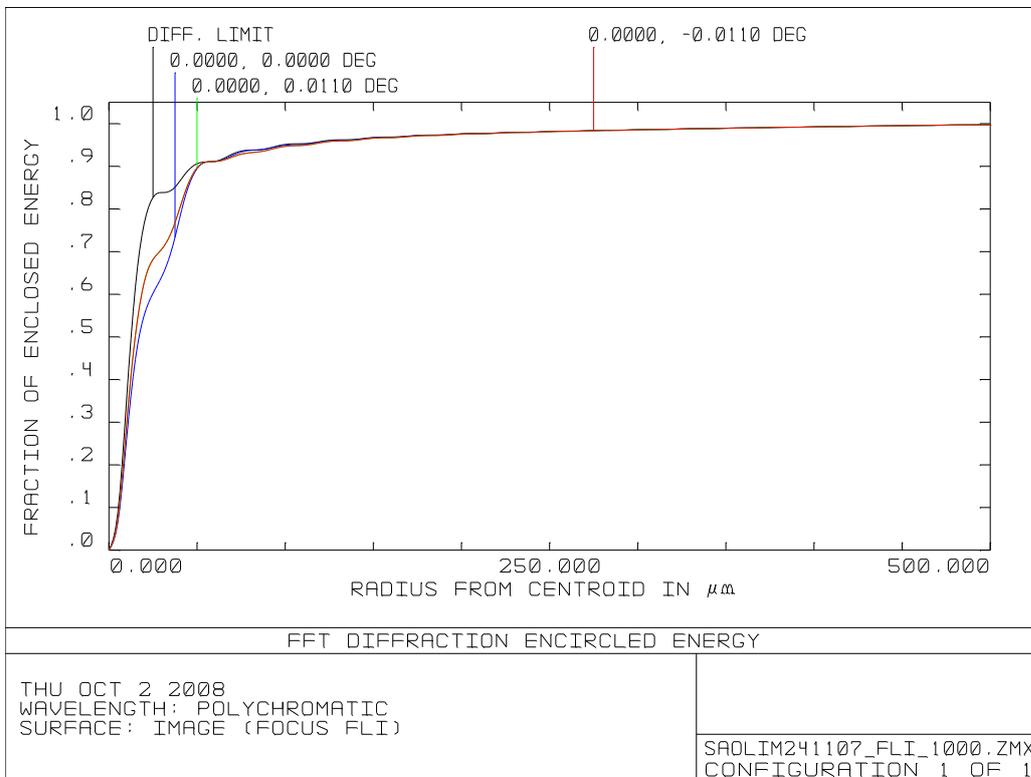


**Figura 4.24:** Método de análisis *Spot Diagram* de ZEMAX. La figura demuestra que tanto la forma de la mancha prevista como el tamaño son comparables al tamaño del disco de Airy (círculo negro). Análisis realizado para la cámara científica.

Para la calidad de imagen obtenida en la cámara científica, Zemax predice un tamaño de la imagen comparable al diámetro del disco de Airy (Figura 4.24) y una distorsión en el frente de onda de solo la quinta parte de la longitud de onda (Figura 4.25). La razón de Strehl es del 72% muy cercana al 82% esperado teóricamente, como se aprecia en la Figura 4.27, para el caso del plano que contiene la cámara científica.



**Figura 4.25:** Método de análisis *OPD FAN* de Zemax, el cual predice una distorsión de frente de onda mejor que  $\lambda/4$ . Análisis realizado para la cámara científica CCD FLI1024S.



**Figura 4.26:** Fracción de energía encerrada para el caso de la cámara científica. Para un radio de 60micras (tamaño del disco de Airy, ver Figura 4.24), el resultado esperado para el radio de Strehl es de un 78%, frente a un 82% en el límite de difracción.

En el diseño anterior, la calidad de imagen se degradaba incluso para ángulos de entrada al telescopio muy pequeños. Con el nuevo diseño, sin embargo, la calidad de imagen es casi constante incluso para ángulos de hasta 40 segundos de arco, como se aprecia en la Figura 4.25, siendo el valor del ángulo isoplanático esperado para la banda K tal y como se vio en el capítulo 2 y que además es el más grande para las posibles longitudes de onda en las cuales se va a observar.

La amplitud de las aberraciones de Seidel es muy inferior a las obtenidas en el diseño anterior (Tabla 4.5) tal y como puede comprobarse en la Tabla 4.9. La Tabla 4.10 muestra la relación entre las superficies del editor de lentes de Zemax con el elemento óptico correspondiente, para el diseño óptico optimizado.

**Tabla 4.9:** Listado de aberraciones de Seidel previsto por ZEMAX para el nuevo diseño óptico en la posición de la cámara científica.

<i>Superficie</i>	<i>Esférica</i>	<i>Coma</i>	<i>Astigmatismo</i>	<i>FCUR<sup>10</sup></i>	<i>DIST<sup>11</sup></i>	<i>CLA<sup>12</sup></i>	<i>CTR<sup>13</sup></i>
STO	-0.169222	-0.002933	0.000007	-0.000007	0	0	0
2	0.17143	0.002935	0	0.000013	0	0	0
3	0	0	0	0	0	0	0
4	0.002428	-0.0002	0.000017	0.000031	-0.000004	0	0
5	-0.001287	0.000298	-0.000069	-0.000012	0.000019	0	0
6	-0.000022	0.000035	-0.000056	0.000083	-0.000045	0	0
7	0.001904	-0.000157	0.000013	0.000083	-0.000008	0	0
8	-0.000248	0.000138	-0.000076	-0.000012	0.000049	0	0
9	0.000013	-0.000021	0.000033	0.000031	-0.000102	0	0
10	0	0	0	0	0	0	0
11	0	0	0	0	0	0	0
12	0	0	0	0	0	0	0
13	0.000011	0.000017	0.000028	0.000029	0.000091	0	0
14	0.000005	-0.00001	0.000019	0	-0.000037	0	0
15	0.000078	0.00009	0.000104	0.000102	0.000237	0	0
16	-0.000311	-0.000096	-0.000029	-0.000008	-0.000012	0	0
17	0.000002	0.00001	0.000045	-0.000058	-0.000057	0	0
18	0	0	0	0	0	0	0
IMA	0	0	0	0	0	0	0
TOT	0.004782	0.000107	0.000035	0.000275	0.000132	0	0

**Tabla 4.10:** Relación entre superficies de Zemax y los elementos del diseño optimizado.

<i>Superficie en la Figura 4.14</i>	<i>Descripción</i>
STO	Espejo primario 2.2m
2	Espejo secundario 2.2m
3	Plano focal telescopio 2.2m
4, 5, 6, 7, 8 y 9	Colimador E4
10, 11 y 12	Espejo deformable
13 y 14	Lente menisco aplanática E6
15,16 y 17	Primera lente Telescopio Kepler
18	Divisor de haz
IMA	Plano focal imagen. Localización FLI1024S

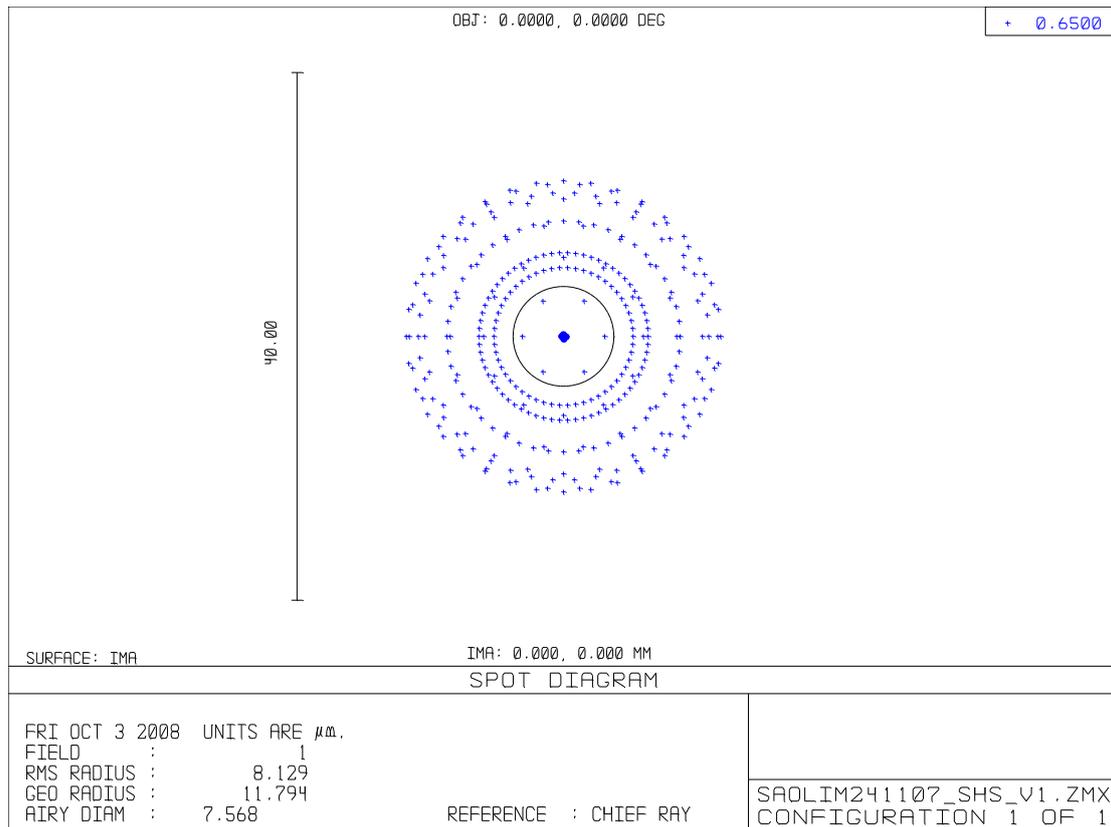
<sup>10</sup> Curvatura de campo.

<sup>11</sup> Distorsión de campo.

<sup>12</sup> Cromatismo longitudinal.

<sup>13</sup> Cromatismo transversal.

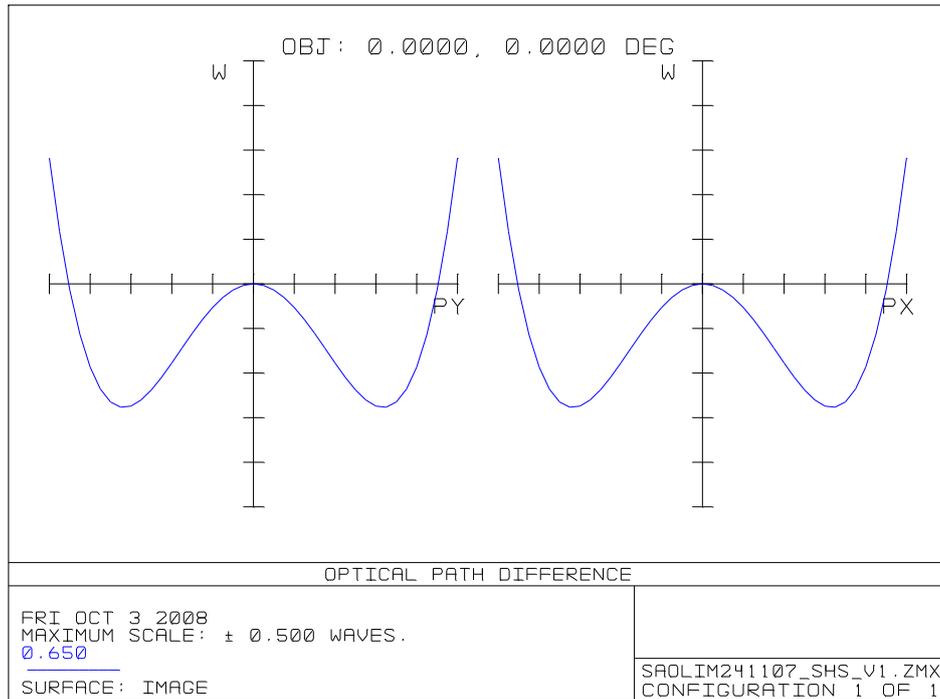
Para el caso de la calidad de imagen en la posición del sensor de frente de onda se obtienen resultados igual de satisfactorios con una distorsión en el frente de onda de la mitad de la longitud de onda (Figura 4.27 y 4.28), cumpliendo con las especificaciones necesarias para permitir medir los parámetros que describen el frente de onda con la calidad necesaria para poder reconstruirlo, ya que como se ha mencionado anteriormente, la calidad de imagen no es tan importante en estos algoritmos de reconstrucción pues sólo miden variaciones de centroides.



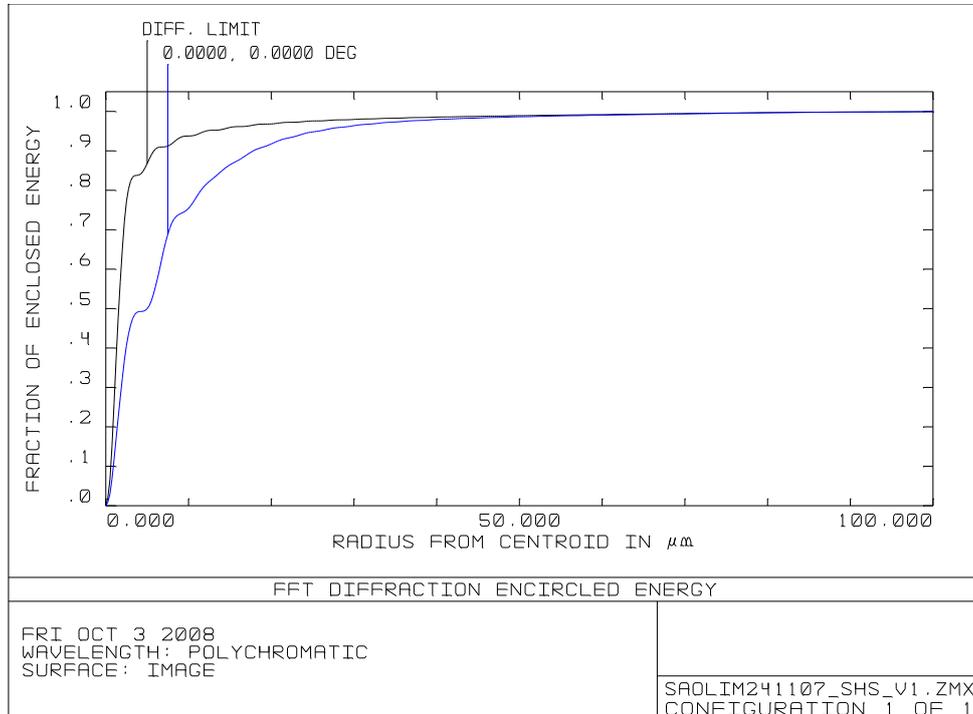
**Figura 4.27:** El método de análisis *Spot Diagram* de Zemax demuestra que tanto la forma de la mancha prevista como el tamaño son comparables al tamaño del disco de Airy (círculo negro) en el sensor de frente de onda.

La fracción de energía encerrada alcanza la teórica para las 11.37 micras que tiene el tamaño del disco de Airy tal y como puede comprobarse en la Figura 4.29.

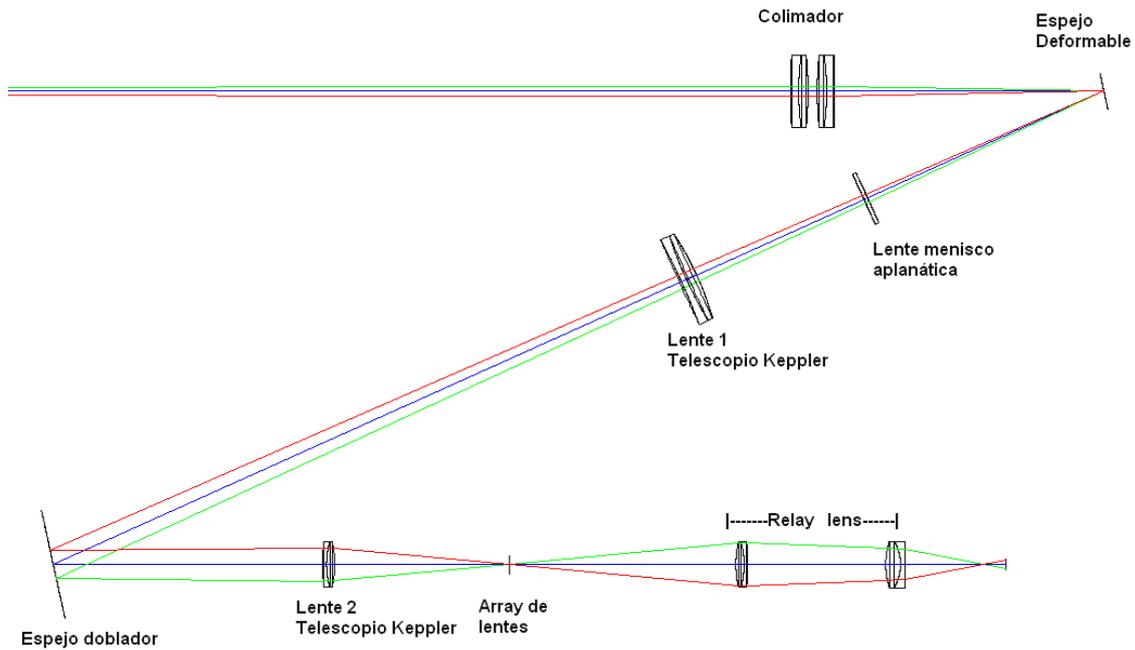
Por último, debemos de indicar que se utilizó el análisis de Zemax para determinar la posición óptima descrita anteriormente donde situar tanto el espejo deformable como la matriz de lentes, ya que dicho programa permite mostrar el trazado de rayos a través de todas las superficies con diferentes ángulos de entrada. Así en la Figura 4.30 se dibujan tres rayos donde el color indica un ángulo de entrada. Pasado el colimador existe un plano donde los rayos se cruzan, indicando la posición exacta del plano pupila del espejo primario. Esa es la posición donde debe estar situado el espejo deformable.



**Figura 4.28:** El método de análisis *OPD Fan* de ZEMAX, el cual predice una distorsión de frente de onda mejor que  $\lambda/2$  en el sensor de frente de onda.



**Figura 4.29:** Fracción de energía encerrada para el caso del sensor de frente de onda. Para un radio de 15micras, el resultado esperado para el radio de Strehl es de un 82%, frente a un 89% en el límite de difracción.



**Figura 4.30:** Trazado de rayos 3D de Zemax, mostrando la localización óptima del espejo deformable y la matriz de lentes. Cada color representa un rayo con una determinada inclinación. Los planos pupila vienen definidos por aquellos lugares en que se cortan los rayos con diferentes inclinaciones.

Un razonamiento totalmente análogo nos lleva a determinar la posición precisa de la matriz de lentes. La Figura 4.31 muestra el editor de lentes tal y como lo presenta Zemax. En él se presentan las distancias reales entre elementos utilizadas para este diseño óptico. Dicho editor está compuesto por una serie de columnas donde cada fila contiene los parámetros de una superficie. Cada lente puede estar formada por una o más superficies. En la Tabla 4.11 se resume el significado de cada columna del editor de lentes de Zemax. Así mismo la Tabla 4.12 describe las superficies utilizadas en el editor de lentes con la referencia comercial así como su significado y su correspondencia en el diagrama AutoCAD (Figura 4.21).

Como se ha mencionado al principio de esta sección la matriz de lentes también es una novedad con respecto a la mostrada en la Figura 4.14. Debido a la sombra creada por el espejo secundario del telescopio, parte de la luz se desperdicia por las microlentes más interiores de la matriz. La nueva matriz de lentes tiene una geometría anular, tal y como se muestra en la Figura 4.32. Debido a que la pupila del telescopio presenta la misma forma, este tipo de matriz de lentes resulta muy apropiado pues la forma anular de la matriz encaja perfectamente con la forma de la pupila del telescopio. De esta forma no quedan microlentes que se iluminen parcialmente. Los beneficios de este tipo de microlentes frente a la configuración hexagonal, para los algoritmos de reconstrucción ya han sido probados anteriormente (Kasper et al. 1999).

Surf: Type	Comment	Radius	Thickness	Class	Semi-Diameter	Conic
OBJ	Standard	Infinity	Infinity		0.000000	0.000000
STO*	Even Asphere	-1.320000E+004	-4469.000000	MIRROR	1102.000000	-1.132916
2*	Even Asphere	-6816.000000	5686.900000	MIRROR	427.000000	-6.539151
3	Standard	FOCAL PLANE	146.000000		2.149365E-003	0.000000
4*	Standard	571.755289	4.200000	SF5	20.000000	0.000000
5*	Standard	138.026225	5.120000	SK11	20.000000	0.000000
6*	Standard	LA0248	-190.803282		20.000000	0.000000
7*	Standard	LA0248	190.803282	SK11	20.000000	0.000000
8*	Standard	-138.026225	4.200000	SF5	20.000000	0.000000
9*	Standard	-571.755289	146.500000		20.000000	0.000000
10	Coordinate E..		0.000000	-	0.000000	
11	Standard	DM	Infinity	MIRROR	9.715683	0.000000
12	Coordinate E..		-141.000000	-	0.000000	
13*	Standard	LPX345	-518.720009	BK7	15.000000	0.000000
14*	Standard		Infinity		15.000000	0.000000
15*	Standard	AC508-1000-C	-172.980000	SF5	25.400000	0.000000
16*	Standard		234.270000	SFL6	25.400000	0.000000
17*	Standard		-336.000000		25.400000	0.000000
18	Standard	BEAMSPLITTER	Infinity		25.000000	0.000000
19	Coordinate E..		0.000000	-	0.000000	
20*	Standard	FSM	Infinity	MIRROR	30.000000	0.000000
21	Coordinate E..		175.000000	-	0.000000	
22*	Standard		156.666144	SF5	15.000000	0.000000
23*	Standard		59.140103	BK7	15.000000	0.000000
24*	Standard	LA0139	-93.222709		15.000000	0.000000
25*	Paraxial	LENSLET ARRAY		BK7	5.000000	0.000000
26*	Standard		Infinity		5.000000	0.000000
27*	Standard		114.678899	SF15	12.500000	0.000000
28*	Standard		42.340588	BALKW3	12.500000	0.000000
29*	Standard	LA0119	-55.318914		12.500000	0.000000
30*	Standard	AC254-060-Al	41.690000	BAF11	12.700000	0.000000
31*	Standard		-25.880000	FD10	12.700000	0.000000
32*	Standard		-230.700000		12.700000	0.000000
IMA	Standard		Infinity		0.015051	0.000000

Figura 4.31: Editor de lentes de Zemax para el nuevo diseño óptico.

Tabla 4.11: Descripción de las filas del editor de lentes.

Nombre columna	Descripción
Surf: Type	Tipo de superficie, puede ser estándar, espejo, esférica, paraxial etc.
Comment	Comentario, en la Tabla indica la referencia comercial de la lente.
Radius	Radio de curvatura de la superficie.
Thickness	Distancia que hay hasta la siguiente superficie.
Glass	Tipo de vidrio, puede ser, espejo, BK7, SF5, SFL6, SK11, FD10 etc.
Semi-Diameter	Radio de la lente (tamaño).
Conic	Conicidad de la lente.

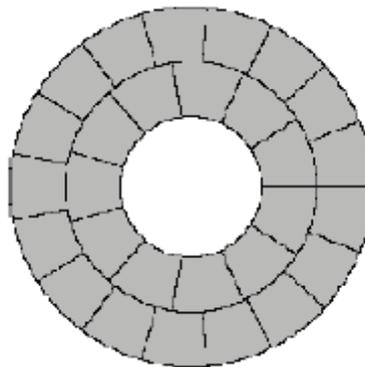
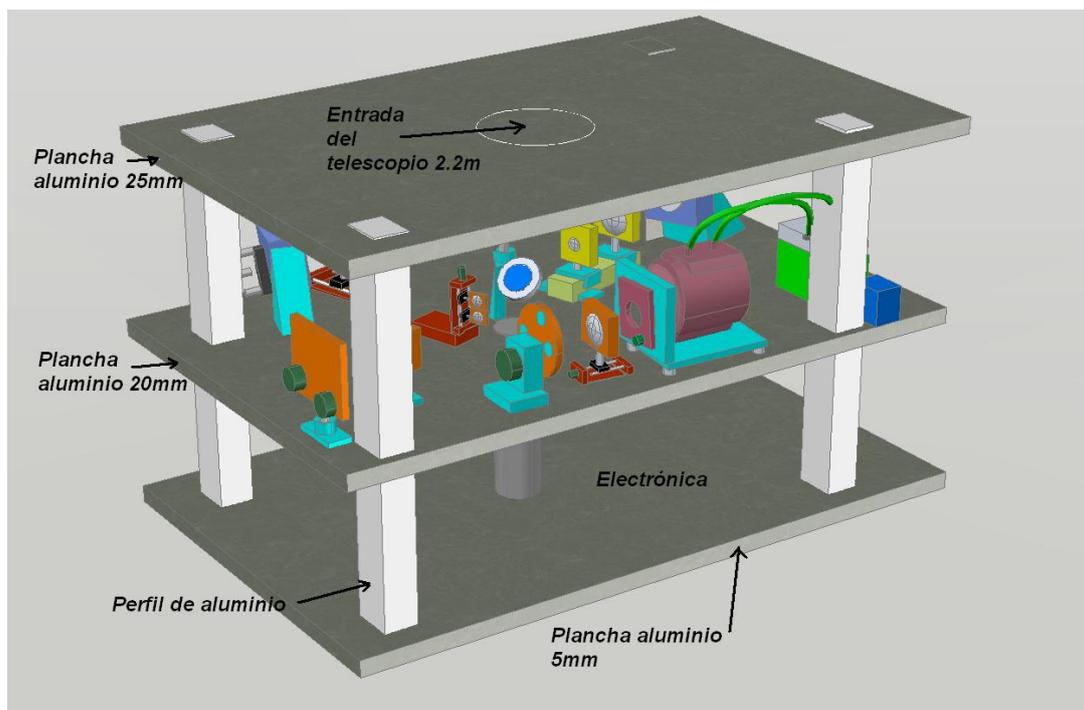


Figura 4.32: Geometría de la matriz de lentes KS28 utilizada en el diseño optimizado de SAOLIM.

**Tabla 4.12:** Descripción de los elementos de la Figura 4.31.

<i>Superficie en fig. 4.32</i>	<i>Referencia comercial</i>	<i>Descripción</i>
STO		Espejo Primario 2.2m
2		Espejo Secundario 2.2m
3		Plano focal 2.2m
4, 5, 6, 7 y 8	2 lentes tipo LAO248 <sup>14</sup>	Colimador <i>E4</i>
10,11 y 12	Espejo de membrana <sup>15</sup>	Espejo deformable <i>E5</i>
13 y 14	Lente tipo LPX345 <sup>15</sup>	Lente menisco aplanática <i>E6</i>
15, 16 y 17	Lente AC508-1000-C <sup>16</sup>	1ª lente telescopio Kepler <i>E7</i>
18	Modelo TD2105 <sup>17</sup>	Divisor de haz <i>E8</i>
19, 20, 21	Espejo plano dia. 50mm <sup>15</sup>	Espejo doblador <i>E9</i>
22, 23 y 24	Lente tipo LAO139 <sup>15</sup>	2ª lente telescopio Kepler <i>E10</i>
25 y 26	Keystone28 f=45mm <sup>18</sup>	Matriz de lentes <i>E11</i>
27, 28, 29, 30, 31 y 32	Lentes LAO119 <sup>5</sup> y AC254-060-A1 <sup>17</sup>	Sistema telecéntrico que forma imagen en el sensor. <i>E12</i> y <i>E13</i>

### 4.2.3 Diseño mecánico.

**Figura 4.33:** Diseño mecánico de SAOLIM.

El diseño mecánico es el mismo para los dos diseños ópticos expuestos anteriormente. Se ha utilizado una mesa óptica de 75x50cm con un espesor de 2cm. El material es aluminio y el fabricante asegura una planitud de  $\pm 0.05\text{mm}$ . Dicha mesa está dotada de

<sup>14</sup> Proporcionado por Edmund optics. <http://www.edmundoptics.com>

<sup>15</sup> Proporcionado por Oko Technologies. <http://www.okotech.com>

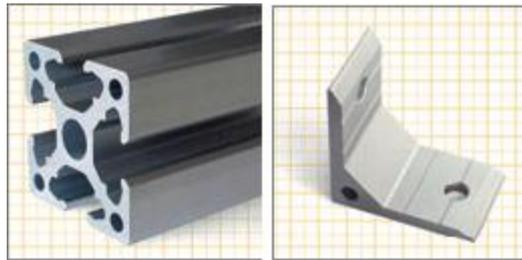
<sup>16</sup> Proporcionado por Thorlabs. <http://www.thorlabs.com>

<sup>17</sup> Proporcionado por Laser Zentrum Hannover

<sup>18</sup> Proporcionado por Adaptive Optics Associates. <http://www.aoainc.com>

un patrón de agujeros de métrica M6 equi-espaciados cada 25mm, lo que facilita la colocación de elementos ópticos en la misma. El peso de la mesa es 15kgr.

Una plancha de aluminio de 25mm de grosor y de las mismas dimensiones que la anterior, se utilizó como parte superior del instrumento. Con el fin de aumentar la versatilidad del diseño para la colocación de elementos ópticos la cubierta superior es también una mesa óptica. La disposición de ambas mesas ópticas puede verse en la Figura 4.33. Al tablero superior se le ha practicado un orificio circular de 18cm de diámetro para asegurar que no viñetee la entrada del telescopio.



**Figura 4.34:** Detalle de los perfiles de aluminio que permiten levantar la estructura de SAOLIM. Tres escuadras por cada base del perfil refuerzan la estructura para minimizar posibles flexiones del instrumento.

Ambas mesas ópticas están unidas por perfiles de aluminio de 60x60mm y reforzadas con 3 escuadras en cada extremo (Figura 4.34) del proveedor *Transmisiones mecánicas AVE S.A.* (<http://www.ave-chains.com>). La longitud de los perfiles es de 40cm. Con estas dimensiones y para el peso total del instrumento (75kgr) se asegura que las flexiones sean despreciables, tal y como se demostrará más adelante en el capítulo de resultados (Capítulo 5).

El nivel más inferior de todos alberga la electrónica. Puesto que el peso total de la electrónica no supera los 7Kgr, la base inferior es una plancha de aluminio de solo 5mm espesor. De este modo, es lo suficientemente robusta como para contener la electrónica pero al mismo tiempo ligera de peso.

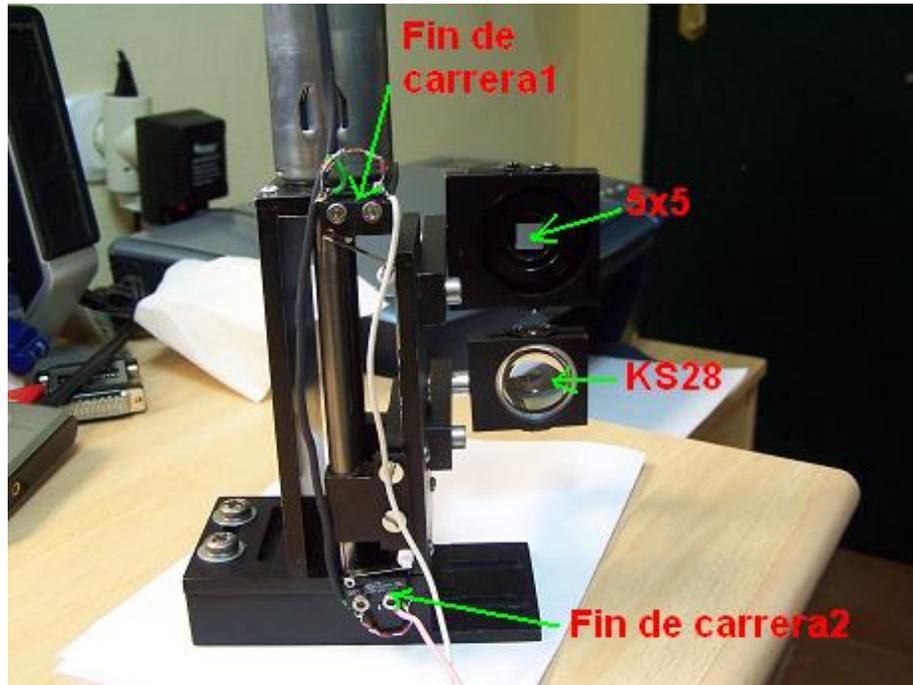
Todos los laterales del prototipo están cubiertos por planchas de metacrilato negro para evitar luces parásitas así como minimizar corrientes turbulentas provenientes del exterior. Dichas cubiertas pueden ser fácilmente abatidas sin necesidad de utilizar ninguna herramienta, ya que están sujetas por bisagras al instrumento y fijadas mediante un pequeño imán. Esto simplifica el acceso al banco óptico durante el proceso de alineado.

### 4.3. Modelo de sensor de Shack-Hartmann en SAOLIM.

Como se ha mencionado anteriormente, el sensor de frente de Shack-Hartmann está formado por varios elementos que van desde el elemento *E10* al *E15* en la Figura 4.21, donde los más importantes son una matriz de lentes y una cámara de lectura rápida.

### 4.3.1 Matriz de lentes.

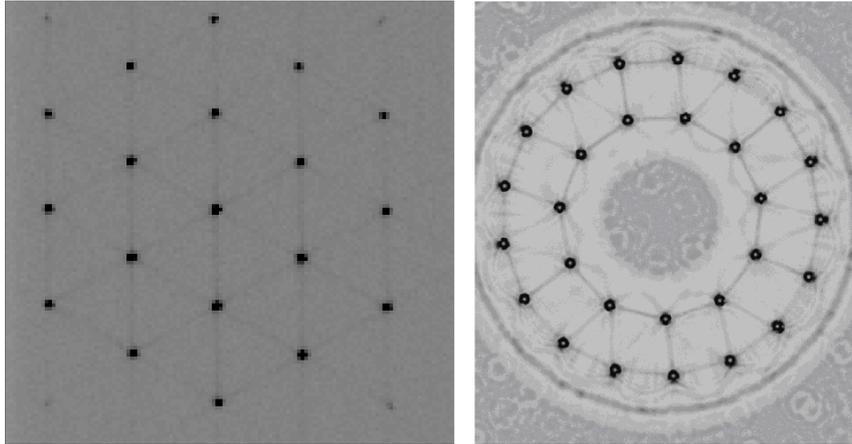
Actualmente SAOLIM tiene disponibles dos configuraciones para la matriz de lentes. La primera presenta una configuración de 5x5 microlentes, tal y como se expuso en la sección 4.2.1.4. La segunda configuración de la matriz de lentes (KS28) tiene una disposición geométrica anular, tal y como se describió en 4.2.2.



*Figura 4.35:* Plataforma móvil que posiciona la matriz de lentes 5x5 o KS28 en el camino óptico. Dos fines de carrera en los extremos de la plataforma aseguran el posicionamiento de uno u otro.

Las dos configuraciones de matriz de lentes están ubicadas en una montura móvil motorizada (Figura 4.35), de modo que el usuario pueda seleccionar cualquiera de las matrices. Un fin de carrera en la parte superior y otro en la parte inferior, detiene el funcionamiento del motor (situado en la parte más superior de la plataforma), de manera que, la matriz de lentes seleccionada esté situada en el centro del haz óptico. La Figura 4.36 muestra el aspecto que presentan ambas matrices al formar imagen en el sensor de frente de onda utilizando la fibra de referencia.

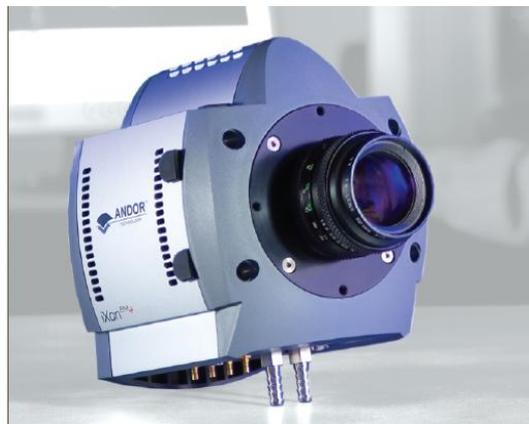
Cada matriz de lentes tiene una distancia focal distinta por lo que es necesario reenfoque la imagen en el detector del sensor de frente de onda mediante las lentes  $E13$  y  $E14$  de la Figura 4.22.



**Figura 4.36:** Izquierda: Visualización en escala logarítmica del patrón de puntos producido por la matriz 5x5. Derecha: la misma visualización para la matriz KS28. Estas imágenes han sido obtenidas con la fibra óptica.

### 4.3.2 Características del sensor EMCCD.

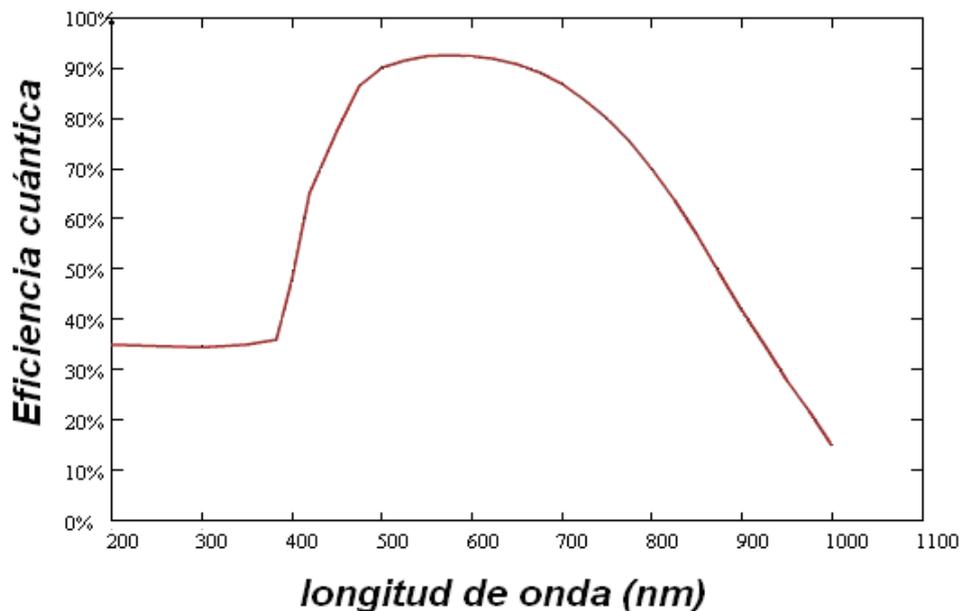
El detector del sensor de frente de onda es una cámara con tecnología EMCCD, retroiluminada, con una triple etapa refrigeradora por efecto Peltier, permitiendo temperaturas de hasta  $-70^{\circ}\text{C}$  sin líquido refrigerante y  $-85^{\circ}\text{C}$  con líquido refrigerante. El fabricante es Andor Technologies (Figura 4.37).



**Figura 4.37:** Cámara EMCCD IXON DU-860E-UVB retro-iluminada de Andor Technologies.

Está dotada con un detector de  $128 \times 128$  píxeles y permite rangos de lectura del detector completo de hasta 420 imágenes por segundo. La escala de imagen es de  $0.48''/\text{píxel}$  en el plano focal del sensor según el diseño óptimo final.

La tecnología retroalimentada en la parte posterior (en inglés *Back-Illuminated*) es la tecnología más innovadora en términos de sensibilidad para detectores CCD, la cual provee el máximo de eficiencia cuántica posible en el rango espectral visible y infrarrojo cercano ( $>90\%$  en el pico, ver Figura 4.38). Un resumen de características de este detector puede verse en la Tabla 4.13. Al ser de ganancias multiplicativas se consiguen ruidos de lectura inferiores a  $1 e^-$  de *rms*.



**Figura 4.38:** Eficiencia cuántica de la cámara EMCCD IXON DU-860E-UVB back-iluminated de Andor Technologies. Presenta un máximo de 92.5% en 550nm.

**Tabla 4.13:** Especificaciones de la cámara IXON DVB-860 back-iluminated.

Área (píxeles)	128 x 128
Tamaño del píxel ( $\mu\text{m} \times \mu\text{m}$ )	24 x 24
Área ( $\text{mm}^2$ )	3.1 x 3.1
Sensor	UVB
Pico de eficiencia cuántica	92.5% en 550nm
Temperatura mínima ( $^{\circ}\text{C}$ )	-75 (Sin refrigerador) -90 (Con refrigerador)
Velocidad de lectura (Imágenes/segundo)	515
Capacidad del registro de ganancia EMCCD ( $e^-$ )	800000
Capacidad del pozo del área activa ( $e^-$ )	200000
Velocidades de lectura de píxel	10,5,3,1 Mhz
Ganancia electrónica	Hasta 2500 (ajustable en 255 pasos)
Vertical clock speed ( $\mu\text{s}$ )	0.0875 hasta 0.45
Ruido de lectura ( $e^-$ )	49 a 10Mhz
Ruido de lectura con ganancia EM ( $e^-$ )	<1
Amplificador A/D	14 bits (16384 niveles)
Corriente de oscuridad ( $e^-/s$ )	0.002 a $-85^{\circ}\text{C}$

Para disipar el calor producido por las etapas Peltier, la cámara está dotada de un ventilador. Al estar todo el conjunto dentro del banco óptico de SAOLIM, el calor crea turbulencias cerca del espejo deformable, por lo que se optó por instalar un sistema de refrigeración líquida externo a la cámara EMCCD (Figura 4.39). De este modo, se puede operar con el ventilador apagado. Así mismo, se consigue mejorar la disipación de calor, consiguiendo una temperatura final en el chip  $10^{\circ}\text{C}$  por debajo del valor nominal. El sistema de refrigeración externo es un sistema de refrigeración líquido de PC, en concreto el modelo *Bigwater 73 CL-W0075* de la compañía *Thermaltake*, el cual utiliza como refrigerante *Ethylene Glycol*. La disminución de la temperatura en el chip

tiene como consecuencia directa un aumento de la ganancia EM, tal y como asegura el fabricante.



**Figura 4.39:** Detalle de la cámara IXON con el sistema de refrigeración líquida Bigwater 735 CL-W0075 de Thermaltake.

#### 4.3.1.1 Principio del EMCCD.

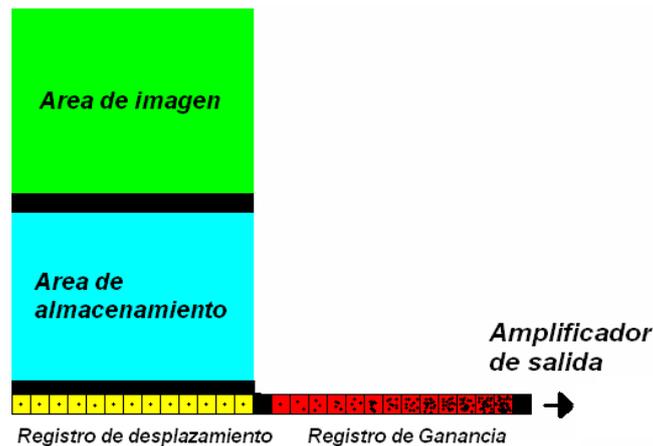
La tecnología EMCCD (*Electrón multiplying charged coupled device*) fue introducida por primera vez en el año 2001, como una idea innovadora para poder amplificar eventos de baja iluminación normalmente dominados por el ruido de lectura en un CCD convencional. Esencialmente un EMCCD es un sensor de imagen que es capaz de detectar eventos de un solo fotón, gracias a una estructura de electro-multiplicación insertada en el propio chip.

Tradicionalmente las cámaras CCD ultra-sensibles con ruidos de lectura de menos de 10 electrones suelen tener un tiempo de lectura muy lento. Por otro lado las cámaras con un tiempo de lectura rápido poseen un ruido de lectura muy alto, ya que el ruido se escala con el ancho de banda del amplificador. Las cámaras EMCCD evitan estos inconvenientes ya que incrementan la señal antes de llegar al amplificador y por tanto son capaces de mantener una muy alta sensibilidad al mismo tiempo que tiempos de lectura muy cortos. Amplificando la señal en esta etapa, el ruido de lectura ya no limita la sensibilidad. Tal y como se mencionó en la sección 2.3.4.3, éstas son dos de las cualidades más importantes que debe poseer un sensor de frente de onda para óptica adaptativa.

La mayoría de las EMCCD funcionan de manera similar. El chip posee dos áreas, una para el sensor propiamente dicho que captura la imagen, y un área de almacenamiento, donde la imagen se guarda previa a la lectura. El área de almacenamiento es del mismo tamaño por tanto, que el área de imagen, y normalmente está cubierta por una capa de aluminio para protegerla de la luz. Durante una adquisición, el área del sensor se expone a la luz, y se captura la imagen, después de lo cual, la imagen es automáticamente desplazada al área de almacenamiento desde donde es leída.

Mientras la imagen es leída, el área de captura adquiere la siguiente imagen. Por tanto la máscara de aluminio actúa como obturador electrónico. Para leer el sensor, la carga es desplazada a través de un registro de lectura en un registro de multiplicación o de ganancia, donde la amplificación ocurre previamente a ser leída por el amplificador de carga.

Los registros de ganancia (Figura 4.40) consisten en cientos de pequeñas celdas. Cada célula amplifica la señal aprovechando un proceso que ocurre de manera natural en los CCDs conocido como carga inducida de reloj o carga espúrea. Tradicionalmente esto ha sido considerado como una fuente de ruido y por tanto un fenómeno que debía ser minimizado, pero en la tecnología EMCCD se hace uso de esta característica. En el proceso de transferencia de carga de un registro existe una probabilidad muy pequeña, pero finita, de que dicha carga cree nuevas cargas mediante un proceso conocido como ionización de impacto. Esto ocurre cuando una carga tiene suficiente energía para crear otro par electrón-hueco, generando un proceso multiplicativo y por tanto una amplificación efectiva de la señal.



**Figura 4.40:** Esquema de un detector con tecnología EMCCD.

En dicho registro de ganancia cada electrodo es sustituido por dos, donde el primero es fijado a un potencial y el segundo es sincronizado como normal, excepto porque se necesitan voltajes mucho mayores (40-60V) que los necesarios durante solo la transferencia de carga.

El campo eléctrico creado entre los dos electrodos es lo suficientemente grande como para se produzca una ionización de impacto cuando es transferida la carga. Cada vez que un electrón es sincronizado a la siguiente célula de registro, producirá un segundo electrón en típicamente un 1% del ciclo de reloj. Ya que estos registros multiplicativos usualmente consisten en muchas etapas multiplicativas, esta pequeña probabilidad ( $\mu$ ) resultará en una ganancia apreciable  $g = (1 + \mu)^s$  siendo  $s$  el número de células de registro. Esta ionización genera nuevos electrones cuya multiplicación por transferencia es pequeña (solo un factor 1.01 a 1.015 veces como máximo), pero cuando se hace a lo largo de un gran número de transferencias, la ganancia alcanzada es sustancial.

Los fotoelectrones son trasferidos verticalmente del área de imagen al área de almacenamiento cuando un ciclo de integración finaliza. Mientras que la siguiente imagen es adquirida, la imagen que reside en el área de almacenamiento puede ser leída convencionalmente mediante los registros de desplazamiento.

#### 4.3.1.2 Factor de ruido y ganancia electro multiplicativa.

La señal de salida del registro de ganancia se envía directamente a un amplificador convencional de CCD. Estos amplificadores incluso los de muy alta calidad tienen un ruido de lectura que ronda los 10 o 20 electrones de *rms* a rangos de lectura de varios megahercios. Sin embargo este ruido se reduce por el factor de multiplicación del registro de ganancia, el cual, cuando es suficientemente alto, alcanza valores de menos de 1 electrón de *rms*. De modo que utilizando la ganancia EM se puede reducir efectivamente el ruido a valores muy pequeños a cualquier velocidad de lectura.

El hecho de incluir una ganancia multiplicativa añadirá un ruido a la señal medida, debido a la naturaleza estocástica del proceso de multiplicación. Es un efecto similar al que ocurre en las CCD intensificadas. Dicho ruido se conoce como *factor de ruido*.

La ganancia electro-multiplicativa es el resultado de un proceso estocástico. Para una ganancia electro-multiplicativa  $g$  y una probabilidad de impacto en el proceso de ionización  $\mu$ , el factor de ruido  $F$  viene dado por (Robbins y Hadwen 2003):

$$F^2 = \frac{1}{g} \left( \frac{2g + \mu - 1}{\mu + 1} \right). \quad (4.7)$$

Para ganancias del orden de varios cientos y una probabilidad de impacto de ionización de  $\mu \sim 0.01$ , la expresión 4.7 tiende a  $\sqrt{2}$ . La relación señal ruido para la detección de  $S_{ph}$  fotoelectrones por píxel en una imagen individual en una CCD sin ganancia multiplicativa es:

$$SNR_{conv} = \frac{S_{ph}}{\sqrt{S_{ph} + S_{dark} + \sigma^2}}. \quad (4.8)$$

Donde  $S_{dark}$  es la señal de la corriente de oscuridad y  $\sigma^2$  es el ruido de lectura del CCD. En el caso de una CCD con ganancia electro-multiplicativa, el factor de ruido se verá afectado por la señal relativa a la detección y a la corriente de oscuridad. Pero al mismo tiempo la ganancia electro-multiplicativa disminuye el ruido de lectura efectivo:

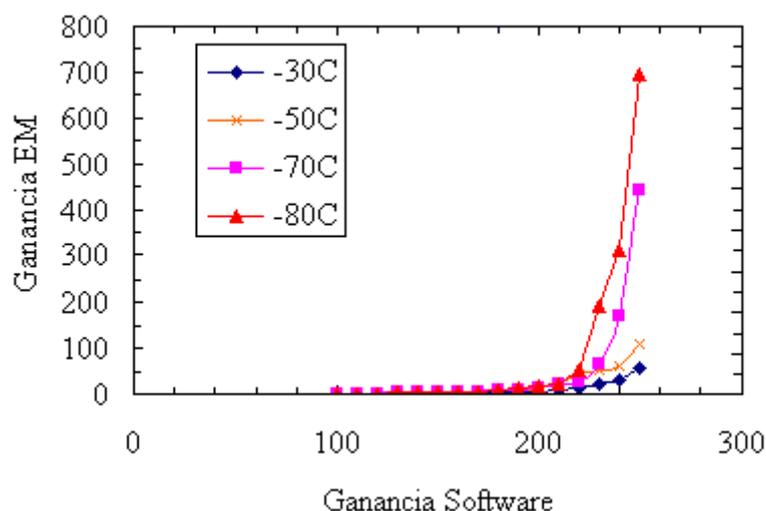
$$SNR_{EMCCD} = \frac{S_{ph}}{\sqrt{F^2 S_{ph} + F^2 S_{dark} + \frac{\sigma^2}{g^2}}}. \quad (4.8)$$

Si la contribución de la corriente de oscuridad es despreciable, una EMCCD con  $g \gg 100e^-$  será más eficiente que una CCD convencional con el mismo ruido de lectura solo para señales por debajo de 10000 fotoelectrones. Por encima de este nivel, la

multiplicación de electrones provocará una razón señal ruido peor. Esto significa que no tiene sentido utilizar detectores EMCCDs en condiciones que no sean de baja iluminación. Por este motivo, la mayoría de los detectores EMCCD están equipados con un registro de ganancia multiplicativa y otro de lectura convencional, permitiendo elegir el modo de lectura más apropiado dependiendo de las condiciones de iluminación.

### 4.3.1.3 Dependencia de la ganancia con la temperatura.

La corriente de oscuridad es similar a la de las CCDs convencionales y por tanto depende de la temperatura. Usualmente se selecciona una temperatura a la cual la corriente de oscuridad es menor que el ruido de lectura, de modo que operar con una temperatura menor no tiene mayor beneficio para un CCD normal. Para una EMCCD, como no hay apenas ruido de lectura para eventos de un solo fotón, idealmente se desea que no haya corriente de oscuridad. La Figura 4.41 muestra este hecho al mismo tiempo que pone de manifiesto que no existe una relación lineal entre la ganancia utilizada en el programa de control y la ganancia EM real. Además puede comprobarse que la ganancia EM real aumenta casi un factor 2 por cada 10°C de temperatura para el valor máximo de la ganancia (ver Tabla 4.14).



**Figura 4.41:** Medidas experimentales muestran la dependencia no lineal de la ganancia EM introducida en el control de la cámara y la real para el sensor de frente de onda de SAOLIM.

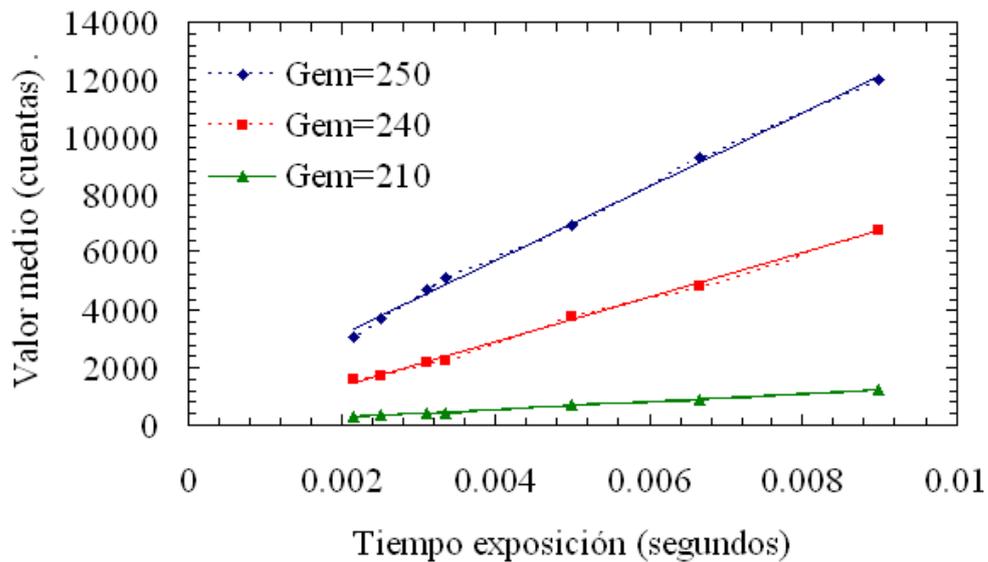
**Tabla 4.14:** Ganancia EM real para diferentes temperaturas.

Ganancia Programa	-70°C	-80°C	-50°C	-30°C
100	1.41	1.4	1.04	1.04
110	1.59	1.58	1.04	1.04
120	2.1	2.1	1.05	1.05
130	2.63	2.6	1.47	1.08
140	3.01	3	2.37	1.1
150	3.55	3.5	2.93	1.39
160	3.87	4.84	4.7	1.65
170	4.88	5.85	5.7	3.08

<b>Tabla 4.14 (cont.): Ganancia EM real para diferentes temperaturas.</b>				
180	8.14	10.82	6	4.06
190	8.56	13.96	6.41	4.48
200	14.16	18.38	11.33	4.79
210	20.82	25.1	22.4	7.67
220	26.8	57.5	41.84	12.65
230	64.4	215.64	51	24
240	172.08	352.7	60	30.3
250	440.76	780	110	55

### 4.3.1.5 Linealidad.

En este apartado se estudia la dependencia de la señal obtenida por la cámara en condiciones de iluminación uniforme con respecto al tiempo de exposición. Las medidas experimentales demuestran que el detector es lineal en todo el rango dinámico del mismo (0 hasta 12000 cuentas) con variaciones de 3% como máximo en todos los casos (Figura 4.42).



**Figura 4.42:** Rango de linealidad del detector del sensor de frente de onda. Cada gráfica muestra en línea punteada los datos experimentales mientras que la línea continua representa el ajuste por mínimos cuadrados.

### 4.3.1.6 Rango dinámico.

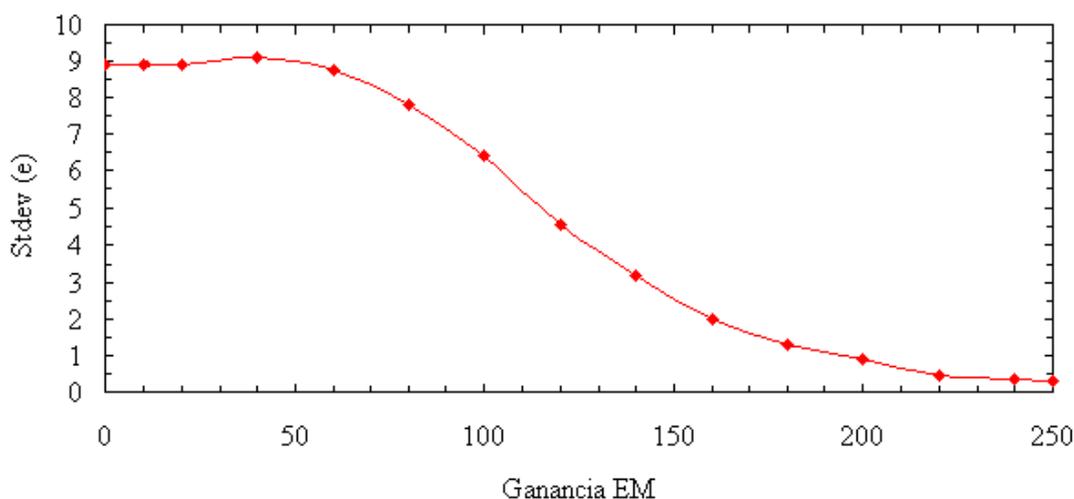
Cuando una imagen astronómica es grabada en disco las cuentas son almacenadas como números enteros con un intervalo de intensidades limitado. Dicho intervalo es el rango dinámico y viene determinado por la resolución del convertidor analógico/digital, limitando también el tamaño del fichero almacenado. El tamaño de los píxeles limita el número de electrones útiles el cual viene caracterizado por el parámetro “capacidad de pozo lleno” (en inglés, "full well capacity"). Es un factor cuantitativo que determina

junto con la eficacia cuántica la calidad de la señal. Por eso, en sensores de igual tamaño, el número de píxeles está en relación directa con la resolución o cantidad de información final, pero en relación inversa con la sensibilidad o límite de detección y la calidad de la misma.

El cálculo del rango dinámico en una cámara EMCCD es más complicado que en una CCD convencional, debido al efecto que tiene la ganancia electromultiplicativa sobre el límite de detección frente a la capacidad el pozo. El rango dinámico viene dado por la siguiente expresión:

$$RD = \frac{CP}{LD} .$$

Siendo  $CP$  la capacidad el pozo y  $LD$  el límite de detección. La función principal del efecto multiplicativo es reducir el límite de detección para el ruido de lectura, permitiendo la detección de un solo fotón, que de otra manera quedaría enmascarado por el ruido de fondo. En un detector EMCCD, el límite de detección viene determinado por el ruido de lectura efectivo, o lo que es lo mismo, el ruido de lectura dividido entre la ganancia multiplicativa, siendo el valor mínimo menos de 1 electrón (Figura 4.43 y Tabla 4.15). Esto es debido a la propia definición de límite de detección, ya que no es posible detectar menos de 1 fotón, y por tanto, el límite de detección no debe ser tomado como menor de 1 electrón.



**Figura 4.43:** Valores experimentales obtenidos para la desviación estándar (electrones) frente al valor de la ganancia EM del programa de control. Datos obtenidos a una frecuencia de 180Hz y -70°C.

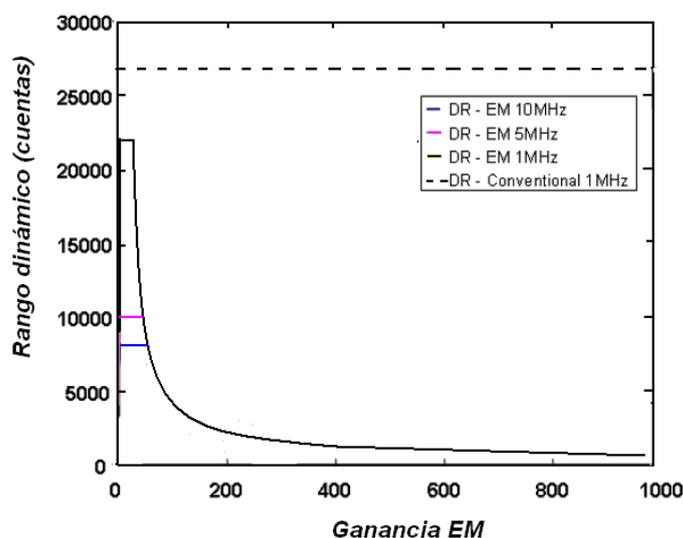
**Tabla 4.15:** Relación entre el nivel de Bias (cuentas) y desviación estandar (electrones) para diferentes valores de la ganancia multiplicativa (Unidades lógicas del programa de control).

$G_{EM}$	0	10	20	40	60	80	100	120	140	160	180	200	220	240	250
Bias	1419	1632	1644	1663	1682	1705	1716	1732	1748	1765	1780	1796	1815	1848	1850
Stddev	8.9	8.9	8.9	9.1	8.7	7.8	6.4	4.5	3.2	1.98	1.28	0.87	0.43	0.34	0.29

Por otro lado, al aumentar la ganancia EM va a disminuir la capacidad del pozo, pero estas cámaras EMCCD tienen una ubicación de memoria (o buffer) tal que al aumentar la ganancia EM se mantenga la capacidad del pozo. Este buffer está ubicado en los píxeles del registro de ganancia, en forma de una mayor capacidad. De modo que la capacidad real, viene dada por la capacidad de los píxeles en el sensor, hasta que se sature la capacidad de los píxeles del registro de ganancia, por efecto de aplicar la ganancia EM. Una vez ocurrido esto, la capacidad el pozo efectivo ( $CP_e$ ) será:

$$CP_e = \frac{CP}{G_{EM}} .$$

Donde  $G_{EM}$  es la ganancia EM. Luego el rango dinámico aumenta al aumentar la ganancia EM, hasta alcanzar un máximo, después del cual, comienza a disminuir de nuevo (Figura 4.44).



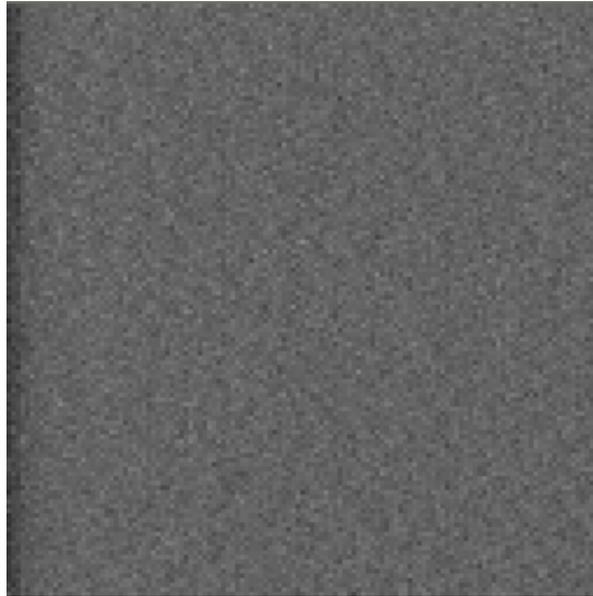
**Figura 4.44:** Relación entre el rango dinámico (RD) de un cámara EMCCD y la ganancia EM. El RD aumenta hasta llegar a un punto en que comienza a decrecer, al aumentar la ganancia. Imagen obtenida de Andor Technologies, para la cámara IXON DU-897.

#### 4.3.1.6 Estructura de una imagen de corriente oscura (Dark).

El Dark es una imagen de un determinado tiempo de exposición en condiciones de completa oscuridad obtenida por una cámara CCD. Por tanto, es una imagen cuya señal está constituida por el ruido de lectura y la corriente de oscuridad del detector, así como un nivel constante para cada píxel que es conocido como bias. También pueden aparecer efectos en la cosmética del detector como píxeles defectuosos.

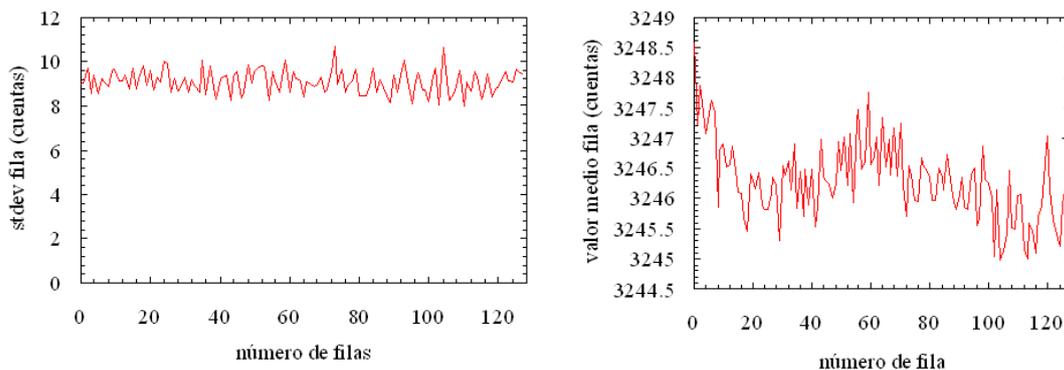
La estructura del Dark depende de los parámetros de configuración de la cámara. Por ese motivo es importante que si durante la observación se cambia algún parámetro, se genere un Dark maestro, el cual es corregido de la imagen científica. Una buena aproximación es la mediana de un número elevado de imágenes de tiempo de

exposición cero. Al combinar las imágenes en mediana se elimina el ruido de la imagen. Para el presente estudio se combinaron 150 Darks individuales (Figura 4.45).



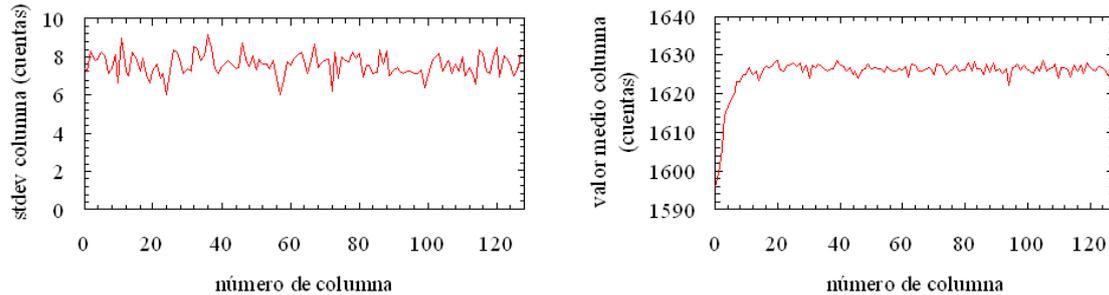
**Figura 4.45:** Aspecto que presenta un Dark maestro formado por la combinación de 150 Dark individuales, a una frecuencia de 180Hz, ganancia EM = 1, y  $-70^{\circ}\text{C}$ .

La Figura 4.46 muestra la desviación estándar (izquierda) y valor medio (derecha) de cada fila frente al número de la misma. En esta última se aprecia una estructura de 4 cuentas de amplitud lo que demuestra que la estructura del Dark está dominada por fuertes variaciones fila a fila.



**Figura 4.46:** Izquierda: Desviación estándar frente al número de fila. Derecha: Valor medio de una fila frente al número de fila. El experimento se realizó a una frecuencia de 180Hz, y una ganancia EM = 1. La temperatura del detector fue  $-70^{\circ}\text{C}$ .

El mismo estudio se ha hecho para las columnas (Figura 4.47). Puede observarse que las primeras 10 columnas tienen un valor medio inferior al resto, característica que pertenece a la estructura que tiene el Dark de esta cámara, probablemente ocasionado por el amplificador al inicio de la lectura.



**Figura 4.47:** Izquierda: Desviación estándar frente al número de columna. Derecha: Valor medio de una columna frente al número de columna. El experimento se realizó a una frecuencia de 180Hz, y una ganancia EM = 1. La temperatura del detector fue  $-70^{\circ}\text{C}$ .

## 4.4 Elementos activos del sistema.

### 4.4.1 El espejo Tip-Tilt.

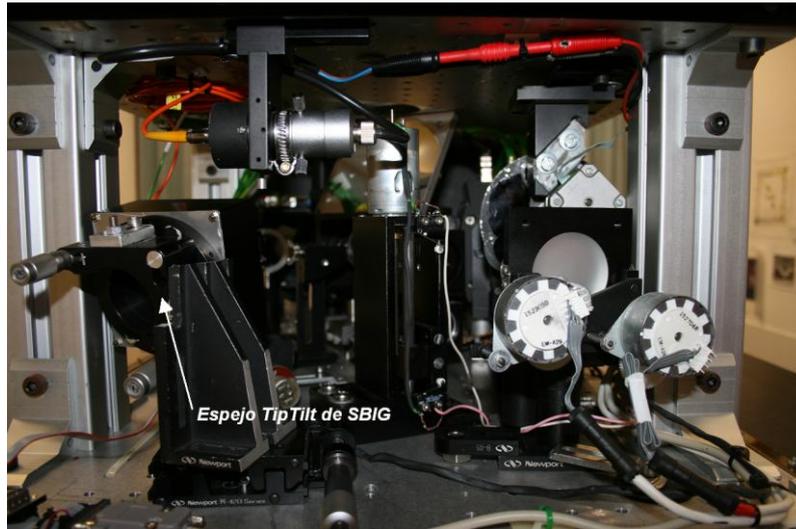
El espejo de *Tip Tilt* es el modelo *AO-7* de la compañía *SBIG* el cual fue diseñado inicialmente para ser utilizado y controlado desde una de las cámaras CCD comerciales de la misma casa. Esto planteó inicialmente un problema pues no existe ninguna CCD de *SBIG* integrada en el instrumento. Sin embargo, mediante una tarjeta de control, el espejo es gobernado por el puerto paralelo y hace innecesaria la presencia de una CCD de *SBIG* para poder controlarlo, pudiendo acceder directamente al mismo. La tarjeta fue proporcionada por *SBIG* así como el protocolo de comunicaciones en C/C++.

El espejo dispone de cuatro imanes en la parte anterior los cuales interactúan con el campo magnético producido por cuatro bobinas situadas en la parte fija del dispositivo, al circular corriente por ellas (Figura 4.48).

El efecto de los dos campos magnéticos hace mover el espejo rápidamente en dos ejes perpendiculares. Una técnica patentada por la compañía *SBIG* detiene el espejo rápidamente de forma precisa después de moverlo.

El espejo es capaz de moverse a una frecuencia de 50Hz. Sin embargo, la frecuencia óptima de funcionamiento es de unos 35Hz (ver Capítulo 5), lo que supone un intervalo suficiente para la corrección de *Tip-Tilt*. Según el fabricante, el rango de corrección del espejo es de  $\pm 0.5^{\circ}$ . La distorsión introducida por la atmósfera no desplaza la estrella más de 125-150 micras para un seeing de  $1.5''$  en un telescopio de 2.2m a  $f/8$  en su plano focal según cálculos realizados con *Zemax*. Como el espejo tiene un diámetro de 50mm éste debe situarse cerca del plano focal del telescopio de modo que no produzca viñeteo en el haz de entrada. La distancia de seguridad respecto al plano focal elegida para que esto no ocurra, es de 25cm. Por tanto, a esa distancia el espejo de *Tip-Tilt* tan solo tiene que inclinarse  $0.02^{\circ}$  para compensar el desplazamiento estimado.

Este espejo fue elegido por el bajo coste ( $\sim 800\text{€}$ ) acorde con la filosofía del instrumento expuesta en la sección 1.3.1.



**Figura 4.48:** Espejo de Tip-tilt de SBIG dentro del banco óptico de SAOLIM. Vista desde el lateral izquierdo.

## 4.4.2 El espejo deformable (DM).

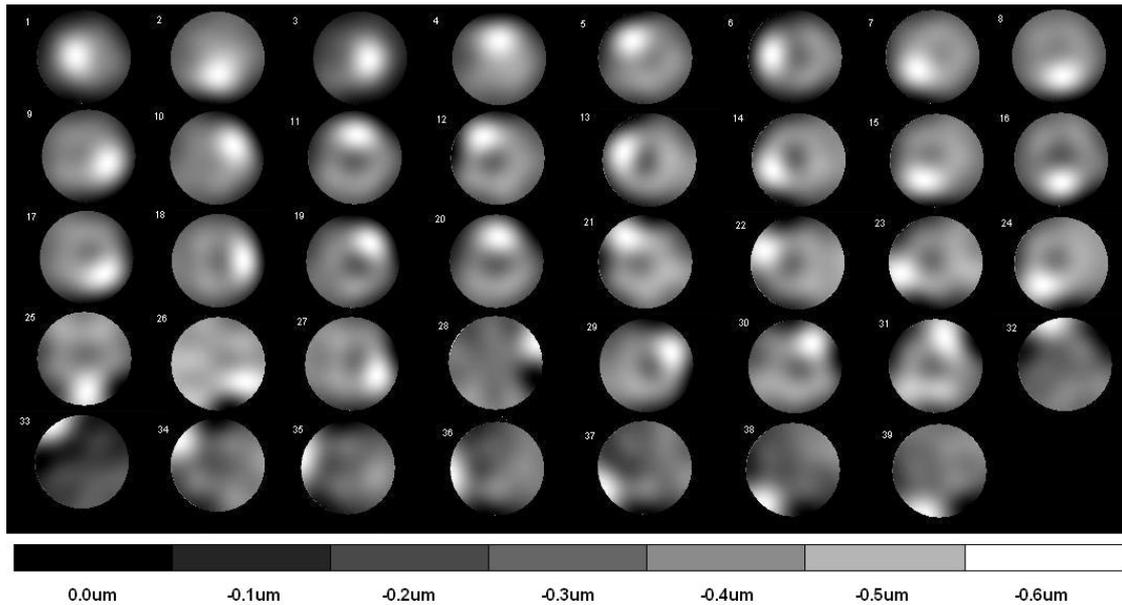
El espejo deformable utilizado en este trabajo es un espejo deformable de membrana, cuyas características fueron expuestas en la sección 3.2.1. Este tipo de espejos posee una histéresis prácticamente nula y puede funcionar a frecuencias de hasta 1Khz. Los 39 actuadores son controlados por dos tarjetas de control compatibles con PCs y dos tarjetas amplificadoras de alto voltaje (ver Apéndice II).

### 4.4.2.1 Funciones de influencia experimentales.

El conocimiento previo de las funciones de influencia proporciona la herramienta básica para el control del espejo deformable y así poder reproducir cualquier superficie, tal y como se explica en la sección 2.4.1. Existirán tantas funciones de influencia como actuadores tenga el espejo que para el caso del presente espejo son 39.

La función de influencia *experimental*  $\phi_i$  se estima aplicando un voltaje de referencia de  $V_{bias} = V_{max} / \sqrt{2} = 180V$  (según fabricante) a todos los actuadores excepto para el electrodo asociado a esa función de influencia dada, cuyo voltaje se limita a 240V. El conjunto de coeficientes de Karhunen-Loeve que mejor se ajusta a la superficie generada es justamente la representación vectorial de la función de influencia  $\phi_i$  (según expresión 2.46). El programa de control de SAOLIM tiene implementada una rutina que permite medir de manera automática dichos coeficientes para todas las funciones de influencia iluminado el espejo con la fibra óptica. Conocidas las funciones de influencia se puede abordar el problema del control del espejo deformable.

La representación bidimensional de las 39 funciones de influencia experimentales de nuestro espejo deformable, se muestra en la Figura 4.49.



**Figura 4.49:** Las 39 funciones de influencia experimentales medidas con el sensor Shack-Hartmann de SAOLIM.

#### 4.4.2.3 Obtención de la Matriz de Control (CM).

Una vez conocidas las 39 funciones de influencia se construye una matriz en la cual cada columna contiene los coeficientes de Karhunen-Loeve que representan cada función de influencia. Dicha matriz es la *MFI* descrita en la sección 2.4.1 a partir de la cual podemos obtener la matriz de control y examinar los valores singulares tal y como se explicitó en la sección 2.4.2.

En la Tabla 4.16 y en la Figura 4.50 se muestran los valores singulares de la matriz *MFI*. Aquellos valores que son muy pequeños contribuirán experimentalmente al ruido durante el proceso de inversión tal y como se mencionó en la sección 2.4.2, de modo que la matriz de control *CM* contendría elementos muy grandes. En consecuencia, el vector que contiene los voltajes que hay que aplicar al espejo deformable para poder reproducir cualquier superficie y que viene dado por la expresión 2.90, tendría igualmente valores muy grandes que no serían los valores correctos para reproducir dicha superficie.

<b>Tabla 4.16: Valores singulares de la matriz MFI.</b>												
V=1	V=2	V=3	V=4	V=5	V=6	V=7	V=8	V=9	V=10	V=11	V=12	V=13
12.07	3.73	3.33	1.45	1.41	1.17	0.74	0.70	0.63	0.54	0.46	0.43	0.37
V=14	V=15	V=16	V=17	V=18	V=19	V=20	V=21	V=22	V=23	V=24	V=25	V=26
0.37	0.31	0.30	0.30	0.28	0.27	0.24	0.22	0.21	0.19	0.16	0.13	0.12
V=27	V=28	V=29	V=30	V=31	V=32	V=33	V=34	V=35	V=36	V=37	V=38	V=39
0.09	0.07	0.04	0.05	0.05	0.02	0.001	0.010	0.02	0.001	0.001	0.0	0.0

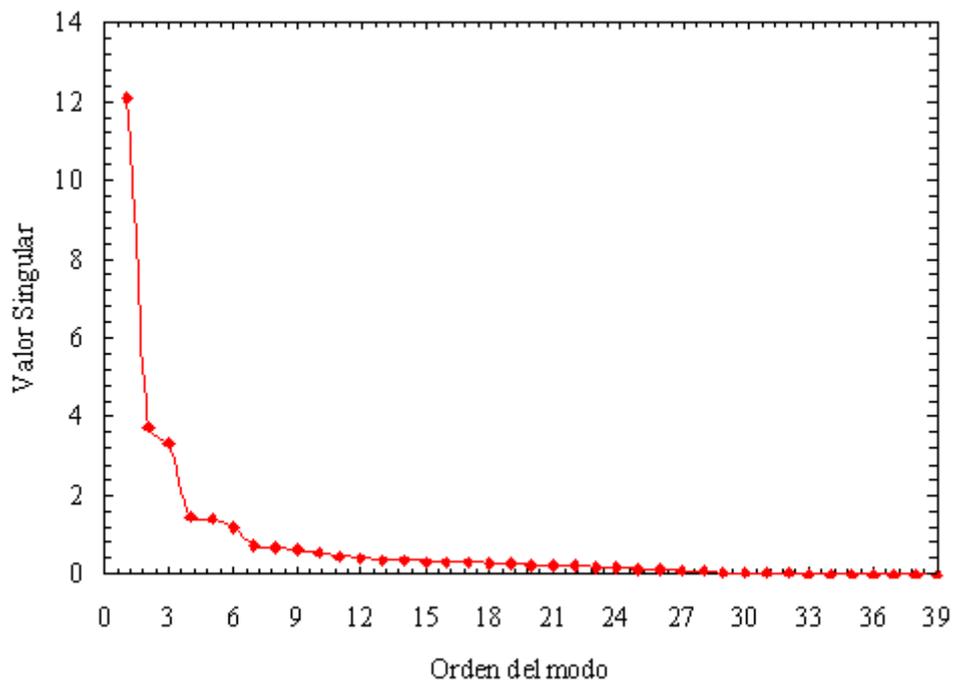
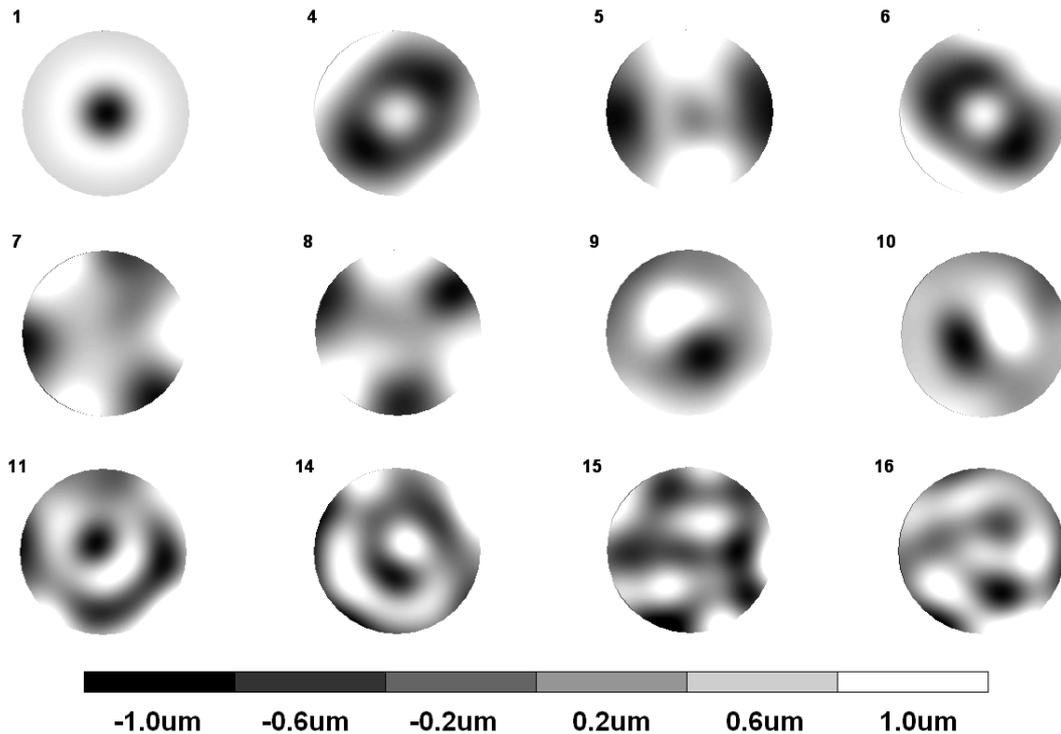


Figura 4.50: Valores singulares de la matriz  $MFI$  para nuestro espejo deformable. La abscisa representa el número de valor singular que está asociado al orden de un modo propio en la matriz  $U$  (expresión 2.72), mientras que la ordenada representa la magnitud del valor singular. A partir del orden 15 el valor asociado es prácticamente cero.

Por tanto, los valores singulares pequeños deben forzarse a cero. Esto limita el número de modos propios que se pueden reproducir con el espejo deformable, pero minimiza el ruido asociado a dichos modos. El criterio seguido para elegir el valor de corte es puramente experimental y resulta de un compromiso entre tener un número suficientemente grande de modos propios pero minimizando el ruido. En este trabajo el procedimiento seguido fue examinar la calidad de las superficies generadas (expresión 2.93) a partir de distintas matrices de control obtenidas con conjuntos diferentes de valores singulares. Se considera que una superficie ha sido correctamente reproducida por el espejo deformable si el  $RMS$  de la superficie residual, resta entre la obtenida y la requerida, es inferior a  $0.1 \mu\text{m}$  en una pupila de 20 mm de diámetro (Fernández et al. 2003).

En nuestro caso, el valor de corte óptimo es el valor singular número 17, es decir solo se utilizarán aquellos valores singulares mayores que 0.30. La Tabla 5.2 en la sección 5.2.3 muestra que el  $RMS$  de las superficies generadas está dentro del límite impuesto. Los primeros 12 modos propios se muestran en la Figura 4.51.

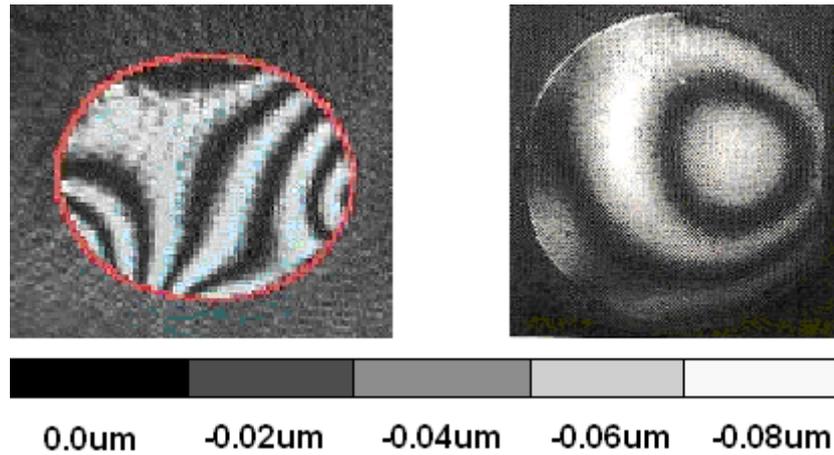


*Figura 4.51:* 12 modos propios que forman parte de la base de aquellas superficies que pueden reproducirse exactamente por el espejo deformable de membrana. El número que aparece al lado de cada modo es el valor singular asociado al modo.

#### 4.4.3 Desalineado de la membrana del DM.

Como se ha mencionado en el Capítulo 3, la membrana circular del espejo deformable está sujeta por los bordes a un soporte rígido. Cambios ambientales bruscos en la humedad o diferencias de temperatura, o el simple transporte del dispositivo, puede provocar que la tensión que sufre el espejo en los bordes no sea homogénea. Este desalineamiento de la membrana puede ser compensado durante el proceso de bucle cerrado, pero consume parte del rango dinámico de los actuadores, limitando de esta manera la capacidad del instrumento para compensar aberraciones. El estado de la membrana puede ser comprobado fácilmente observando un interferograma del dispositivo (Figura 4.52).

Cuando el espejo deformable tiene todos los actuadores a 0V el patrón de interferencias esperado para un superficie cóncava es el de una serie de anillos aproximadamente concéntricos cuyo tamaño depende del grado de concavidad de la membrana (Figura 4.52 panel derecho). Si la superficie no es cóncava debido a ciertas tensiones en los bordes de la membrana dicho patrón adopta formas como el de la Figura 4.52 panel izquierdo.



**Figura 4.52:** Interferograma del espejo Deformable de SAOLIM. La figura de la izquierda muestra ciertas tensiones en tres puntos de la membrana, lo que indica un cierto desalineamiento. La figura de la derecha, muestra el patrón para una superficie ligeramente cóncava. En ambos casos todos los actuadores están a 0 voltios. Imagen obtenida con un interferómetro *FISBA* de Physik instrumente.

Este problema puede ser solucionado utilizando los tornillos de ajuste en su parte anterior, con los cuales se puede recalibrar la tensión que sufre la membrana en los bordes tal y como se vio en la sección 3.2.1.

## 4.5 La cámara científica.

La cámara científica en un sistema de óptica adaptativa típico es una cámara infrarroja. Como no podíamos disponer de una a un precio razonable, decidimos desde el principio probar el sistema con una cámara CCD modelo IMG 1024S de la compañía Finger Lakes (<http://www.flicamera.com>) con 1024x1024 píxeles (Figura 4.53).



**Figura 4.53:** Fotografía externa de la cámara CCD Finger Lake 1024S.

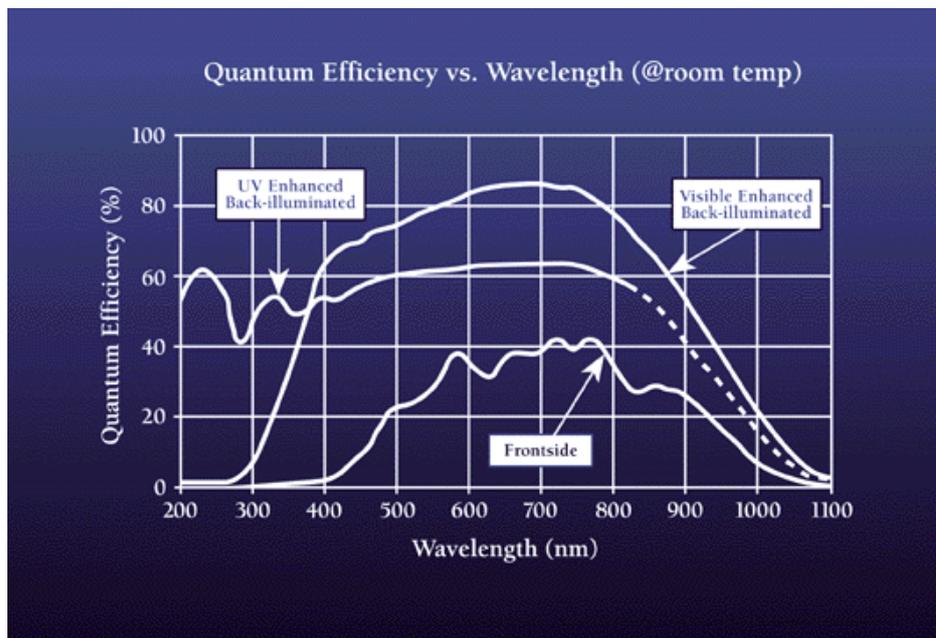
Esta cámara CCD es del tipo retro-alimentada (traducido del inglés *back-illuminated*) por lo que tiene una eficiencia cuántica de más de un 80% en el espectro visible. Posee

un obturador mecánico capaz de operar con tiempo de exposición de 0.05 segundos según el fabricante.

El tamaño del píxel es de 24 micras, que a la relación focal f/32 ofrece una escala de imagen de 0.05"/píxel, suficiente para muestrear el límite de difracción del telescopio de 2.2m de Calar Alto en el cual se va a instalar el presente instrumento. La capacidad del pozo es de 150000 electrones y la corriente de oscuridad de 0.01 e<sup>-</sup>/píxel seg, a -30C. El ruido de lectura es de 7 electrones. Las principales características de esta cámara se resumen en la Tabla 4.17.

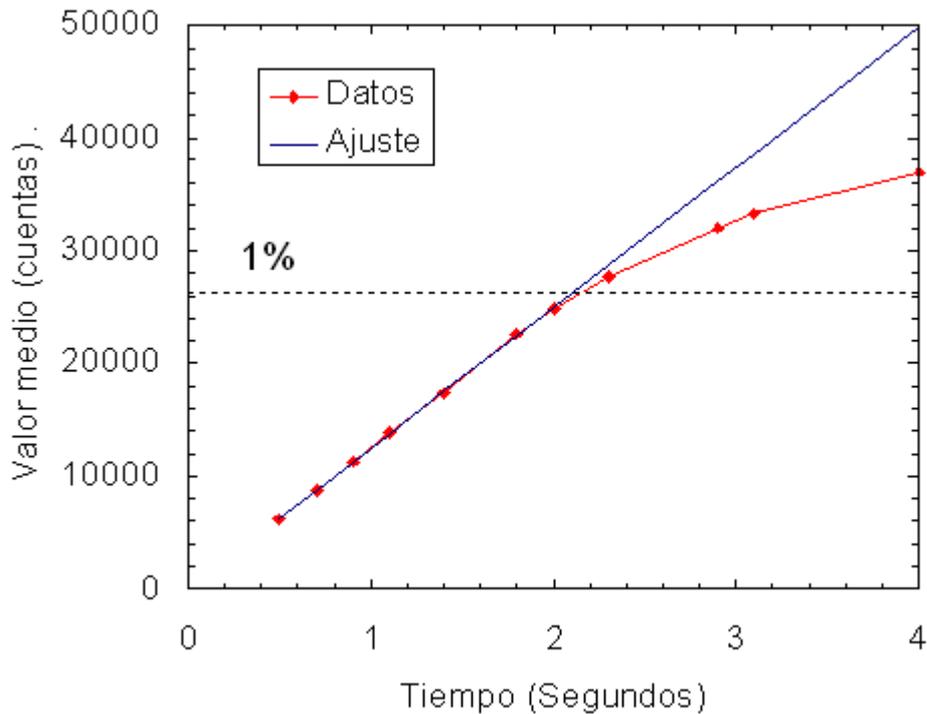
**Tabla 4.17:** Características de la cámara CCD FLI1024S.

Corriente de oscuridad	0.0025 e <sup>-</sup> /s
Eficiencia cuántica	80% (ver Figura 4.46)
Velocidad de obturador	Desde 0.05 segundos
Ruido de lectura	9-10 e <sup>-</sup> a 1Mhz
Tamaño píxel	24x24 μm
Capacidad del pozo	150000 e <sup>-</sup>
Tamaño detector	1024x1024 píxeles
Tipo de detector	Retroalimentada por atrás
Nivel de bias	16000 cuentas
Sistema operativo	Windows XP



**Figura 4.54.** Curva de eficiencia cuántica de la CCD Finger Lakes IMG1024S según su fabricante.

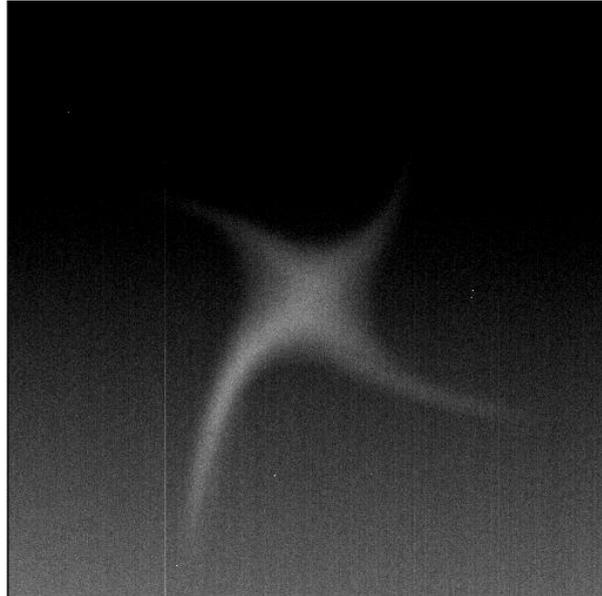
La curva de eficiencia cuántica (Figura 4.54) muestra que esta CCD es sensible hasta 1.1 micras pero solo al nivel de un 2-3%, muy por debajo de su eficiencia de pico (85% a 650nm). Por este motivo, esta cámara se utilizó en SAOLIM solo a modo de pruebas, para comprobar la mejora que introducen los algoritmos de corrección tanto en laboratorio como en el telescopio, pero en ningún caso se recomienda su utilización como cámara científica.



**Figura 4.55.** Rango de linealidad de la CCD Finger Lakes IMG1024S. La línea roja representa los datos experimentales obtenidos de diferentes *flatfields* con igual iluminación pero diferente tiempo de exposición. La línea azul representa el ajuste por mínimos cuadrados realizado sobre el rango 0-15000 cuentas en el cual existe una alta correlación entre los datos. Definiendo como límite de linealidad cuando los datos del valor medio se alejan más de 1% respecto al ajuste, se obtiene que dicho límite se sitúe en 26000 cuentas.

El intervalo de no linealidad definido como la relación lineal entre el tiempo de exposición y el valor medio de la señal de la imagen deja de ser lineal (1%) a partir de 26000 cuentas tal y como se comprueba en la Figura 4.55.

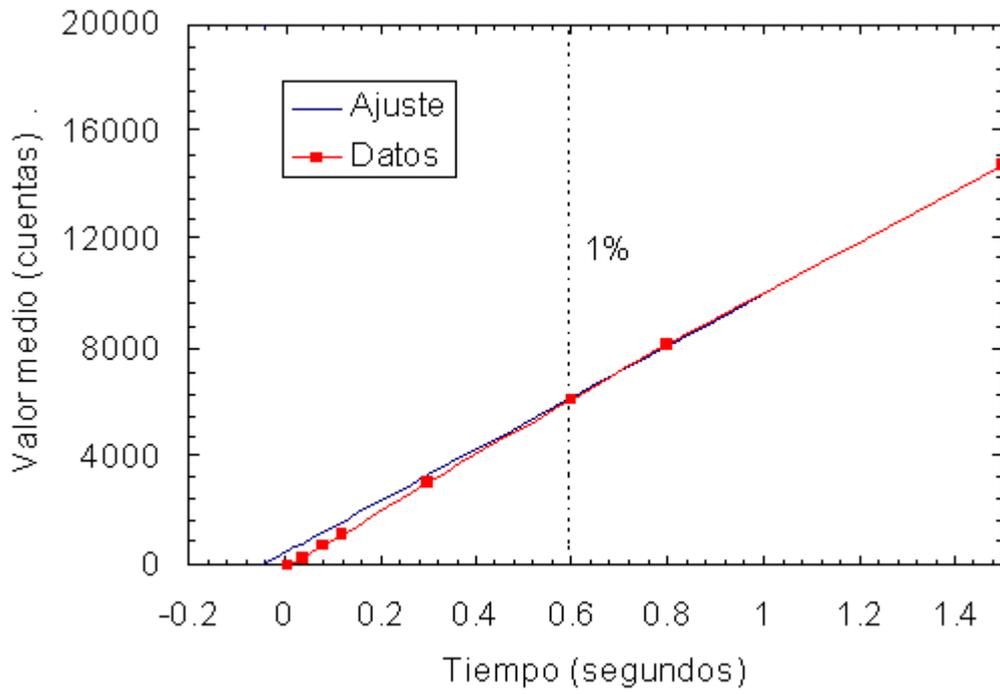
Los tiempos de integración utilizados para la cámara científica de SAOLIM pueden llegar a ser muy cortos si las estrellas son muy brillantes. Todos los obturadores de las cámaras CCDs tardan un determinado tiempo en abrirse y cerrarse, lo cual provoca una diferencia entre el tiempo real que aparece en las cabeceras de las imágenes y el tiempo requerido. Este error en el tiempo afecta a las medidas fotométricas de dos formas, directamente, ya que el tiempo integrado para la imagen no es el real, e indirectamente, a través del *flatfield* (imagen obtenida con iluminación uniforme), ya que se mezcla el efecto del obturador con el patrón de *flatfield*, para el caso en que dichos *flatfields* se haya tomado con tiempos de integración cortos. De esta forma, aparece en el *flatfield* una estructura característica que puede apreciarse en la Figura 4.56.



**Figura 4.56:** Escala de grises de una imagen de un campo iluminado homogéneamente con un tiempo de exposición de 0.1segundos en la cámara científica IMG1024S. Las zonas blancas muestran mas intensidad debido a la velocidad finita con la se abre el obturador.

Se pretende medir el desfase que tiene el obturador y para ello se toman distintos *flatfields* tales que su valor medio esté en el rango de linealidad y tal que los tiempos de exposición cubran un rango entre 0.01 y 3 segundos. De esta manera se están tomando imágenes entre las cuales, habrá algunas que estén afectadas por el obturador (tiempos de exposición cortos) y otras que no (tiempos mas largos).

A continuación una vez corregidas la imágenes de *bias* y corriente de oscuridad, se mide el valor medio de toda la imagen. Para aquellas imágenes con tiempos cortos, si el obturador está abierto un tiempo diferente al que debería, dicha media será diferente a la esperada en el caso de un obturador perfecto. Si se representa dicha media frente al tiempo de exposición la intersección con el eje de abscisas será el incremento que introduce el obturador al tiempo de exposición total, que como puede comprobarse en la Figura 4.57. Para el caso de esta cámara es de -0.045 segundos. Por otro lado, la señal obtenida por la cámara deja de ser lineal (1%) si el tiempo de integración es inferior a 0.6 segundos.



**Figura 4.57.** Efecto del obturador de la CCD Finger Lakes IMG1024S. El valor medio de la imagen (cuentas) se aleja 1% de la idealidad (ajuste) cuando el tiempo de exposición es inferior a 0.6 segundos.

## Capítulo 5. Resultados experimentales.

---

### 5.1. Introducción.

Este capítulo está dedicado a mostrar la mejora que SAOLIM aporta a un frente de onda distorsionado. Para probar la validez de los algoritmos de corrección, se han realizado numerosas pruebas que a continuación se exponen. Algunas se han realizado en el laboratorio utilizando una estrella artificial, con una fibra alimentada con luz blanca y una apertura numérica idéntica a la relación focal del telescopio y generando turbulencia con un simulador, mientras que otras pruebas se han realizado directamente en el telescopio durante cuatro campañas técnicas en el observatorio de Calar Alto que se describirán más adelante. Para todas las pruebas realizadas se utilizaron los polinomios de *Karhunen-Loève* ya que como se mencionó en la sección 2.3.3 caracterizan mejor la turbulencia atmosférica para el caso de una pupila anular.

### 5.2. Resultados en laboratorio.

Como se ha mencionado en el Capítulo 4, SAOLIM dispone de una fibra óptica alimentada con luz blanca, situada en el mismo lugar donde estaría el plano focal del telescopio. La fibra tiene un diámetro del núcleo de 12 micras, y una apertura numérica de  $0.0625^1$ . La misma se utiliza para calibrar y alinear el sistema. Pero además si se introduce algún tipo de distorsión a la fuente puntual, puede ser utilizada como primera prueba para comprobar cómo reacciona el sistema en términos de estabilidad de bucle de reconstrucción de frente de onda al simular aberraciones atmosféricas. Con estas características, dicha fibra permite simular una estrella a límite de difracción en un telescopio de 2.2m con una relación focal  $f/8$ .

#### 5.2.2 Rango de linealidad de los modos.

El espejo deformable no es capaz de generar una aberración dada de cualquier amplitud como era de esperar. A tal efecto, se pretende estudiar cual es el rango de linealidad para los modos que el espejo deformable puede producir comprobando si los valores esperados para el caso de las aberraciones atmosféricas están comprendidos en dicho rango de linealidad.

Para ello, en el programa de control se ha implementado una rutina que indica al espejo deformable que genere un modo dado con un coeficiente teórico y mide el que realmente ha producido el sistema. Si se repite este proceso dentro de un rango de coeficientes, habrá un intervalo fuera del cual no se conserva una relación lineal, como consecuencia de la saturación de los actuadores. La rutina permite especificar cuantos modos se estudiarán así como el intervalo de amplitudes a analizar. El resultado de dicho análisis se muestra en las Figuras 5.1 y 5.2 para las funciones de *Karhunen-Loève*. En ambas figuras se puede observar como el rango de linealidad es menor cuanto mayor es el orden del modo. Esto es esperado ya que la superficie que tiene que reproducir el espejo es más compleja al aumentar el orden del modo.

---

<sup>1</sup> Obtenida de la expresión 4.1

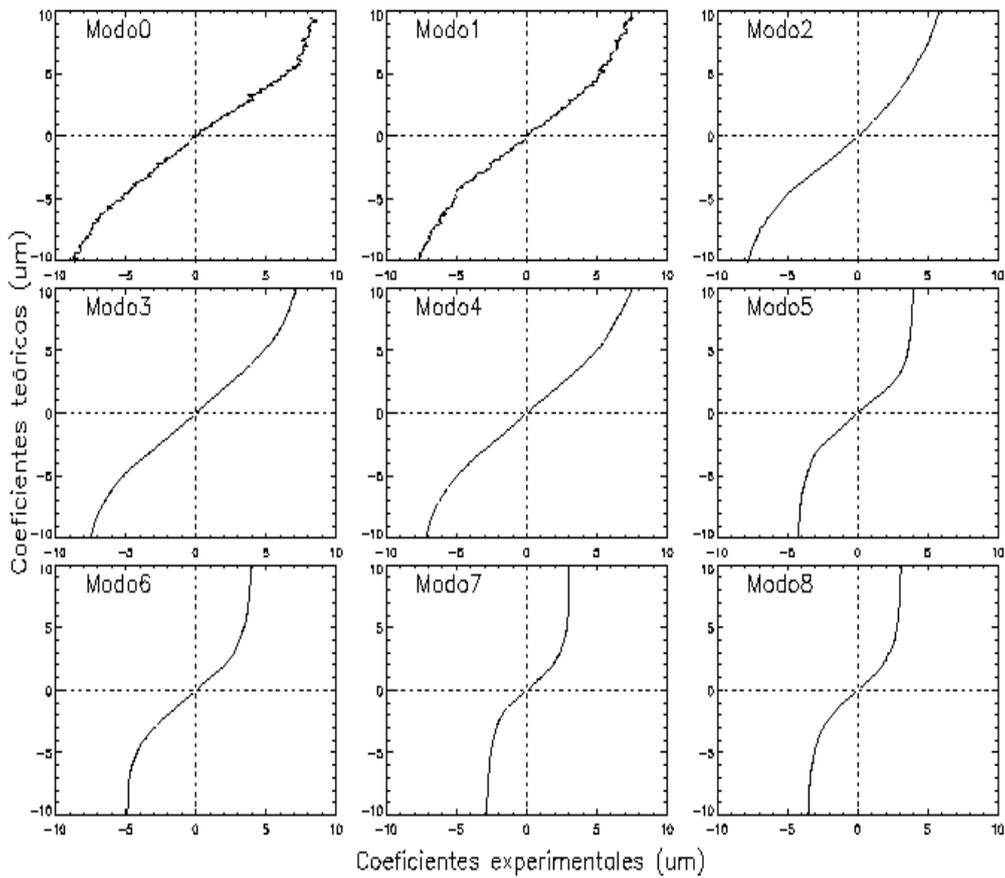


Figura 5.1: Linealidad de la amplitud de los modos 0 al 8 de los polinomios de Karhunen-Loève.

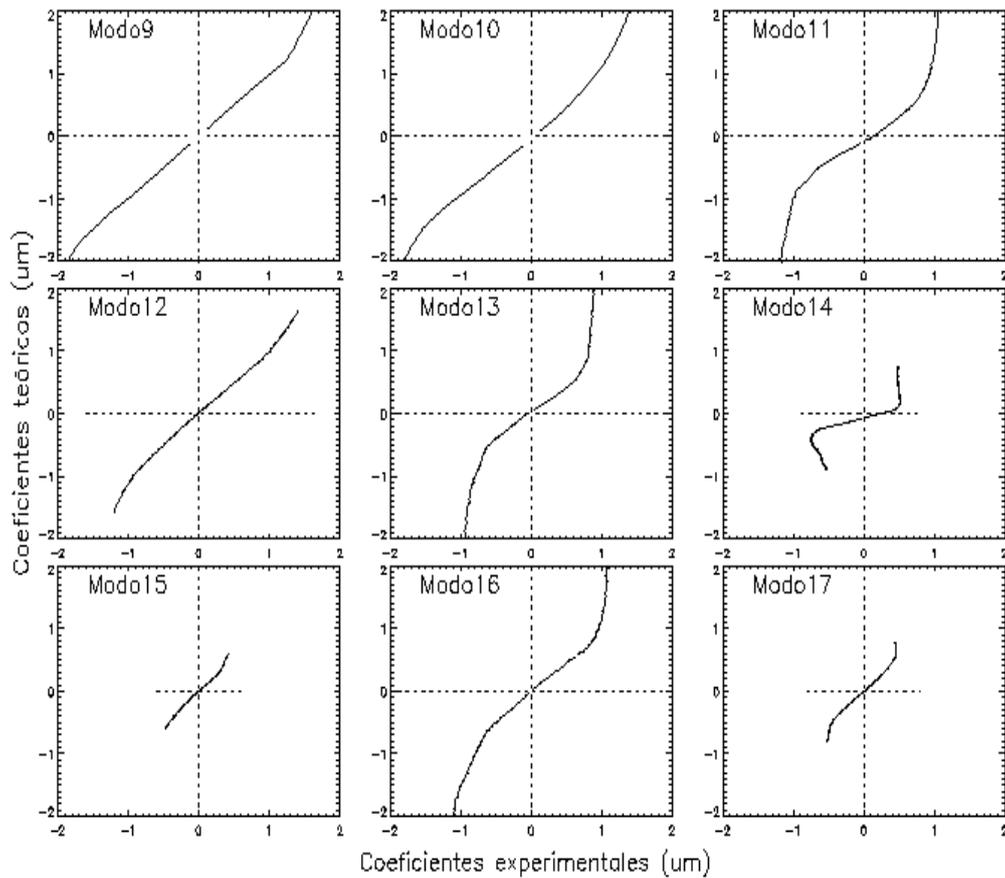


Figura 5.2: Linealidad de la amplitud de los modos 9 al 17 de los polinomios de Karhunen-Loève.

Los modos 0 y 1 representan los modos Tip y Tilt respectivamente para la base de polinomios de *Karhunen-Loève*. El rango de linealidad de estos modos es con diferencia el más extenso (Tabla 5.2), de hecho este rango es lo suficientemente grande como para corregir el *Tip-Tilt* atmosférico. Sin embargo estos modos se anulan forzándose a cero para que no intervengan en el proceso de reconstrucción del frente de onda llevado a cabo por el espejo deformable. El motivo es que en caso contrario consumirían demasiado rango dinámico de los actuadores del espejo deformable y por tanto limitarían el número total de aberraciones que dicho espejo sería capaz de compensar. Por tanto, el *Tip-Tilt* atmosférico es compensado utilizando el espejo específico implementado para este propósito.

La Tabla 5.1 muestra el intervalo de linealidad para cada modo. Para esta prueba, se ha impuesto como condición de linealidad que la superficie generada no se separe de la teórica más de un 10% en términos de *rms*.

**Tabla 5.1:** Intervalo de linealidad de los modos de las funciones de *Karhunen-Loève*. Todas las unidades están expresadas en micras.

Modo 0	Modo 1	Modo 2	Modo 3	Modo 4	Modo 5	Modo 6	Modo 7	Modo 8
[-7.0,7.0]	[-5.1,5.1]	[-5.0,4.1]	[-5.0,5.0]	[-5.0,5.0]	[-3.5,3.5]	[-3.5,3.5]	[-2.0,2.0]	[-1.9,1.7]
Modo 9	Modo 10	Modo 11	Modo 12	Modo 13	Modo 14	Modo 15	Modo 16	Modo 17
[-1.5,1.2]	[-1.0,1.0]	[-0.8,0.7]	[-0.9,0.9]	[-0.8,0.8]	[-0.5,0.5]	[-0.3,0.2]	[-0.3,0.3]	[-0.4,0.4]

Con objeto de comparar los rangos de linealidad medidos con valores reales obtenidos sobre el cielo, la Tabla 5.2 muestra la desviación estándar de los coeficientes de cada modo medidos con el sensor de frente de onda en bucle abierto utilizando para ello la estrella HR7315 bajo condiciones de 1" de seeing en el telescopio. Cada valor se obtuvo de una muestra de al menos 10000 datos independientes.

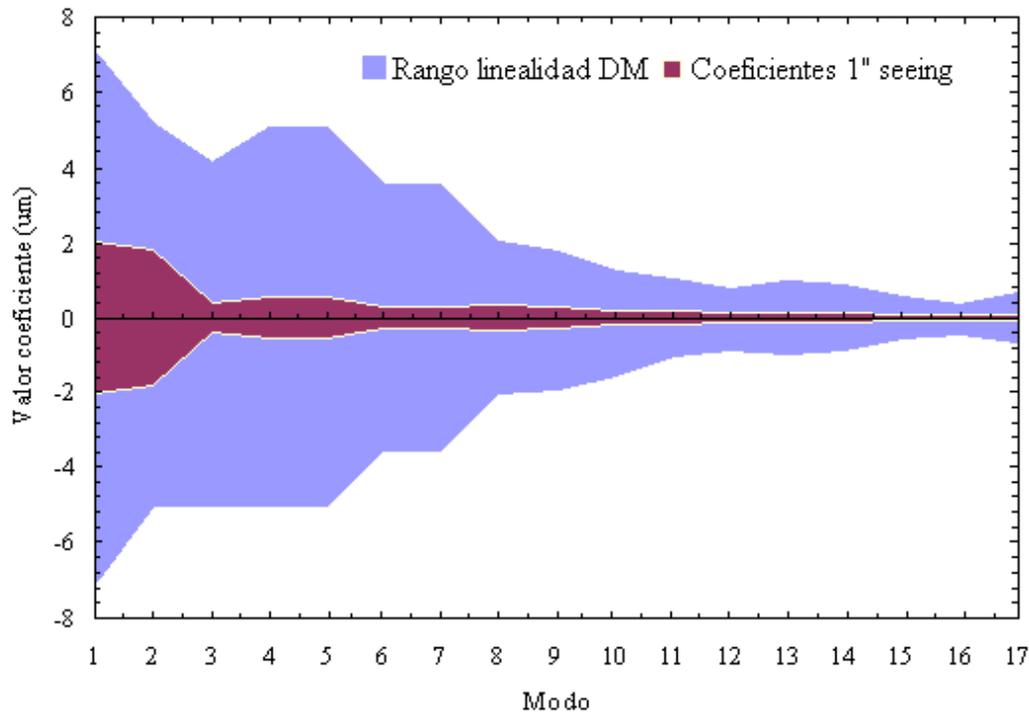
**Tabla 5.2:** Medidas de la desviación estándar de los coeficientes de cada modo realizadas con el sensor de frente de onda de SAOLIM con la estrella HR7315 bajo condiciones de 1" de seeing. Las unidades son micras.

Modo 0	Modo 1	Modo 2	Modo 3	Modo 4	Modo 5	Modo 6	Modo 7	Modo 8
4,0977	3,6063	0,8344	1,0839	1,0866	0,6191	0,5791	0,6610	0,5677
Modo 9	Modo 10	Modo 11	Modo 12	Modo 13	Modo 14	Modo 15	Modo 16	Modo 17
0,3873	0,3590	0,2966	0,2812	0,2301	0,2100	0,1792	0,1298	

La Figura 5.3 representa los valores de las Tablas 5.1 y 5.2. En dicha figura se puede comprobar que los valores de los coeficientes de los modos de las funciones de *Karhunen-Loève* para un seeing típico de 1" están dentro del rango de linealidad del espejo.

Por este motivo, el vector de pesos de la expresión 2.94 debe forzar aquellos pesos iguales a cero que se correspondan con modos con un rango de linealidad pequeño. Así aunque se reduce el número de modos que pueden intervenir durante el proceso de corrección, se asegura mayor estabilidad al sistema. En la práctica, el valor de los elementos de este vector dependerá de las condiciones atmosféricas y se sigue un

criterio meramente experimental para alcanzar un compromiso entre el número de modos y la estabilidad del bucle de corrección.

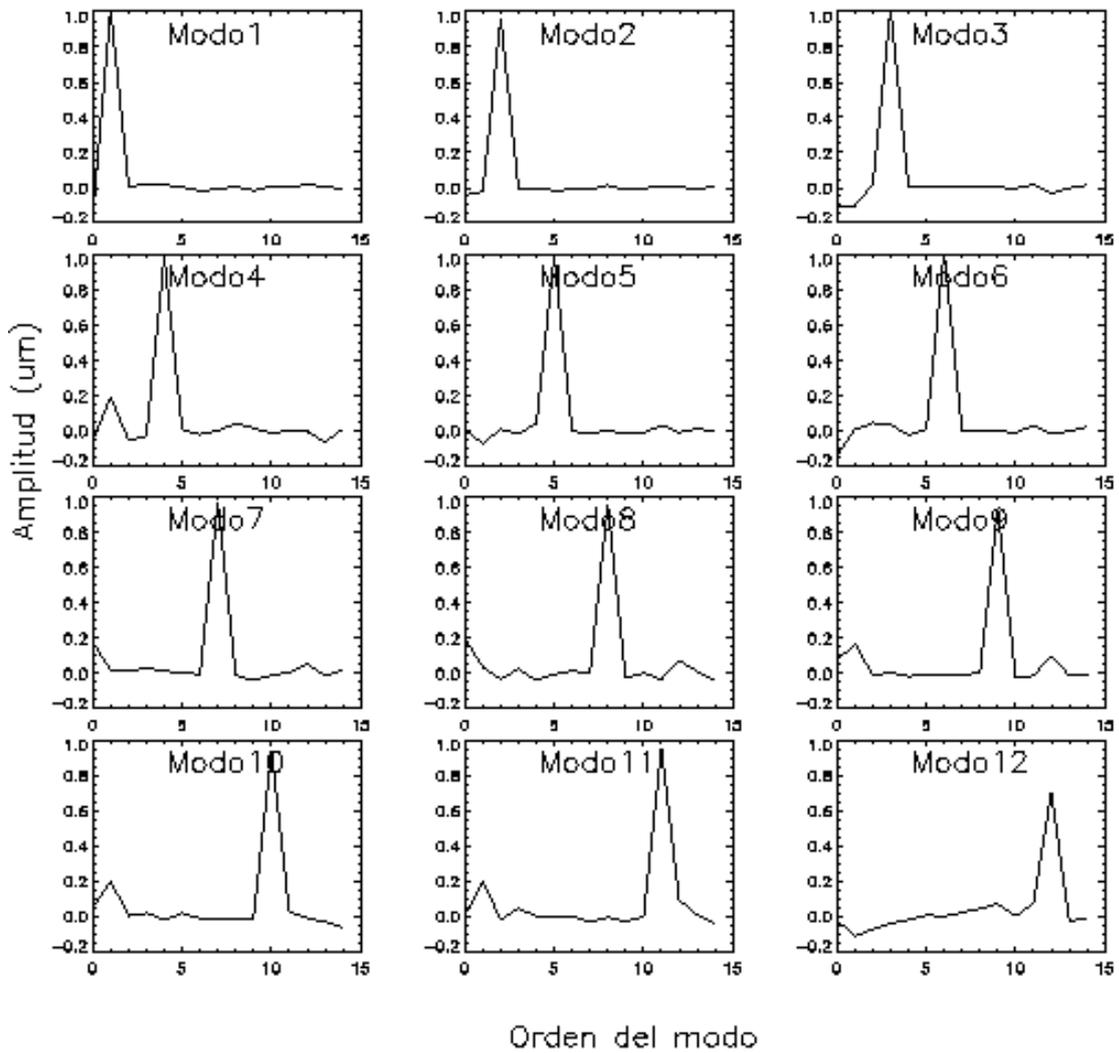


**Figura 5.3:** Representación del rango de linealidad de los coeficientes de los primeros 17 modos de Karhunen-Loève y de los coeficientes medidos experimentalmente para un seeing típico de 1".

### 5.2.3 Correlación entre los modos.

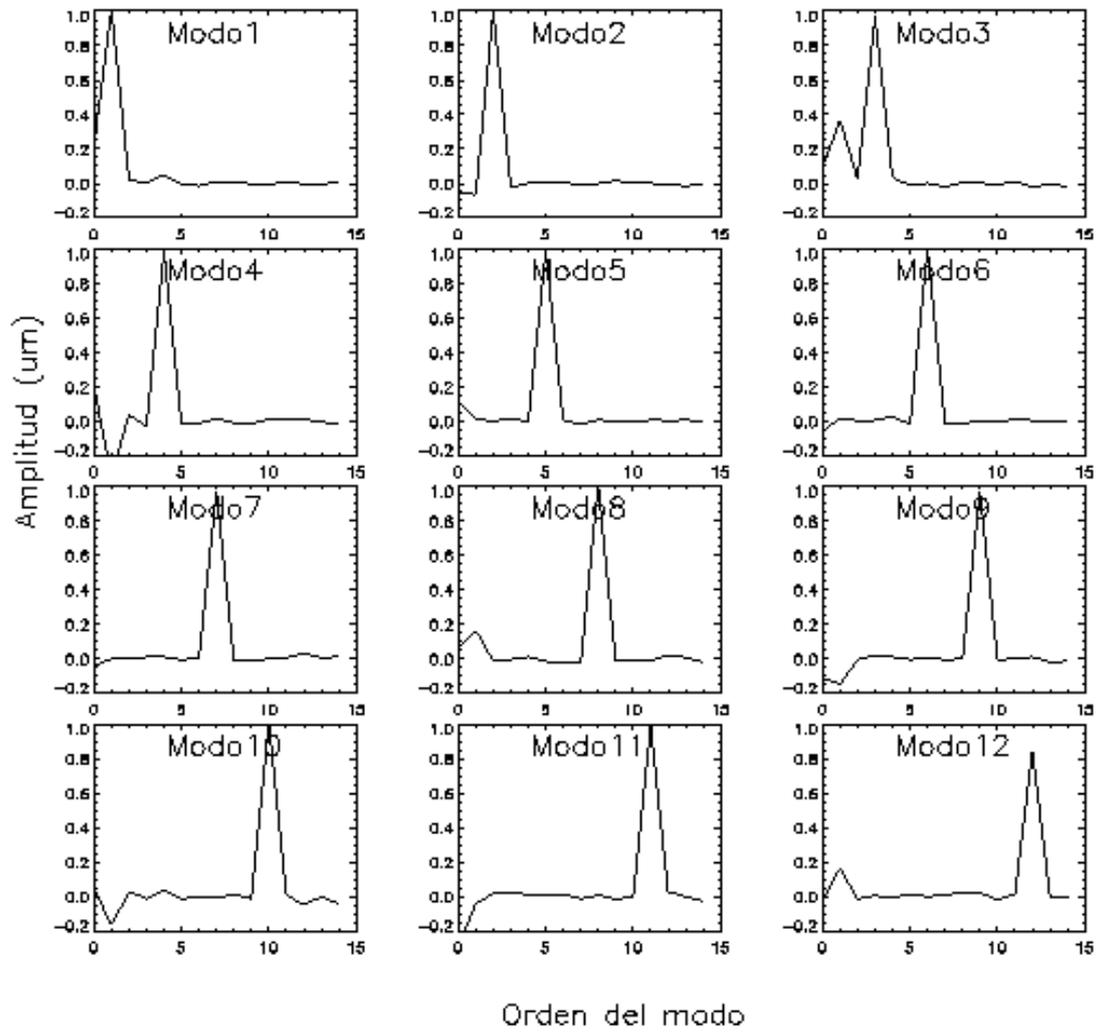
El error asociado al espejo deformable cuando intenta generar cualquier superficie puede presentarse como combinación de algunos modos no deseados. Mediante la expresión 2.94 se puede evaluar dicho error. Para caracterizar la correlación entre los modos se estudia el error que se produce cuando se genera una superficie en función de la ganancia del bucle cerrado de la expresión 2.94. Para ello, se utiliza la fibra de referencia simulando un patrón ideal y se procede a obtener la matriz de control tal y como se especificó en el apartado 2.4.2.

El programa de control del instrumento tiene implementado una rutina que permite especificar los coeficientes de la superficie que se pretende generar, seleccionando la amplitud del coeficiente, el número de iteraciones del bucle cerrado y la ganancia del bucle (ver sección 2.4.4). Se utilizó dicha rutina para esta estimación. Para lo cual se seleccionó un número suficientemente alto de iteraciones del bucle cerrado de modo que el valor de *RMS* de la superficie generada convergiera a un determinado valor mínimo. Con 30 iteraciones dicho *RMS* converge a un valor que depende en cada caso de la superficie a generar.

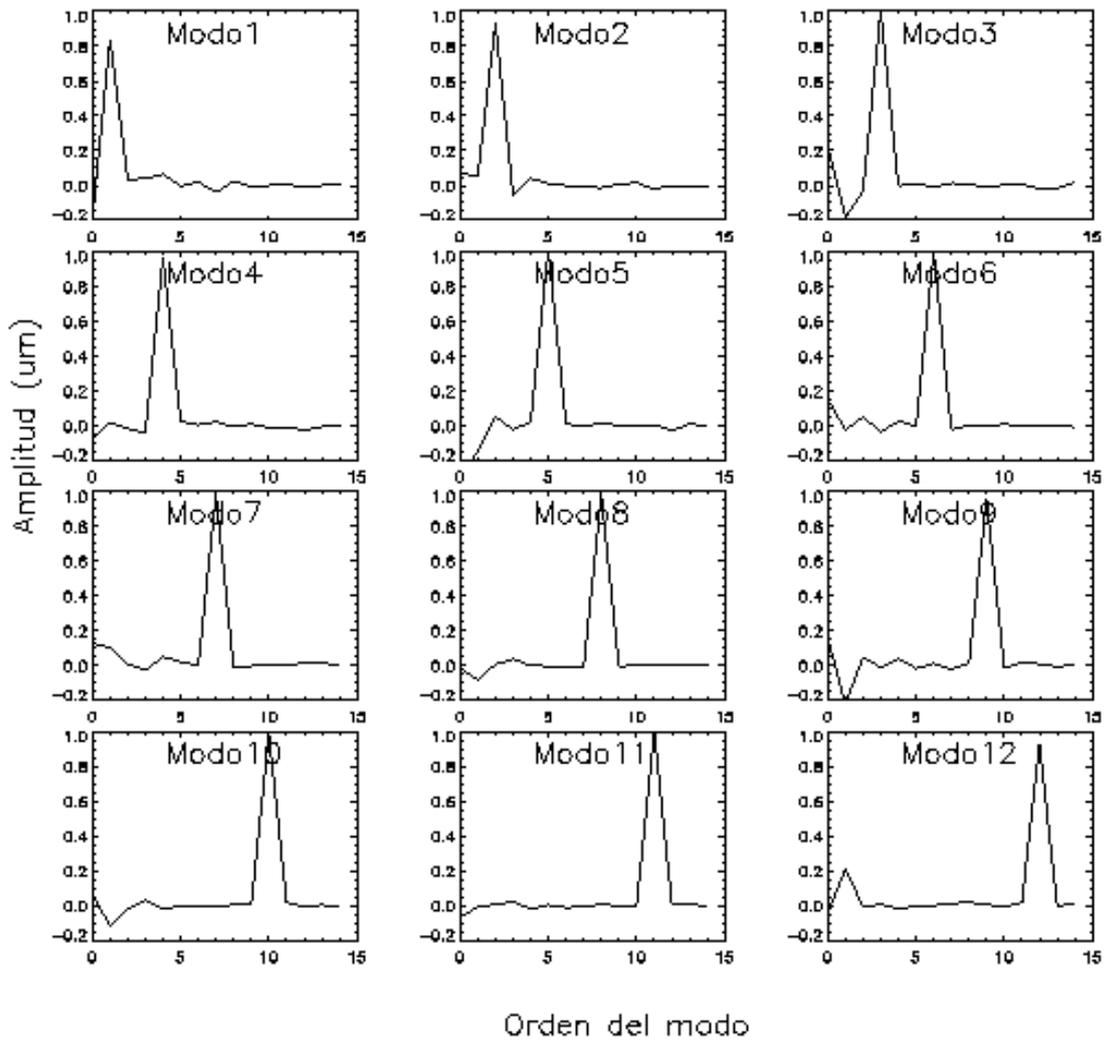


**Figura 5.4:** Cada gráfica representa la amplitud de los primeros 12 modos cuando el espejo deformable genera el modo especificado en cada título. El pico de mayor amplitud que aparece en cada figura representa la amplitud del modo generado, mientras que los picos auxiliares indican la presencia de modos acoplados. La ganancia del bucle se fijó a 25.

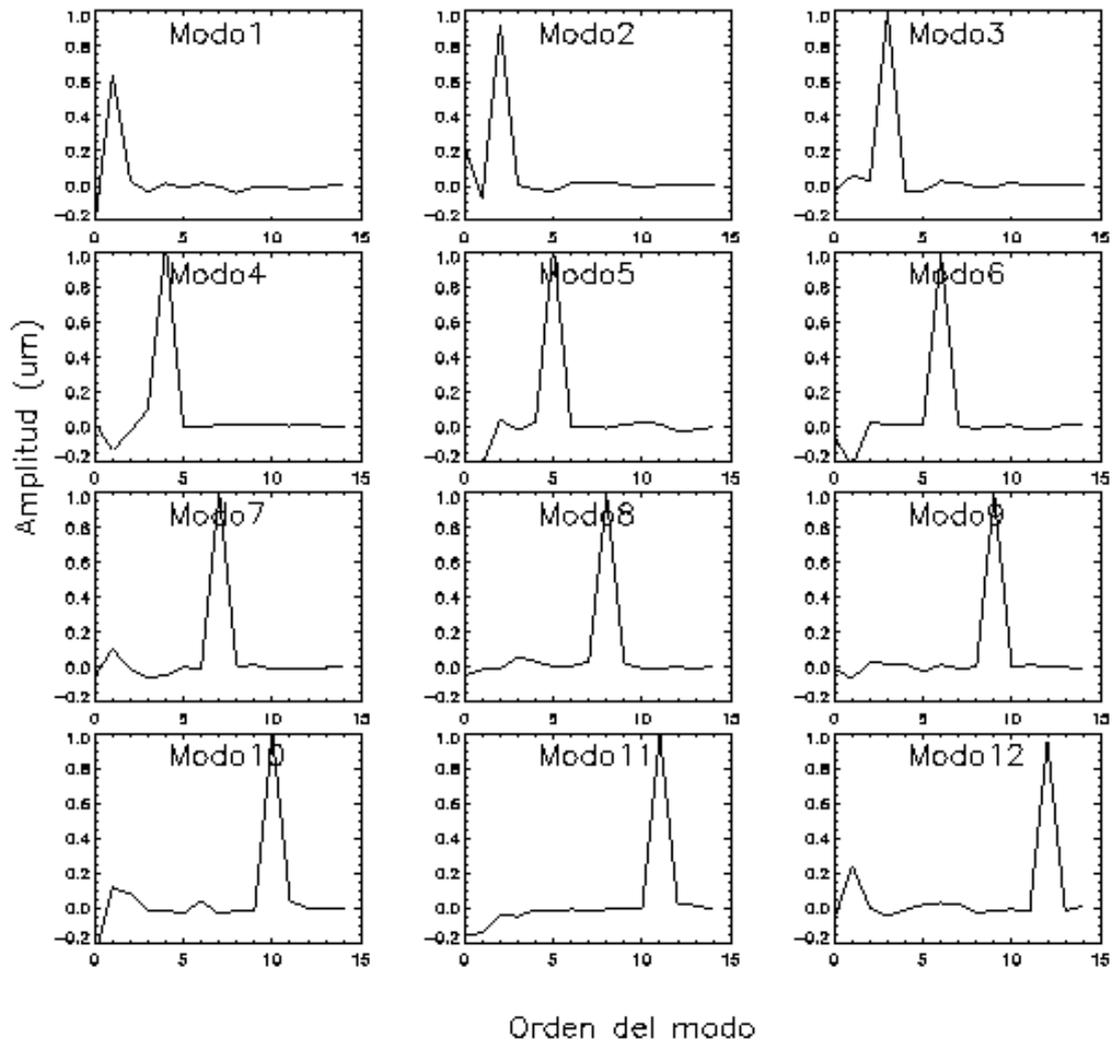
Las Figuras 5.4, 5.5, 5.6, 5.7 y 5.8 muestran la amplitud de los primeros 12 modos cuando se intenta generar uno concreto con el espejo deformable para distintos valores de la ganancia del bucle cerrado dentro de un rango que varía entre 25 a 125 a intervalos de 25. Para ganancias por encima de dicho valor, el sistema es claramente inestable.



**Figura 5.5:** Cada gráfica representa la amplitud de los primeros 12 modos cuando el espejo deformable genera el modo especificado en cada título. El pico de mayor amplitud que aparece en cada figura representa la amplitud del modo generado, mientras que los picos auxiliares indican la presencia de modos acoplados. La ganancia del bucle se fijó a 50.



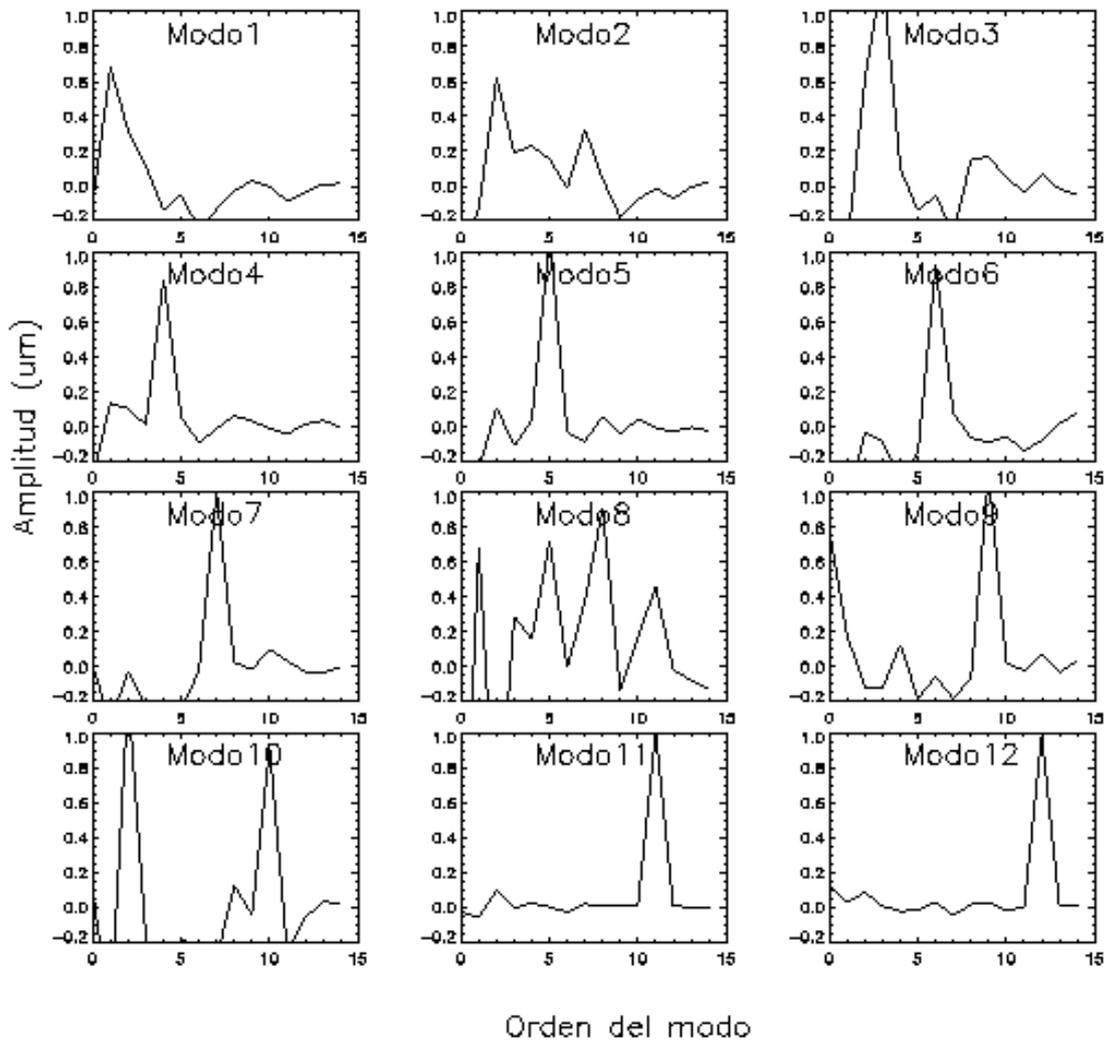
**Figura 5.6:** Cada gráfica representa la amplitud de los primeros 12 modos cuando el espejo deformable genera el modo especificado en cada título. El pico de mayor amplitud que aparece en cada figura representa la amplitud del modo generado, mientras que los picos auxiliares indican la presencia de modos acoplados. La ganancia del bucle se fijó a 75.



**Figura 5.7:** Cada gráfica representa la amplitud de los primeros 12 modos cuando el espejo deformable genera el modo especificado en cada título. El pico de mayor amplitud que aparece en cada figura representa la amplitud de modo generado, mientras que los picos auxiliares indican la presencia de modos acoplados. Ganancia del bucle se fijó a 100.

La Tabla 5.3 muestra numéricamente los valores del *RMS* de la superficie que adopta el espejo deformable cuando se pretende generar un modo dado, para cada valor de ganancia muestreado.

Los valores más bajos de *RMS* corresponden a valores de ganancia 75 de entre los muestreados por lo que ese deberá ser el valor óptimo a utilizar durante el proceso de reconstrucción. En la Figura 5.8 se aprecia que la ganancia es demasiado alta y el sistema se vuelve inestable siendo incapaz de reproducir ninguna superficie, para valores de ganancia superiores.



**Figura 5.8:** Cada gráfica representa la amplitud de los primeros 12 modos cuando el espejo deformable genera el modo especificado en cada título. El pico de mayor amplitud que aparece en cada figura representa la amplitud de modo generado, mientras que los picos auxiliares indican la presencia de modos acoplados. La ganancia del bucle es 125.

**Tabla 5.3:** Valor del *rms* de la superficie generada para diferentes valores de la ganancia del bucle cerrado (*G*). Todas las unidades están en micras.

	<i>G</i> =25	<i>G</i> =50	<i>G</i> =75	<i>G</i> =100	<i>G</i> =125
<i>Rms Modo 1</i>	0.07609	0.06755	0.10268	0.06775	0.47249
<i>Rms Modo 2</i>	0.07957	0.04210	0.07879	0.05352	0.51837
<i>Rms Modo 3</i>	0.07708	0.05531	0.05372	0.06672	0.74374
<i>Rms Modo 4</i>	0.12719	0.06526	0.07032	0.11044	0.17705
<i>Rms Modo 5</i>	0.10408	0.04276	0.07557	0.07424	0.21210
<i>Rms Modo 6</i>	0.11802	0.05738	0.07616	0.04570	0.42167
<i>Rms Modo 7</i>	0.19018	0.10886	0.11364	0.10021	0.40791
<i>Rms Modo 8</i>	0.14866	0.07268	0.05053	0.08292	1.50683
<i>Rms Modo 9</i>	0.21466	0.10741	0.09697	0.06891	0.36057
<i>Rms Modo 10</i>	0.12644	0.08725	0.05468	0.11652	1.52352
<i>Rms Modo 11</i>	0.18445	0.10327	0.08720	0.10431	0.11318
<i>Rms Modo 12</i>	0.19169	0.12600	0.10343	0.11488	0.12873

### 5.2.4 Variación del RMS de los modos *versus* ganancia.

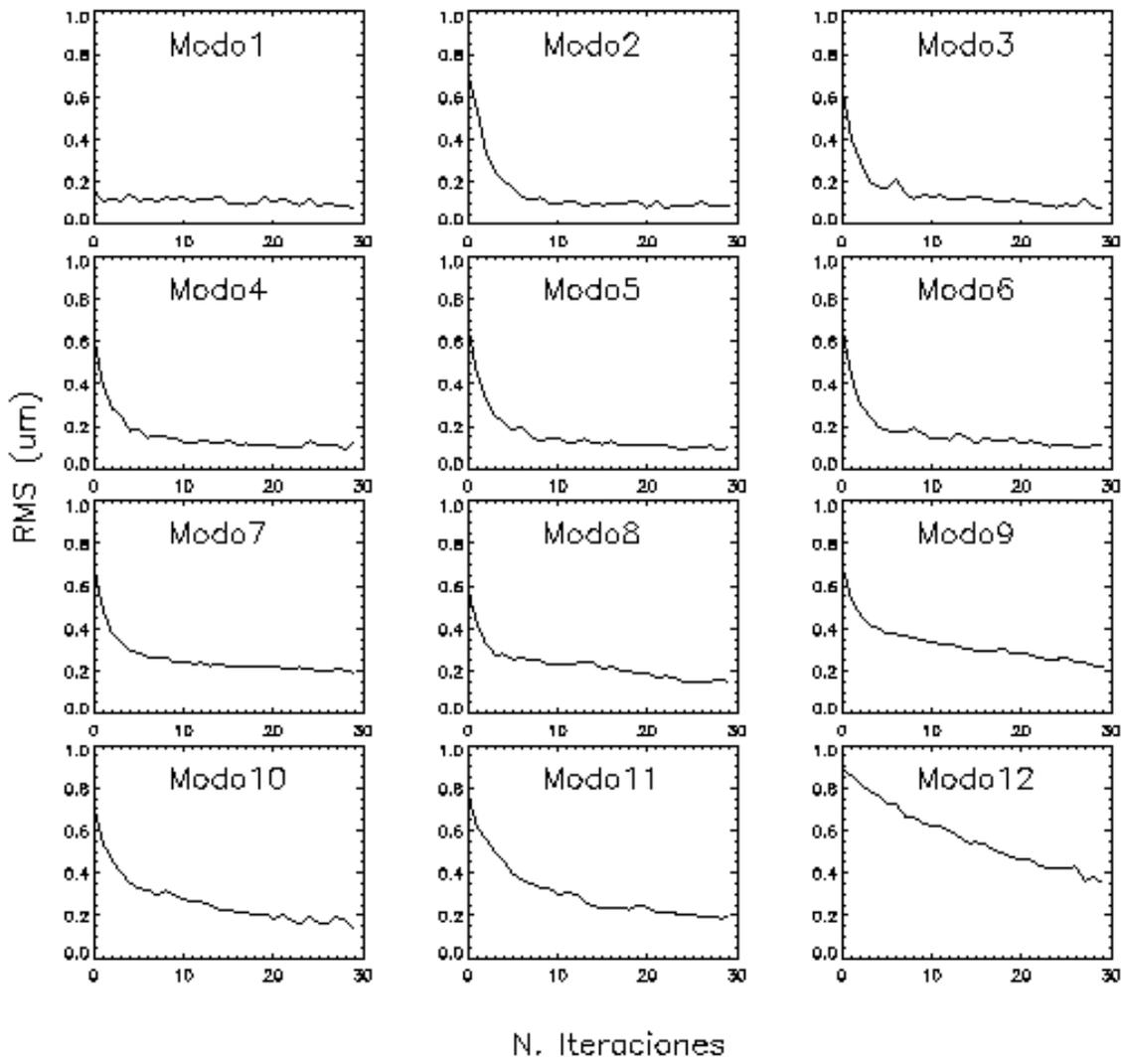
Es necesario caracterizar cuántas iteraciones hacen falta para que el espejo deformable alcance una superficie deseada. Para ello, basta medir el *RMS* (según la expresión 2.93) de un modo en al menos 30 iteraciones ya que es un número suficientemente alto como para garantizar que el sistema converja a un valor estable. Las Figuras 5.10-5.13 muestran los resultados obtenidos para diferentes valores de la ganancia del bucle cerrado, similares a los utilizados en la sección anterior. Así mismo los resultados se muestran numéricamente en la Tabla 5.4.

A la vista de estos resultados, de nuevo, la ganancia más óptima parece ser 75. Esto quiere decir que es aquella ganancia con la cual se llega antes a un valor razonable de *RMS* para cualquiera de los 12 primeros modos. Para ganancias inferiores se necesitan un mayor número de iteraciones del bucle cerrado y para ganancias superiores el control del bucle se hace inestable y el *RMS* termina por diverger.

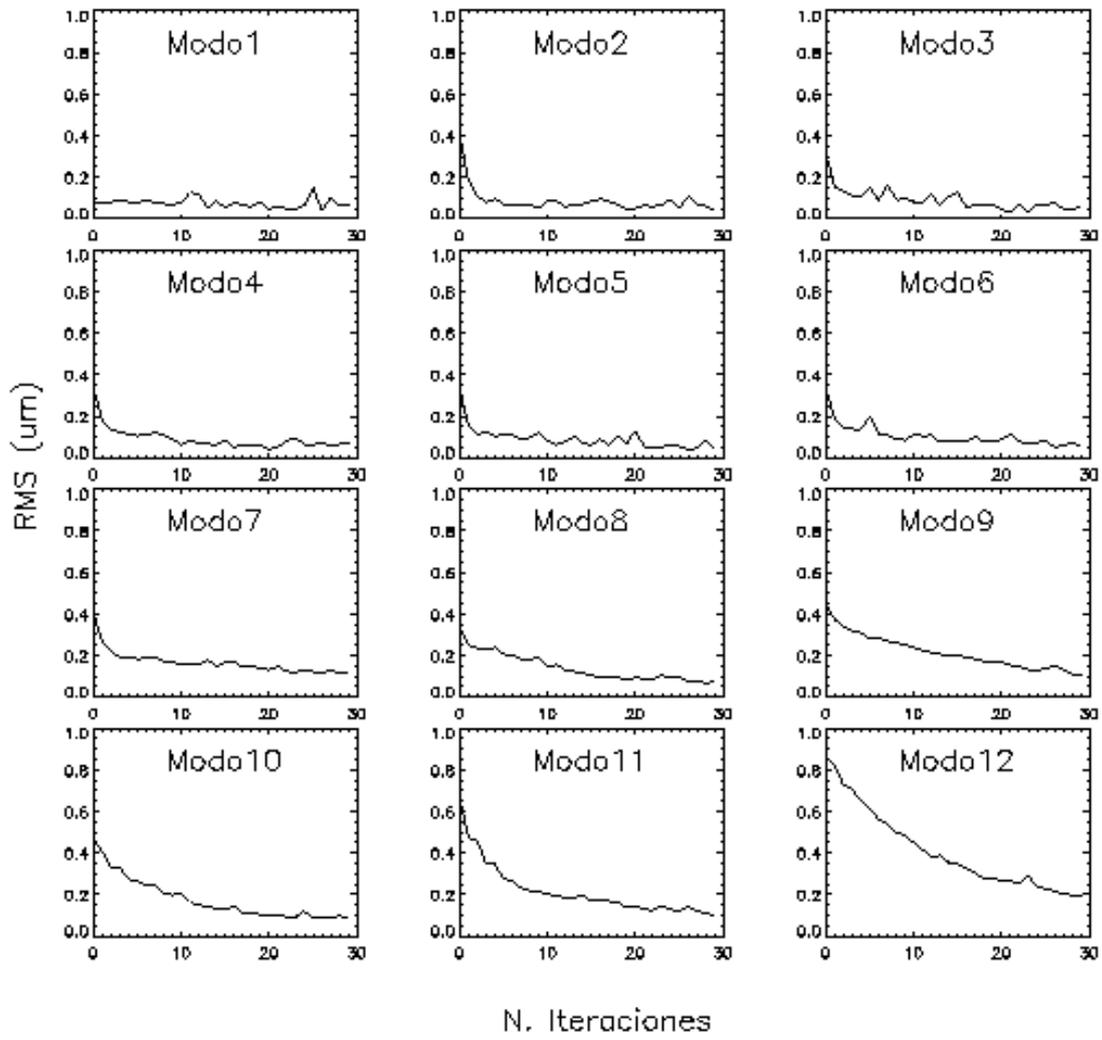
**Tabla 5.4:** Número de iteraciones necesarias para alcanzar un  $rms < 0.1 \mu m$  para diferentes valores de la ganancia del bucle cerrado ( $G$ ).

	$G=25$	$G=50$	$G=75$	$G=100$	$G=125$
<i>Modo 0</i>	12	3	1	1	30
<i>Modo 1</i>	8	3	1	3	30
<i>Modo 2</i>	8	3	1	2	30
<i>Modo 3</i>	8	3	1	2	30
<i>Modo 4</i>	7	1	1	2	30
<i>Modo 5</i>	7	3	1	2	30
<i>Modo 6</i>	5	3	1	3	30
<i>Modo 7</i>	7	6	4	8	30
<i>Modo 8</i>	7	10	10	7	30
<i>Modo 9</i>	7	10	8	6	28
<i>Modo 10</i>	8	7	3	7	5
<i>Modo 11</i>	20	10	10	8	5

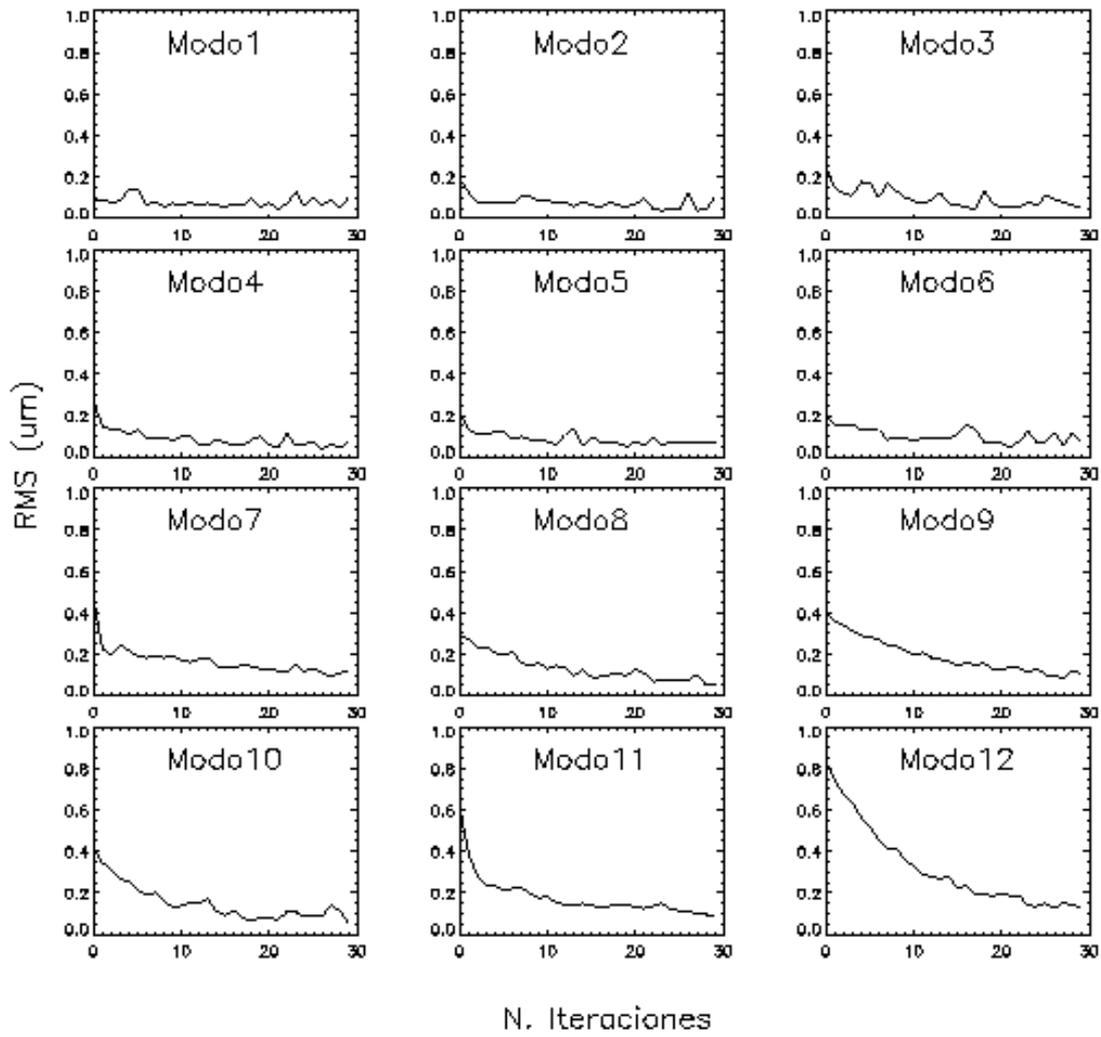
El programa de control tiene implementada una rutina que realiza todo el proceso automáticamente, sin más que especificar el número de iteraciones, ganancia, número de modos, amplitud del coeficiente a generar y nombre del fichero de salida, lo que simplifica este tipo de pruebas.



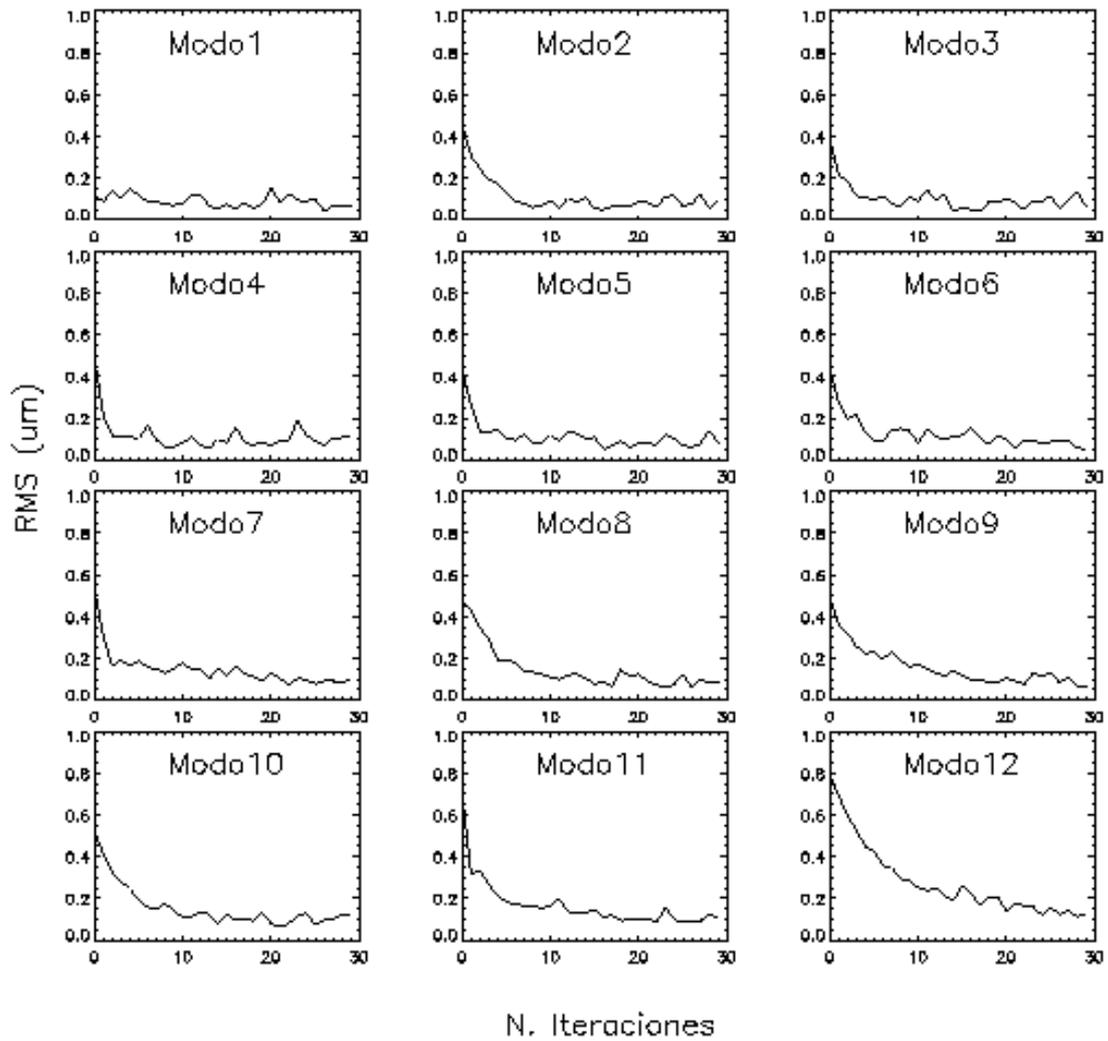
**Figura 5.9:** Error residual (*rms*) de la superficie generada al intentar reproducir un modo dado frente a número de iteraciones del bucle para una ganancia de 25.



**Figura 5.10:** Error residual (*rms*) de la superficie generada al intentar reproducir un modo dado frente a número de iteraciones del bucle para una ganancia de 50.

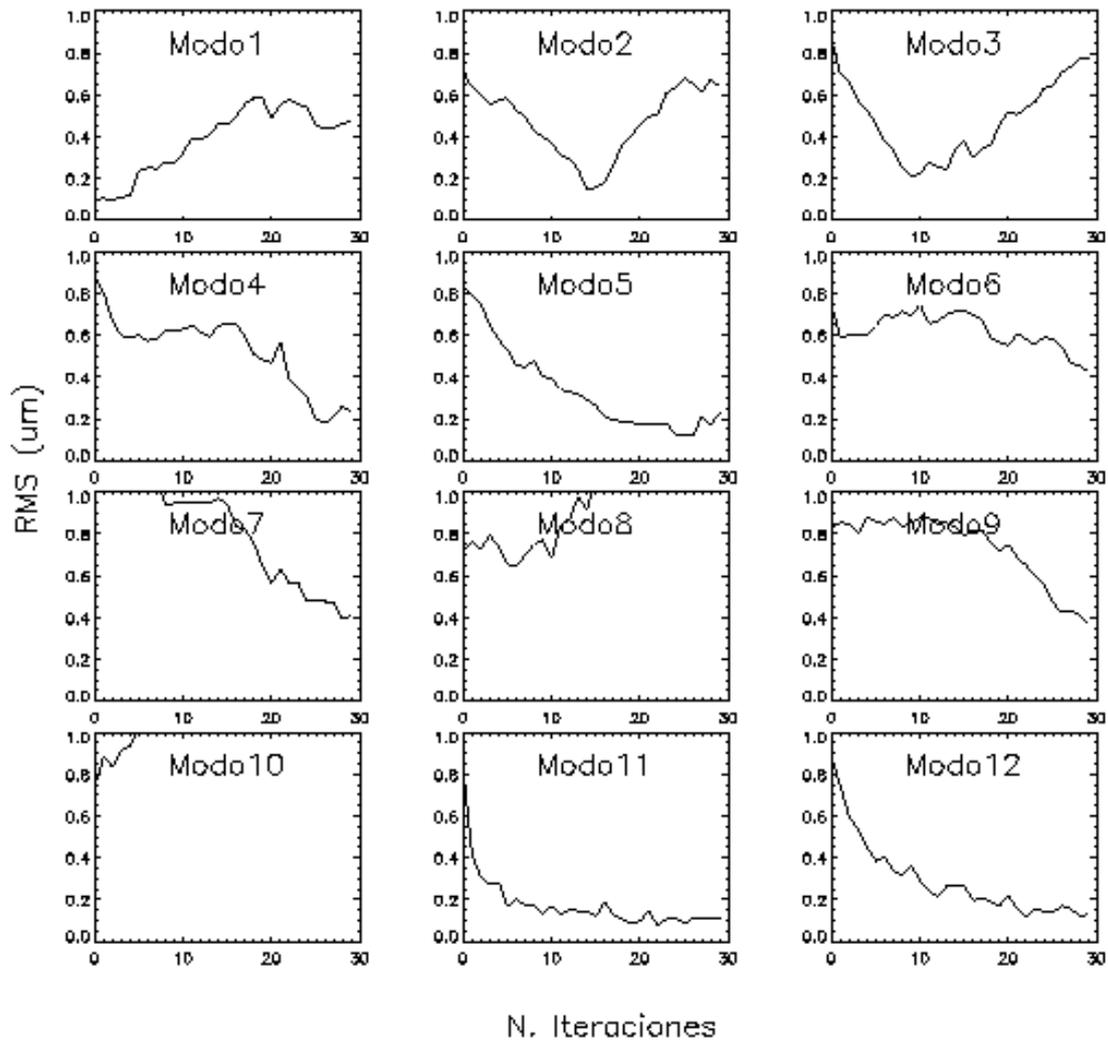


**Figura 5.11:** Error residual (*rms*) de la superficie generada al intentar reproducir un modo dado frente a número de iteraciones del bucle para una ganancia de 75.



**Figura 5.12:** Error residual (*rms*) de la superficie generada al intentar reproducir un modo dado frente a número de iteraciones del bucle para una ganancia de 100.

La Figura 5.13 muestra que el valor del *RMS* diverge, lo que demuestra que el algoritmo de reconstrucción se hace inestable (para algunos modos) con un valor de la ganancia del bucle cerrado de 125, aún con un número de iteraciones superior a 30 pasos.



**Figura 5.13:** Error residual (*rms*) de la superficie generada al intentar reproducir un modo dado frente a número de iteraciones del bucle para una ganancia de 125.

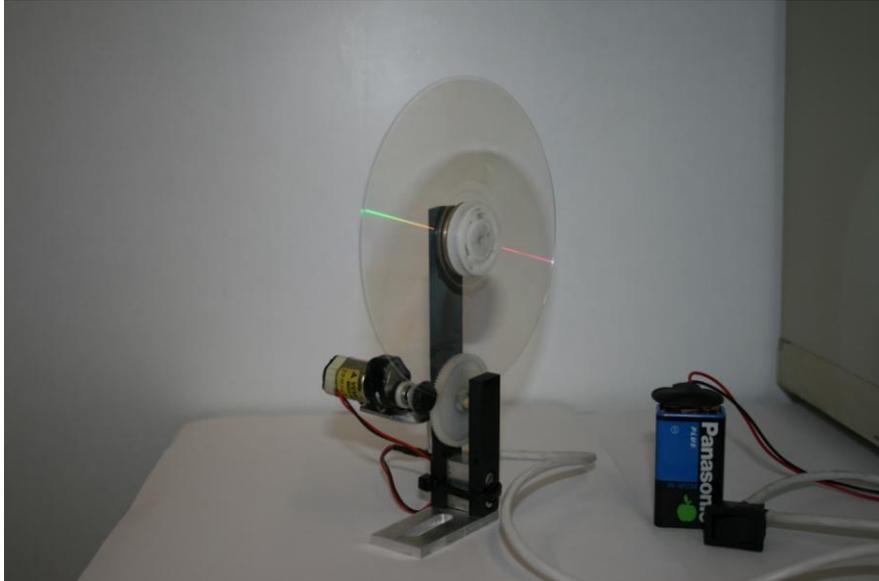
### 5.2.5 Simulador de turbulencia.

Se pretendió diseñar y construir un dispositivo que sea capaz de distorsionar el frente de onda que lo atraviesa de una manera dinámica en laboratorio. Esto supone una herramienta decisiva a la hora de evaluar la viabilidad del sistema para compensar turbulencias sin necesidad de instalar el instrumento en el telescopio.

Tradicionalmente se utilizan pantallas de fase para simular turbulencias en un banco óptico. Sin embargo, recientes estudios han demostrado que se pueden utilizar láminas de policarbonato de plástico (cobertores de discos compactos o CD's) como pantallas de fase, y que estos reproducen razonablemente bien el espectro de Kolmogorov<sup>2</sup> cuando un haz los atraviesa. Si además se dota a estas coberturas de CD de la capacidad de rotar sobre su eje, se pueden simular turbulencias creadas por diferentes velocidades de viento.

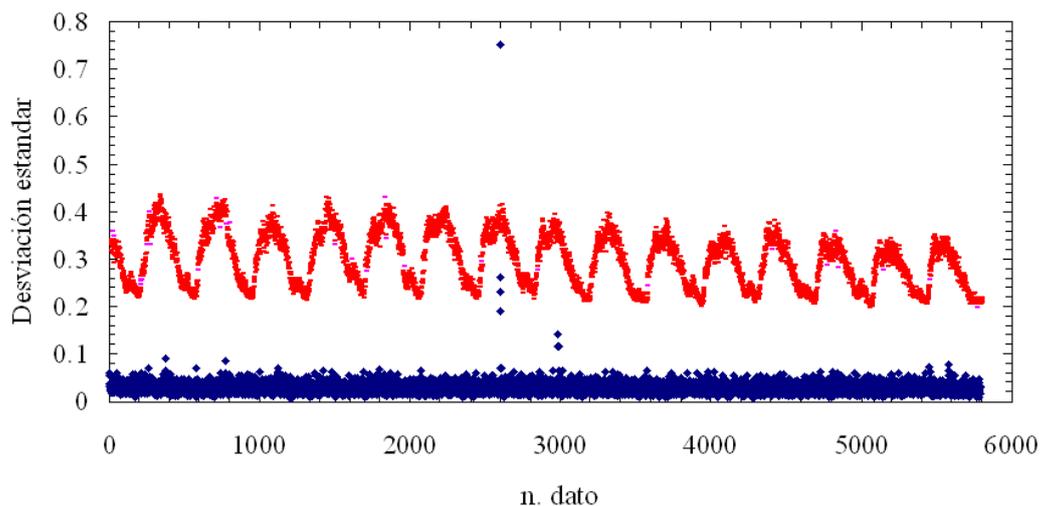
<sup>2</sup> [www.arcetri.astro.it/~carmelo/CD\\_Cover\\_Characterization.pdf](http://www.arcetri.astro.it/~carmelo/CD_Cover_Characterization.pdf)

A tal efecto se ha construido un simulador de turbulencia basado en el principio expuesto en el párrafo anterior tal y como se muestra en la Figura 5.14. Éste consiste en un disco de policarbonato de plástico (como la carátula de un disco compacto), con un mecanismo accionado por un motor de corriente continua que lo hace rotar a una velocidad de 1 vuelta por minuto, lo que simula una velocidad de viento de 10m/s.



**Figura 5.14:** Aspecto final del simulador de turbulencia creado a partir de una cubierta de CD y un motor de corriente continua que lo hacer rotar.

Si se sitúa este *simulador de turbulencia* en el haz paralelo detrás del colimador  $f/8$  (elemento  $E4$  de la Figura 4.22) y justo antes del espejo deformable, tal que el haz incida en un lateral del disco de policarbonato, se producirá una turbulencia que simula adecuadamente las aberraciones atmosféricas, sirviendo de prueba para el algoritmo de corrección del espejo deformable.



**Figura 5.15:** Comparación de la desviación estándar de todos los coeficientes para los procesos de bucle abierto y cerrado con el simulador de turbulencia instalado en el banco óptico, tal y como se explica en el texto. La línea roja representa el bucle abierto mientras que la azul el bucle cerrado.

En la Figura 5.15 se muestran los resultados obtenidos con el simulador de turbulencia. Durante los procesos de bucle abierto y cerrado se analizaron 6000 frentes de onda aberrados por el simulador de turbulencia. El algoritmo de reconstrucción utilizó 18 modos y una frecuencia de 135Hz durante las pruebas presentadas aquí. El simulador de turbulencia introduce un patrón de aberraciones estáticas que cambia conforme el disco va rotando, hasta que vuelve a la posición inicial en la cual se vuelven a repetir los patrones dinámicos de las aberraciones.

**Tabla 5.5:** Valores mediana de los coeficientes de los modos 0-17 obtenidos con el simulador de turbulencia. Unidades del sensor.

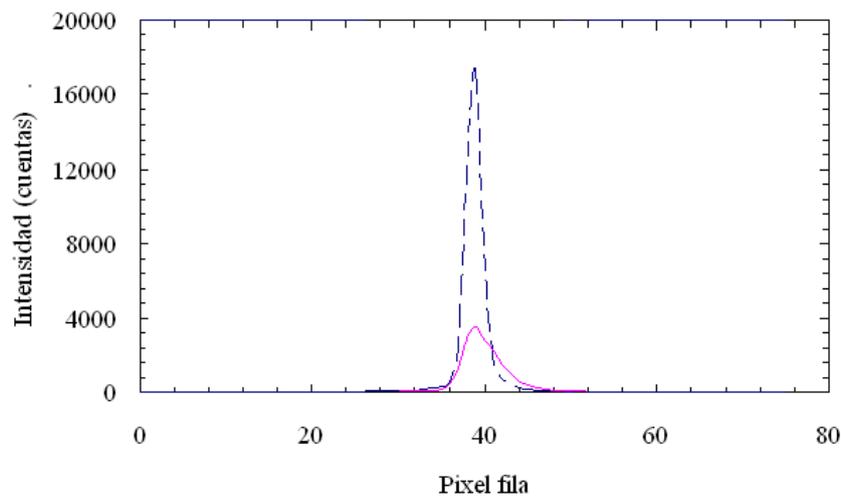
<i>Modo</i>	<i>Bucle abierto</i>	<i>Bucle AO</i>
0	0.51	$1.4 \cdot 10^{-4}$
1	-0.33	$2.1 \cdot 10^{-4}$
2	0.54	$7.7 \cdot 10^{-5}$
3	0.18	$-3.5 \cdot 10^{-5}$
4	0.03	$2.5 \cdot 10^{-6}$
5	0.009	$-1.5 \cdot 10^{-4}$
6	-0.01	$-1.9 \cdot 10^{-5}$
7	0.20	$5.6 \cdot 10^{-5}$
8	0.07	$5.3 \cdot 10^{-4}$
9	-0.03	$3.9 \cdot 10^{-4}$
10	0.03	$1.2 \cdot 10^{-4}$
11	0.76	$6.8 \cdot 10^{-5}$
12	0.05	$-2.0 \cdot 10^{-5}$
13	-0.02	$-2.8 \cdot 10^{-4}$
14	0.02	$1.9 \cdot 10^{-5}$
15	-0.02	$-1.9 \cdot 10^{-4}$
16	0.006	$1.2 \cdot 10^{-4}$
17		
Media cuadrática	0.27	$3.3 \cdot 10^{-4}$

Al activar el algoritmo de corrección, la desviación estándar se hace mínima y es estable con el tiempo. También minimiza los valores medios de los coeficientes obteniendo una media cuadrática de los mismos de  $3.3 \cdot 10^{-4}$  (en unidades del sensor), tal y como se aprecia en la Tabla 5.5. La mejora en la calidad de la imagen se aprecia a simple vista en la cámara científica FLI1024 entre el bucle abierto y cerrado (Figura 5.16).



**Figura 5.16:** Comparación de la imagen obtenida por la cámara científica cuando el bucle está abierto (izquierda) y cerrado (derecha) con el simulador de turbulencia. Imagen obtenida con el filtro estrecho 1033/10. Las dos imágenes tienen el mismo nivel de brillo y contraste.

Al actuar el espejo deformable la FWHM de la estrella simulada se redujo de un valor de 6.9 píxeles (equivalente a 0.61") a 2.6 píxeles (equivalente a 0.21") y la intensidad del pico aumentó un factor 5 (Figura 5.17).



**Figura 5.17:** Corte transversal en la coordenada del pico de intensidad de la estrella simulada. Imagen obtenida con la cámara científica con bucle abierto (sin corrección, línea roja) y bucle cerrado (con corrección, línea azul discontinua).

### 5.3. Resultados experimentales en el telescopio.

**Tabla 5.6:** Resumen de las campañas de observación.

Fecha	Pruebas realizadas	Comentarios
(2-5)-07-2007	Comprobación del bucle cerrado y Tip-Tilt mediante medidas de los coeficientes en el sensor de frente de onda. Medida de escala de imagen, flexiones del instrumento y sensibilidad del sensor de frente de onda.	Buena transparencia, seeing medio $\sim 1.0''$ - $1.5''$ . Un accidente con el divisor de haz impide tomar imágenes con la cámara científica.
(28-30)-09-2007	Imágenes corregidas de Tip-Tilt obtenidas en la cámara científica.	80% del tiempo perdido por nubes y humedad alta. Seeing $\sim 1.0''$ .
(12-14)-05-2008	Primeras imágenes obtenidas en la cámara científica con bucle cerrado. Determinación de las aberraciones del telescopio. Mejora del seeing de $2.5''$ a $1.2''$	Nuevo diseño óptico instalado. 1.5 noches perdidas por nubes. Seeing $\sim 2.5''$ en el resto de la campaña.
16-09-2008	Imágenes corregidas con bucle cerrado bajo condiciones medias de seeing. Se corrige hasta $0.37''$ en el mejor de los casos.	Algunos cirros, seeing medio $\sim 0.9''$ de entrada.

SAOLIM ha sido desarrollado en un periodo de tiempo que comprende desde el año 2003 al 2007, siendo éste último el año en que se pudieron comenzar las primeras pruebas en el telescopio. En total se han utilizado cuatro campañas técnicas en el telescopio de 2.2m de Calar Alto, cuyos objetivos, condiciones atmosféricas y resultados quedan resumidos en la Tabla 5.6.

### 5.3.1 Flexiones del instrumento.

En un instrumento de óptica adaptativa las flexiones tienen gran importancia ya que se pueden traducir en un desalineamiento óptico del haz. Esto puede provocar que aparezcan nuevas aberraciones estáticas ópticas en el sistema, las cuales dependen de la posición del telescopio. En tal caso, sería necesario recalibrar el sistema para cada posición del mismo. Por ello, fue necesario estudiar las flexiones de SAOLIM en el telescopio.

Durante la campaña de observación llevada a cabo en Junio de 2007, se pudieron medir las flexiones que presenta el instrumento. El aspecto más importante de las flexiones es el referente a posibles desviaciones de la posición inicial de algún elemento óptico en el interior del instrumento, o bien flexión por parte de la estructura en sí del mismo.

Para medir estas flexiones, se ha utilizado la fibra blanca de referencia. Una vez determinada la posición de la misma en el detector del sensor de frente de onda, se procedió a mover el telescopio a posiciones extremas de 20° de elevación en todas las direcciones (lo que equivale a una masa de aire de 2.9), volviendo a medir la posición en los que los puntos imagen formados por la matriz de lentes se situaban.

El experimento se repitió varias veces para ver la reproducibilidad del mismo. Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 5.7.

**Tabla 5.7:** Flexiones del instrumento. Datos campaña 03-07-2008.

<i>Posición del telescopio</i>	<i>Desviación de la fibra respecto al cenit</i>
S (20° elevación)	(2,0) píxeles
N (35° elevación)	(0,1) píxeles
E (20° elevación)	(2,0) píxeles
W (20° elevación)	(1,2) píxeles

Teniendo en cuenta que la escala de imagen del sensor de frente de onda es de 0.48"/píxel, se tiene que en el peor de los casos, hay un desalineamiento del haz de menos de 1 segundo de arco, el cual no supone un cambio en la geometría del patrón formado por la matriz de lentes, tan solo un desplazamiento de todos los puntos por igual, por lo que no introduce ningún patrón de aberraciones estáticas adicionales. Por tanto dicho patrón de flexiones no supone un problema para el sistema. De esta forma se han superado con creces las expectativas mecánicas del instrumento, como era de esperar debido al peso reducido del mismo.

También se ha comprobado la reproducibilidad del posicionamiento de las plataformas móviles en estas condiciones extremas del telescopio. En todos los casos la posición de la imagen de la fibra de referencia en el sensor de frente de onda se situaba en la misma posición al desplazar alguna plataforma y volver a la posición inicial.

### 5.3.2 Sensibilidad del sensor de frente de onda.

Una de las innovaciones que se han implementado en SAOLIM es el uso de una cámara de lectura rápida del tipo EMCCD iluminada por atrás. Este tipo de cámaras, tal y como se ha descrito en capítulos anteriores, son extraordinariamente sensibles en condiciones de poca iluminación.

**Tabla 5.8:** Sensibilidad del sensor de frente de onda. Seeing medio durante las medidas  $\sim 1.3''$ - $1.6''$ . Datos en cuentas obtenidos durante la campaña 03-07-2008.

<i>Estrella</i>	$m_V$	<i>Valor máximo</i>	<i>Flujo total</i>	$SNR^3$	<i>Configuración de EMCCD</i>
HR7315	5.3	3250	51341	226	EMGain=100, FREC=135Hz
HD171827	7.7	11135	130200	306	EMGain=210, FREC=103Hz
SAO67491	8.6	6599	62440	162	EMGain=210, FREC=103Hz
SAO68044	9.7	1328	22789	84	EMGain=210, FREC=103Hz
PPM82785	10.7	12568	241582	70	EMGain=255, FREC=103Hz
GSC2662	11.8	5027	99827	42	EMGain=255, FREC=103Hz

En la Tabla 5.8 se resume la señal-ruido obtenida para diferentes estrellas en la pruebas realizadas en el telescopio, mostrando que el límite de detección, definido como aquel en que el software de control es capaz de detectar todos los centroides, es de al menos la magnitud 11.8, valor que supera con creces las expectativas iniciales. Este valor es comparable al límite de detección obtenido por el sistema ALFA (magnitud 12 en la banda V) el sistema de óptica adaptativa utilizado en el telescopio de 3.5m de Calar Alto, pero con un telescopio más pequeño y una matriz de lentes con menor densidad de microlentes<sup>4</sup>. En dicha tabla se muestra el nombre de la estrella, la magnitud en la banda V ( $m_V$ ), el valor del máximo, el flujo total y relación señal-ruido ( $SNR$ ). Todas las magnitudes están expresadas en cuentas y representan los valores medios obtenidos de todas las sub-aperturas de la matriz de lentes. En todos los casos las imágenes fueron corregidas de corriente de oscuridad y campo plano. Para obtener la fotometría se utilizó una apertura circular de 6 píxeles de radio. Puesto que los datos fueron obtenidos bajo condiciones mediocres de seeing ( $1.5''$ ), es de esperar alguna ganancia en sensibilidad en mejores condiciones atmosféricas.

Se puede establecer una relación empírica entre la  $SNR$  por subapertura que se obtendría en el sensor de frente de onda y la magnitud de la estrella sin más que hacer un ajuste exponencial entre ambas magnitudes (Figura 5.18), obteniéndose la siguiente relación:

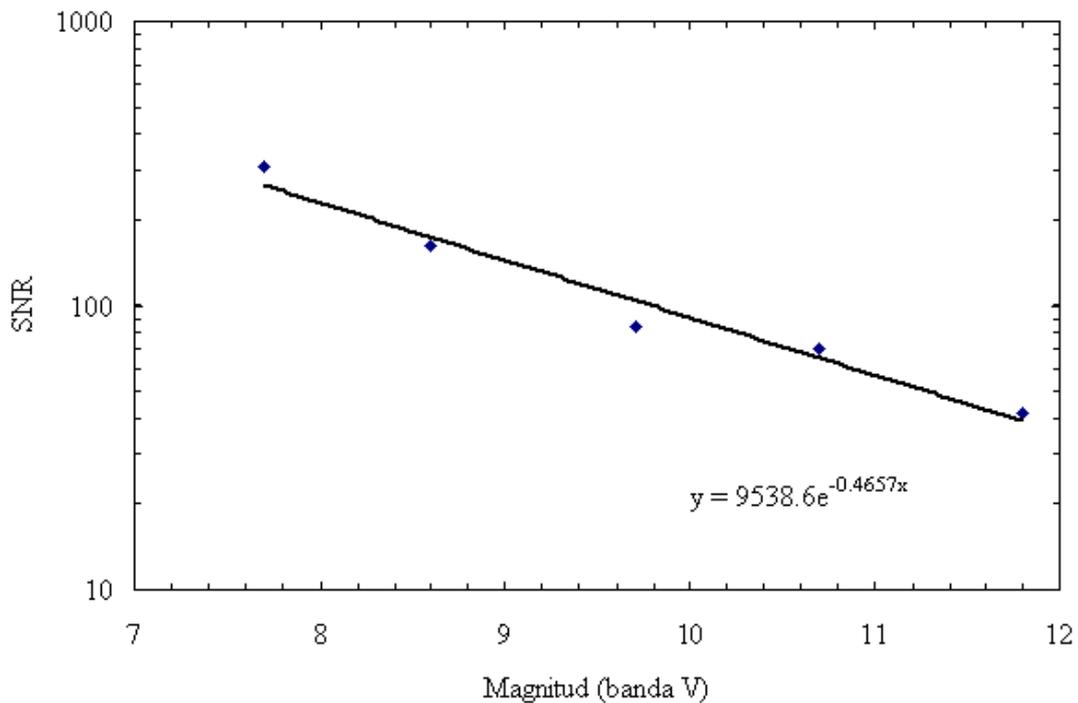
$$SNR = 9538.6_{\pm 1.6} e^{-0.4657_{\pm 0.015} m_V} \quad (5.1)$$

Con el objeto de estimar el comportamiento del sistema al compensar turbulencia atmosférica cuando se utilizan estrellas de referencia débiles, se han realizado una serie de simulaciones. Una vez realizada una calibración se ha procedido a medir el  $RMS$  obtenido con el sensor de frente de onda cuando se añade niveles de ruido blanco a intervalos de 0.5 cuentas a cada imagen, hasta un máximo de 2000 cuentas de amplitud,

<sup>3</sup> Valor medio de todas las sub-aperturas.

<sup>4</sup> ALFA opera en el telescopio de 3.5m de Calar Alto y alcanza la magnitud 12 con una matriz de lentes en configuración de 3x3 (Hippler 2000).

de modo que la relación señal-ruido vaya disminuyendo hasta valores muy pequeños ( $\sim 10$ ).



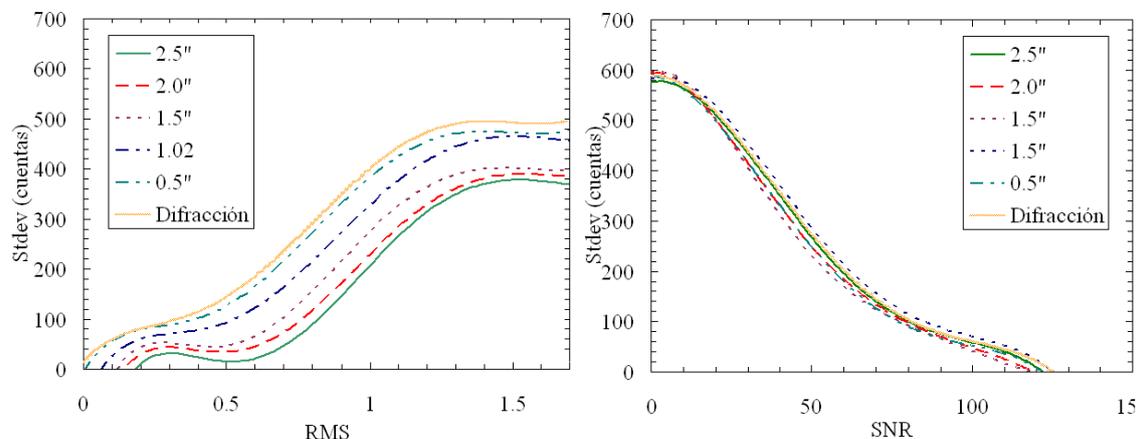
**Figura 5.18:** Ajuste de la magnitud frente a la relación señal-ruido obtenido a partir de los datos experimentales de la Tabla 5.7. Nótese que el eje de ordenadas está en escala logarítmica. El coeficiente de correlación del ajuste es  $R^2=0.9656$ .

La relación obtenida entre el *RMS* y el ruido añadido, así como la equivalente entre la *SNR* y el ruido se muestra en la Figura 5.19 (paneles izquierdo y derecho respectivamente). En ambas gráficas se muestran los valores simulados para diferentes supuestos de seeing. Para ello, se ha convolucionado la imagen de la fibra de referencia obtenida en el sensor de frente de onda con una función gaussiana de diferentes anchuras. Puesto que la imagen sobre la cual se está realizando el experimento es una imagen estática, el valor de *RMS* medido sería el valor mínimo alcanzable bajo las condiciones de seeing y/o señal ruido supuestos. Para cada conjunto de valores simulados (diferentes de seeing) se realizaron 4000 medidas, con el fin de obtener una muestra estadísticamente significativa. La Figura 5.19 muestra los ajustes de cada nube de puntos obtenida para cada valor de seeing para los cuales se utilizaron polinomios de grado 5 en cada caso.

Por tanto, como consecuencia de estas simulaciones se puede establecer una relación entre el *RMS* esperable para diferentes valores de seeing respecto a la señal ruido obtenida en el sensor de frente de onda, como se muestra en la Figura 5.19, panel derecho.

Tal y como se expuso en la sección 2.4.3 el criterio seguido para considerar óptima una superficie generada por el espejo deformable depende del valor de *RMS*, según la expresión 2.93. Debido a la naturaleza variable de la atmósfera, no se puede aplicar el mismo criterio de convergencia descrito en dicha sección ( $RMS < 0.1$ ) pues entonces se trataba de generar superficies estáticas con un número limitado de iteraciones. Por tanto,

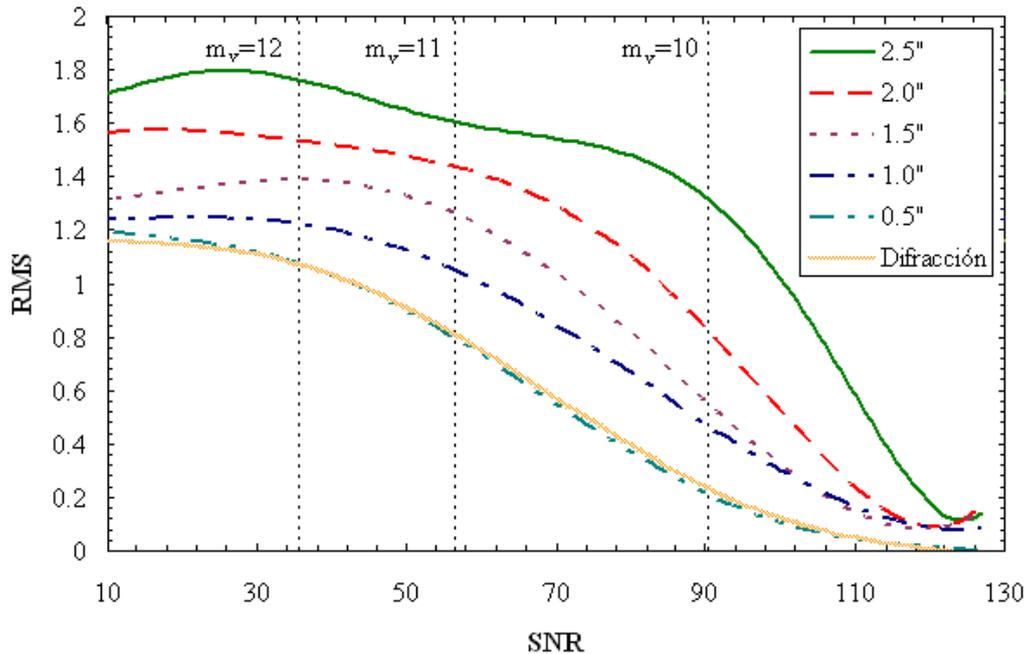
el criterio seguido para interpretar una reconstrucción del frente de onda perturbado por la atmósfera como aceptable es meramente empírico. Según los resultados obtenidos durante las diferentes campañas se concluye que el *RMS* debe de converger entorno a 1.0 (ver sección 5.3.5) para considerar que el sistema está compensando turbulencia atmosférica.



**Figura 5.19:** En el panel izquierdo se observa la relación entre el *RMS* medido con el sensor de frente de onda y el nivel de ruido blanco añadido a la imagen para diferentes supuestos de seeing. En el panel derecho se observa la misma relación pero con la *SNR*. En este caso las curvas supuestas para diferentes valores de seeing son casi coincidentes pues la apertura utilizada para estimar la fotometría es mayor que el valor de seeing simulado.

En dicha sección, se muestra que las medidas empíricas del *RMS* obtenidas con el sensor de frente de onda con un seeing corregido de  $\sim 1.2''$  (con un seeing natural de entrada de  $2.4''$ ) fue de 1.2 (en unidades del sensor), lo que supone a la vista de la gráfica mostrada en la Figura 5.20, que se podrían alcanzar resultados similares utilizando estrellas de referencia de hasta magnitud  $\sim 9.7$ . Por otra parte, se obtuvo igualmente de manera completamente empírica que el *RMS*, con un seeing corregido de  $0.42''$ , fue de  $\sim 0.9$  (igualmente en unidades del sensor) para un seeing de entrada de  $\sim 1.1''$ , lo que supone que podríamos obtener resultados similares hasta estrellas de magnitud  $\sim 10.3$ . Dependiendo del grado de corrección que se pretenda obtener se podrán utilizar estrellas más débiles pero para conseguir resultados aceptables el sistema debe observar estrellas de referencia con magnitudes de hasta  $m_V < 11$ .

Este resultado puede ser mejorado si se optimiza el algoritmo de búsqueda del centroide para valores de señal ruido inferior a 70. El algoritmo utilizado actualmente es el de centro de masas con valor de corte expuesto en la sección 2.3.4.1, el cual presenta una fuerte dispersión de los datos cuando la señal ruido es inferior al valor especificado. Esto sin embargo, se plantea como posible mejora del instrumento.



**Figura 5.20:** Relación entre el RMS y la SNR para diferentes supuestos de seeing. En la gráfica se muestra el valor de SNR calculado para diferentes magnitudes obtenidas a partir de la expresión 5.1.

### 5.3.2 Escala de imagen del sensor de frente de onda.

Una vez que el instrumento está instalado en el telescopio, es necesario estimar parámetros como la escala de imagen en el sensor de frente de onda, con el fin de comprobar si se han cumplido los requerimientos con los cuales se realizó el diseño óptico (ver Capítulo 4).

Para ello se obtiene la imagen de una estrella con el sensor de frente de onda realizando desplazamientos conocidos con el telescopio y determinado la diferencia entre las posiciones inicial y final en el detector. Este procedimiento se ha implementado como una rutina en el programa de control permitiendo repetirlo tantas veces como sea necesario.

El software dispone de una rutina que permite grabar en un fichero los desplazamientos (expresados en píxeles) de los centroides de la estrella respecto a su posición inicial de la fibra (ver Anexo I). De esta manera, se obtiene un valor de la escala de imagen de  $0.48''/\text{píxel}$  en el sensor de frente de onda, valor muy similar al utilizado en otros sensores de frente de onda como el Shack-Hartmann del sistema ALFA que tiene  $0.5''/\text{píxel}$  (Hippler 2000) y cercano a lo requerido en el diseño tal y como se expuso en la Tabla 4.2.

La importancia de conocer la escala de imagen radica en asegurar que el frente de onda se está muestreando con una escala de imagen adecuada, ya que las unidades en que se expresan los coeficientes de las aberraciones son adimensionales, no siendo este punto, un factor crítico en el desarrollo y utilización del instrumento.

### 5.3.3 Aberraciones estáticas del telescopio de 2.2m de Calar Alto.

Las aberraciones estáticas del telescopio del 2.2m del observatorio son bien conocidas. Se han realizado varios estudios por parte del personal del observatorio, durante campañas técnicas específicas para determinar la calidad óptica del 2.2m.

Para caracterizar los coeficientes de los modos de dichas aberraciones se utiliza el método de sensado de curvatura aplicado a imágenes intrafocales y extrafocales de estrellas (van Dam et al. 2002). El análisis de datos se realizó con el programa comercial *EF* de Laplacian Optics (<http://www.laplacian.com>). El propósito de este programa es reconstruir el frente de onda a partir de imágenes desenfocadas (intrafocales y extrafocales). Una vez reconstruido el frente de onda puede ser visualizado bien como un mapa bidimensional o mediante su descomposición en términos de polinomios de Zernike. Otras opciones de visualización son también posibles como patrón de interferencias, etc. El error de las medidas viene determinado por la calidad de las imágenes desenfocadas, por lo que es importante tomarlas en condiciones de buen seeing.

Por otra parte, en el software de control de SAOLIM se ha implementado una rutina que permite estimar también las aberraciones estáticas de un sistema óptico de manera independiente, utilizando para ello el sensor de frente de onda de Shack-Hartmann en su configuración de 5x5 microlentes.

Como valor predeterminado se determinan los coeficientes de los modos en 10000 imágenes, siendo este valor seleccionable por el usuario. El promedio en mediana para cada modo proporciona el conjunto de aberraciones estáticas del telescopio. Para que los datos sean fiables, una vez más, son necesarias buenas condiciones de seeing para que la perturbación introducida por la atmósfera sea pequeña. De todas maneras, al tener ésta un comportamiento caótico, su contribución se debería de anular al obtener tan elevado número de datos.

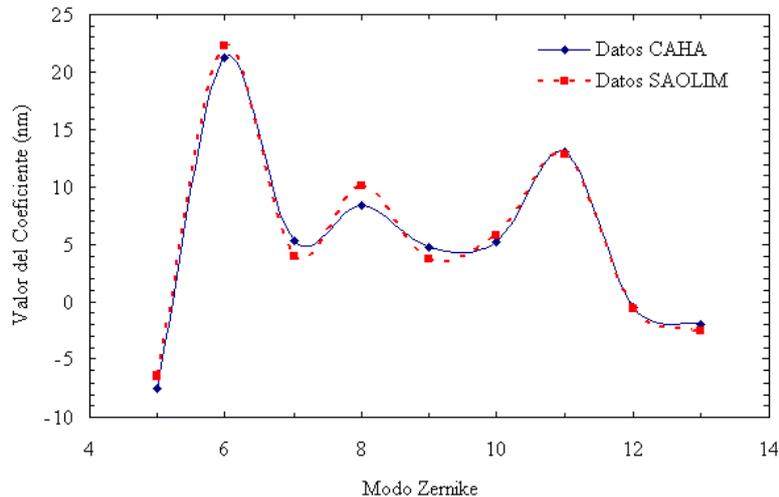
A continuación (Tabla 5.9) se muestran los resultados obtenidos por SAOLIM para el telescopio de 2.2m comparados con los que se han obtenido utilizando el programa *EF* de Laplacian Optics analizando imágenes desenfocadas.

**Tabla 5.9:** Comparación de las aberraciones estáticas conocidas por el observatorio de Calar alto para el 2.2m y las mediadas por SAOLIM. Datos campaña 12-05-2008.

<i>Zernike</i>	<i>Nombre</i>	<i>Rms CAHA<sup>5</sup> (nm)</i>	<i>Rms SAOLIM (nm)</i>
4	Foco	-20.6	0.04±0.80
5	Astigmatismo (sin)	-7.54	-6,5±1.0
6	Astigmatismo (cos)	21.2	22,2±1.0
7	Coma (sin)	5.36	3.95±0.6
8	Coma (cos)	8.42	10,1±0.5
9	Trifoide (sin)	4.81	3.7±0.6
10	Trifoide (cos)	5.21	5,83±0.5
11	esférica	13.1	12,9±0.3
12	Quad astig (sin)	-0.50	-0.61±0.3
13	Quad astig (cos)	-2.02	-2.57±0.3

<sup>5</sup> U. Thiele del observatorio de Calar Alto, comunicación privada.

Existe una gran similitud entre los datos obtenidos mediante los dos métodos (Figura 5.21), lo que confirma la validez del método implementado en SAOLIM así como el buen funcionamiento de todo el sistema. Las pequeñas diferencias se deben a variaciones producidas por el seeing (en el caso de SAOLIM la noche tenía un seeing de 1.2") y al número limitado de microlentes utilizadas en el experimento. Las medidas obtenidas de SAOLIM son el promedio de repetir el experimento tres veces.



**Figura 5.21:** Comparación de las aberraciones estáticas obtenidas por SAOLIM y las medidas por el programa *EF* de Laplacian Optics.

Tan solo el valor del foco es muy distinto en ambos métodos. La razón radica en que no es posible determinar un valor correcto del foco con imágenes intrafocales y extrafocales, por su propia naturaleza.

### 5.3.4 Corrección de Tip-Tilt.

La corrección de Tip-Tilt es fundamental para que el algoritmo de corrección de los órdenes altos pueda funcionar adecuadamente. Una mala corrección por parte de este dispositivo haría fracasar todo el proceso de reconstrucción, ya que introduciría aberraciones adicionales irreales que el espejo deformable intentaría corregir, produciendo una imagen en la cámara científica aún más aberrada que la original. A tales efectos resulta imprescindible comprobar que la amplitud de los modos Tip y Tilt es parcialmente corregida por este algoritmo.

#### 5.3.4.1 El algoritmo de Tip-Tilt.

Aunque el algoritmo de reconstrucción es capaz de estimar correctamente los coeficientes asociados a los modos 0 y 1 (Tip y Tilt), se optó por independizar el control del espejo Tip-Tilt con un segundo algoritmo de corrección respecto al primero. Los motivos por lo que se optó por esta solución fueron:

- Se puede ejecutar sin que haya ningún otro algoritmo que pueda afectar a las medidas de Tip-Tilt. Tal y como se ha visto en apartados anteriores, reproducir

determinados modos de ordenes altos y con grandes amplitudes, puede provocar un Tip o Tilt adicional.

- La aberración Tip-Tilt se interpreta como un desplazamiento de toda la imagen en dos ejes perpendiculares del detector. Por tanto, un modo alternativo de corregir estos órdenes es compensando dicho desplazamiento con los movimientos del espejo debidamente calibrados con la escala de imagen en el sensor de frente de onda. Este algoritmo de control del Tip-Tilt es más intuitivo que el asociado a los órdenes altos, ya que es más sencillo tratar con desplazamientos en píxeles que en coeficientes de una base de polinomios, por lo que simplifica su control.
- El espejo deformable es capaz de reproducir también modos Tip-Tilt. El algoritmo asociado al DM va encaminado a calcular un conjunto de voltajes que hay que aplicar a los actuadores del espejo para reproducir el modo o conjunto de modos necesarios. Sin embargo, compensar un Tip-Tilt con el espejo deformable consume gran parte del rango dinámico de los actuadores, ya que estas aberraciones son las de mayor amplitud. Por ello, es preferible que un segundo dispositivo se encargue de compensar estos dos modos. Así, el rango dinámico aprovechable para el resto de los modos es mayor, tal y como ya se ha indicado con anterioridad.
- Este segundo algoritmo de control, no supone una carga pesada para la CPU, la cual es capaz de mantener ambos algoritmos funcionando aún a la máxima velocidad de lectura.
- Los dos algoritmos de corrección se pueden complementar, de modo que el espejo deformable pudiera realizar correcciones de pequeña amplitud sin que ello suponga un consumo significativo del rango dinámico de los actuadores.

Obviamente, los resultados obtenidos con este algoritmo deben verse traducidos en los coeficientes obtenidos por el sensor de frente de onda para los modos 0 y 1.

El algoritmo implementado para determinar el Tip-Tilt mide los desplazamientos de cada punto de la matriz de lentes respecto a su valor de referencia obtenido por las posiciones del patrón de puntos de la fibra óptica durante el proceso de calibración con las funciones de influencia.

El espejo es controlado mediante una tarjeta compatible PC proporcionada por SBIG, tal y como se dijo anteriormente, la cual envía señales a los electroimanes del espejo Tip-Tilt comprendidas en un intervalo desde 0 a 4096, siendo 2048 el valor para la posición intermedia. Por tanto, una vez calibrada la equivalencia entre las señales digitales que hay que aplicar, y el desplazamiento medio de los píxeles que provoca en el patrón de puntos en el sensor de frente de onda, se puede construir un algoritmo que simplemente calcule la señal a aplicar al espejo tal que minimiza ese desplazamiento.

Como se ha mencionado anteriormente, la frecuencia de funcionamiento del espejo tiene como valor máximo 50Hz, la cual es considerablemente menor que los rangos de corrección de los ordenes alto que pueden llegar hasta los 420Hz. En principio, para corregir Tip-Tilt la frecuencia de funcionamiento de dicho espejo está dentro del rango necesario (Glindemann et al. 1996).

Esto significa que el espejo deformable corregirá varias veces antes de que el espejo de Tip-Tilt vuelva a actuar, dicha diferencia puede utilizarse para mejorar aún más la

corrección. Existe una opción en el programa tal que las correcciones de gran amplitud las lleve a cabo el espejo de Tip-Tilt mientras que aquellas correcciones de pequeña amplitud sean compensadas también por el DM. De esta manera, entre dos actuaciones consecutivas del espejo Tip-Tilt, el DM tendría tiempo de compensar el residuo de dicha corrección, antes de que el Tip-Tilt atmosférico vuelva a cambiar. Esta es otra razón muy interesante por la que conviene independizar los dos algoritmos.

#### **5.3.4.2 Calibración del espejo Tip-Tilt.**

En el software de control se ha implementado una opción que permite desplazar el espejo Tip-Tilt en una dirección u otra una cierta amplitud dentro del rango descrito anteriormente. El movimiento se repite en ambos sentidos del mismo eje. Utilizando esta función sobre una estrella, que normalmente se ejecuta para comprobar el buen funcionamiento del dispositivo, se puede establecer una equivalencia entre la amplitud aplicada al espejo y el número de píxeles que se desplaza el patrón de puntos en el sensor de frente de onda. Dicha equivalencia se traduce en que hacen falta 167 pasos de codificado en el espejo de Tip-Tilt para desplazar un píxel el patrón de puntos en el sensor Shack-Hartmann.

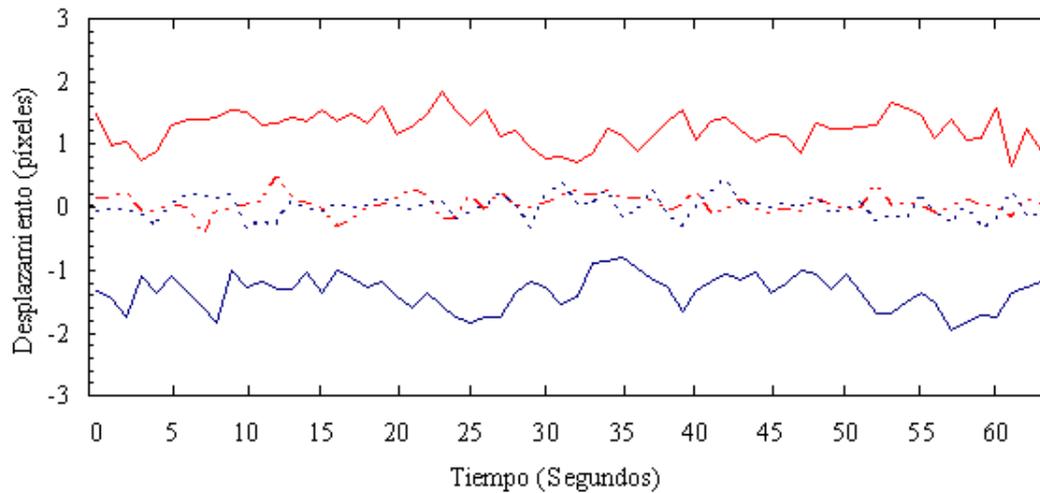
Es preferible usar esta equivalencia mejor que aplicar una cantidad fija al espejo y medir el desplazamiento en el sensor de frente de onda, ya que al hacer esto el espejo no se detiene inmediatamente al finalizar el movimiento. Sin embargo, si al terminar una orden de movimiento, se aplica otra inmediatamente, el propio tirón que sufre el espejo hace que el moviendo anterior finalice en ese instante.

#### **5.3.4.3 Resultados de las mediciones realizadas en el cielo.**

Se ha comprobado el funcionamiento del mecanismo de corrección del Tip-Tilt utilizando una estrella real. Para ello, se mide el desplazamiento provocado por la estrella frente a la posición definida por la fibra de referencia así como la desviación estándar de dichos desplazamientos.

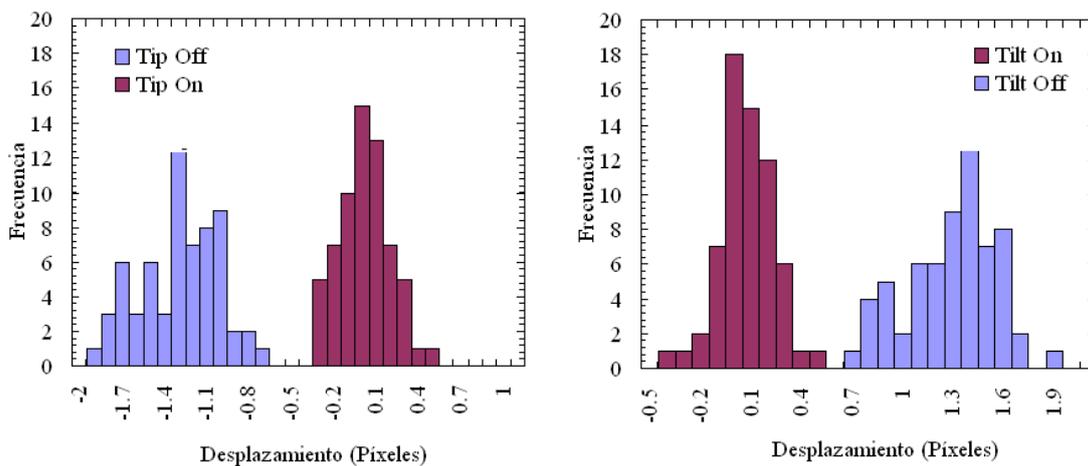
Hay que tener en cuenta que las medidas realizadas para caracterizar el funcionamiento del espejo Tip-Tilt estarán afectadas por dos factores. Por un lado, la estrella de referencia estará situada en una posición del detector que no tiene por qué ser la misma que la ocupada por la fibra de referencia, valor que vendría representado por el valor medio de todas las medidas. Por otro lado, está la contribución propia de la atmósfera al frente de onda, que vendrá representado por el rizado de la curva obtenida al representar los desplazamientos de los centroides de la estrella generados por la matriz de lentes respecto a la posición de referencia frente al tiempo.

Para probar la bondad del algoritmo de corrección se observó la estrella (HR7315) bajo condiciones de seeing medio (1.3") y a una cierta cantidad de píxeles desplazados respecto a la posición de la fibra de referencia en el sensor de frente de onda. El objetivo del bucle de corrección es hacer mínimo la separación de la posición de la estrella respecto a la posición de la fibra. Por otro lado, debe haber una mejora en la evolución temporal de dicha separación, provocada por la atmósfera, cuando el bucle está activo. Los resultados obtenidos durante una secuencia de 60 segundos se muestran en la figura 5.22.



**Figura 5.22:** Funcionamiento del algoritmo de Tip-tilt. Representación de la separación de centroides respecto a la posición de referencia definida por la fibra óptica frente al tiempo. La línea azul continua representa Tip abierto. La línea azul punteada representa Tip cerrado. La línea roja continua representa Tilt abierto y la línea roja punteada representa el Tilt cerrado.

La variación media de la distancia entre el patrón de puntos de la estrella y el patrón de puntos de la fibra de referencia es cercana a cero cuando el algoritmo de corrección de Tip-Tilt está activo. De igual modo, el rizado en la evolución temporal de la mencionada separación es de menor amplitud cuando el bucle está activo, ya que, la desviación estándar de las medidas obtenidas adquiere un valor de 0.27 píxeles cuando el bucle de corrección de Tip-Tilt esta desactivado, mientras que dicho valor se reduce a 0.16 píxeles (lo que equivale a  $0.077''$ ) cuando el bucle de corrección de Tip-Tilt está activado.

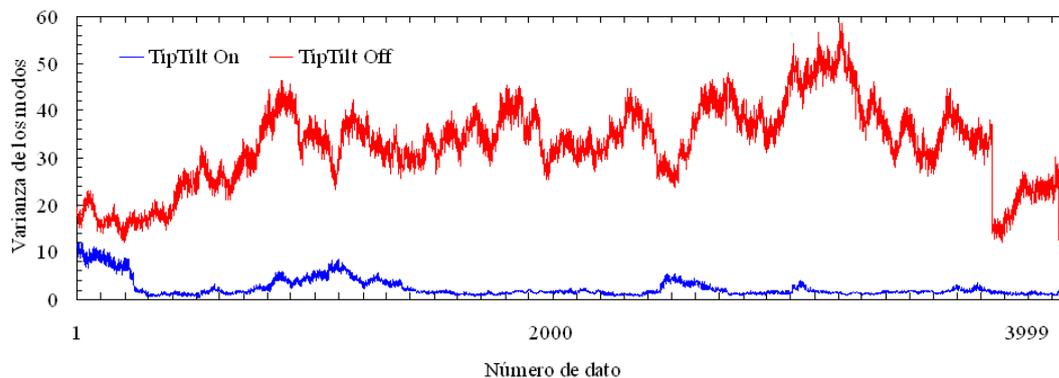


**Figura 5.23:** Histograma de desplazamiento de píxeles para Tip (Derecha) y Tilt (Izquierda). Se comprueba la mayor concentración de datos cuando el algoritmo de corrección de Tip-Tilt está activo.

Si examinamos la misma información en un histograma (Figura 5.23) se comprueba que para el caso en que el algoritmo de corrección de Tip-Tilt está activo la amplitud de los

desplazamientos es menor, tal y como debe ser, pues el algoritmo de corrección tiende a minimizar los desplazamientos de la estrella sobre el detector.

Si en lugar de medir las variaciones en píxeles, se representa la varianza de los coeficientes de Karhunen-Loève medidos durante el proceso de reconstrucción por el sensor de frente de onda, se observa una sustancial mejora tanto en el rizado de curva como en la varianza media durante el tiempo que duran las medidas (Figura 5.24). La varianza de los coeficientes no se anula completamente durante el proceso de corrección por la contribución de los modos de orden superior, ya que solo está activo el proceso de corrección de Tip-Tilt. El valor de la media cuadrática de los coeficientes 0 y 1 (Tip y Tilt respectivamente) decrece de 33.6 a 2.3 en unidades del sensor. La Figura 5.25 muestra el histograma de las varianzas representadas en la Figura 5.24, ilustrando la mejora que supone el algoritmo de Tip-Tilt.

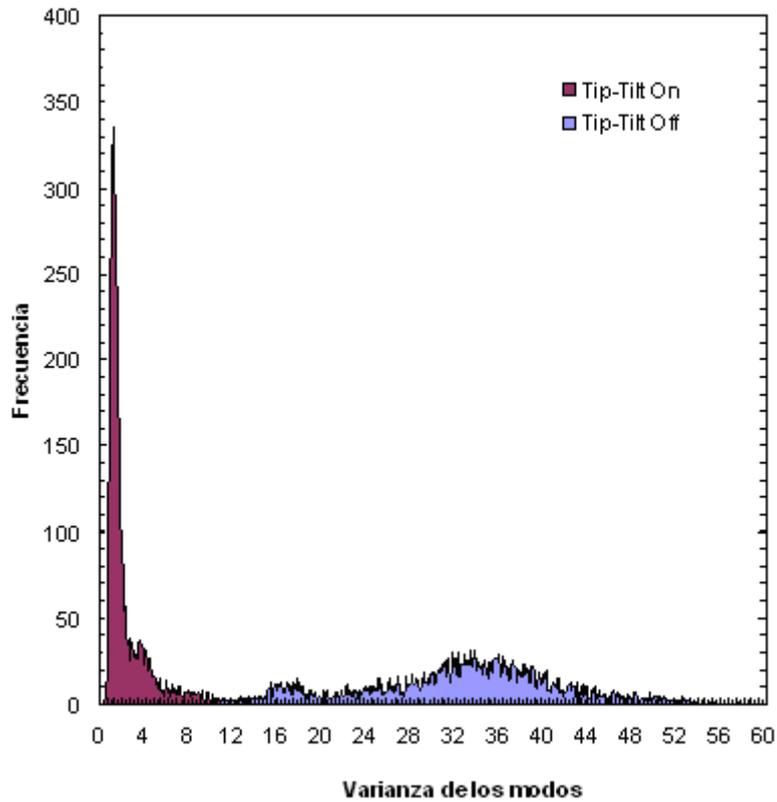


**Figura 5.24:** Funcionamiento del algoritmo de Tip-tilt. Representación de la varianza de los coeficientes de los modos obtenidos por el sensor de frente de onda en función del tiempo al activar solamente el mecanismo de corrección de Tip-Tilt. La prueba duró 25 segundos.

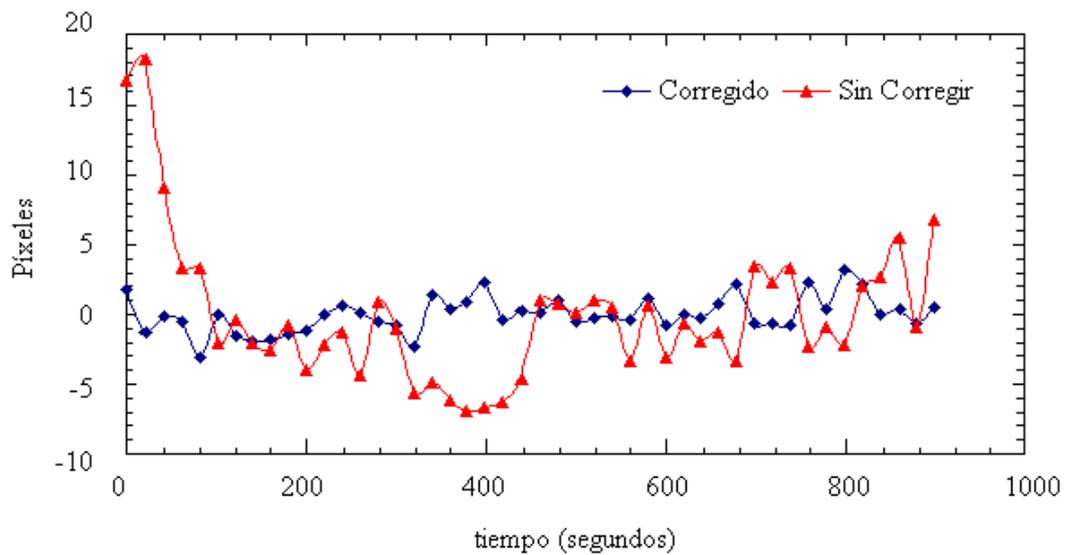
La comprobación se realizó durante 25 segundos correspondientes a 4170 datos a una frecuencia de lectura de 180Hz del sensor de frente de onda y una velocidad de corrección de Tip-Tilt de 40Hz. La estrella utilizada (HR7315) tiene una magnitud  $V \sim 5.2$ , y la prueba se realizó con unas condiciones de seeing de  $0.9''$ .

La validez del algoritmo también fue comprobada utilizando la cámara científica FLI1024S con un filtro de corte RG1000. Para ello, se adquirieron imágenes de 1 segundo de exposición de manera continuada durante 15 minutos con el bucle de Tip-Tilt activado y posteriormente se repitió otra serie de 15 minutos con el bucle desactivado. La frecuencia del bucle se fijó a 40Hz.

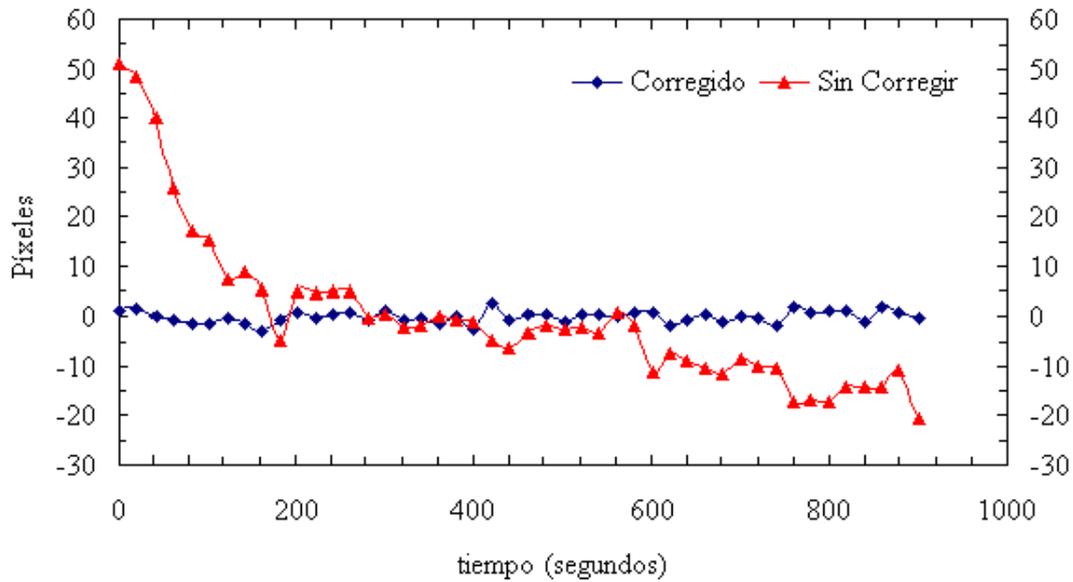
Midiendo las variaciones del centroide en ambos ejes de la cámara respecto al valor medio obtenido durante todo el tiempo que duró la prueba, se comprueba la mejora que introduce el algoritmo de corrección del Tip-Tilt sobre las variaciones del centroide (Figura 5.26 y 5.27). El eje Y de la cámara estaba orientado según el eje de ascensión recta del telescopio y por tal motivo la variación de 70 píxeles ( $3.5''$ ) en el centroide que se observa en la Figura 5.27 se corresponde con la deriva del seguimiento del telescopio durante los 15 minutos que duró la prueba, al hacerse sin seguimiento. Cuantitativamente los resultados de la prueba se resumen en la Tabla 5.10.



**Figura 5.25:** Histograma de la varianza de los modos cuando el algoritmo de corrección de Tip-Tilt está activado y desactivado.



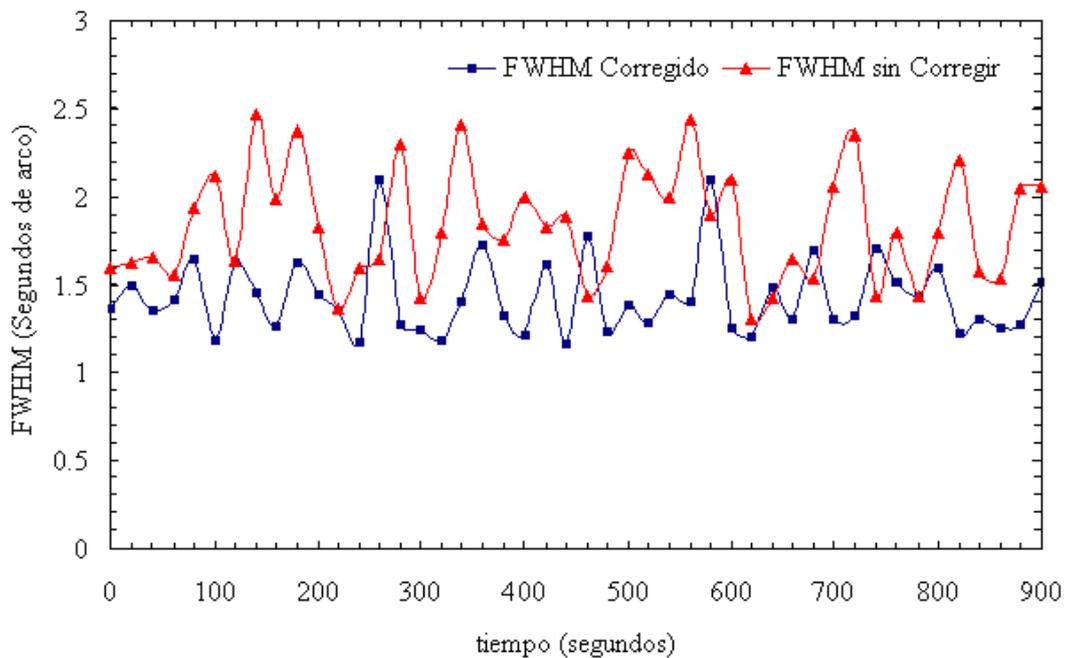
**Figura 5.26:** Medidas de las variaciones del centroide en el eje X respecto al valor medio obtenido durante toda la serie. Las medidas fueron realizadas sobre la cámara FLI1024S una vez cada 20 segundos, durante 15 minutos.



**Figura 5.27:** Medidas de las variaciones del centroide en el eje Y respecto al valor medio obtenido durante toda la serie. Las medidas fueron realizadas sobre la cámara FLI1024S una vez cada 20 segundos, durante 15 minutos. Es por ello, que la componente Y presenta una contribución asociada a las derivas en el seguimiento del telescopio.

**Tabla 5.10:** Mejora del algoritmo de Tip-Tilt sobre las variaciones del centroide. Medidas realizadas en la FLI1024S, para el experimento descrito en el texto. Los resultados están expresados en píxeles. Cada píxel equivale a 0.07 segundos de arco.

<i>Desv. Estándar X corregido</i>	<i>Desv. Estándar X (sin corregir)</i>	<i>Desv. Estándar Y corregido</i>	<i>Desv. Estándar Y (sin corregir)</i>
1.28	5.15	1.18	15.57



**Figura 5.28:** Evolución del FWHM de la estrella con y sin corrección de Tip-Tilt. Las medidas fueron realizadas sobre la cámara científica directamente. El eje de abscisas muestra el tiempo transcurrido desde el inicio de la prueba.

En términos de calidad de imagen también se observa una mejora sustancial. La Figura 5.28 muestra la evolución de la anchura a mitad de altura de la función de distribución de luminosidad de la estrella (FWHM) durante toda la prueba (es decir, el seeing medido en el detector).

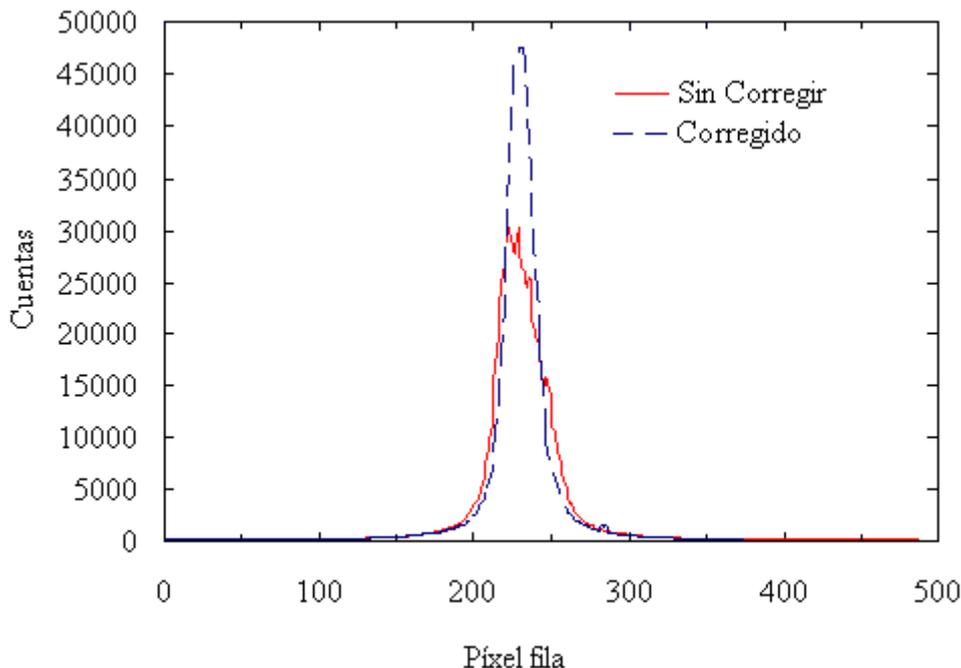
La Figura 5.29 representa el perfil de luminosidad según un corte horizontal realizado sobre una imagen con corrección y otra sin ella. Cada imagen se obtuvo como combinación de todas las imágenes adquiridas durante la secuencia descrita anteriormente previamente realineadas a intervalos de 10 segundos. De esta manera no son tenidos en cuenta los posibles fallos o derivas del seguimiento del telescopio.

La Tabla 5.11 muestra los resultados cuantitativamente de este análisis.

**Tabla 5.11:** Mejora del algoritmo de Tip-Tilt sobre la calidad de imagen. Medidas realizadas en la cámara científica sobre la estrella HR7315 durante 15min. Los resultados están en segundos de arco.

<i>FWHM corregido</i>	<i>Desv. Estándar FWHM corregido</i>	<i>FWHM sin corregir</i>	<i>Desv. Estándar FWHM sin corregir</i>
1.42''	0.22''	1.90''	0.46''

Las pruebas realizadas han demostrado que la corrección de Tip-Tilt introduce una mejora en la calidad de la imagen de un 25% en el FWHM y casi un 40% más en términos de señal, para las condiciones de observación y el objeto descrito. Es importante resaltar aquí que las pruebas se realizaron bajo condiciones de mal seeing, por lo que la mejora esperada en condiciones de buen seeing sería aún superior, tal y como se mostró en la sección 2.2.9.



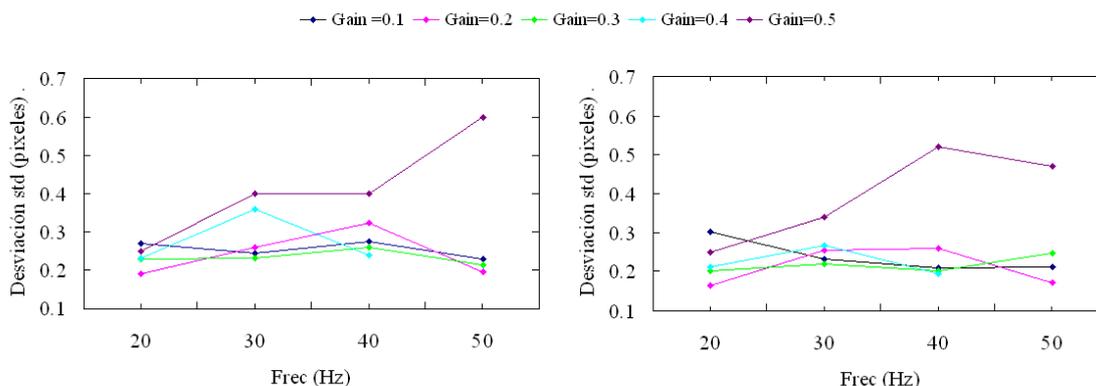
**Figura 5.29:** Corte horizontal de la imagen según la posición del máximo para dos imágenes distintas con y sin corrección de Tip-Tilt. Las medidas fueron realizadas sobre la cámara científica.

Al número de píxeles que deben ser compensados para corregir la perturbación de Tip-Tilt, se le suele aplicar un factor de amortiguamiento parecido al aplicado en muchos sistemas de autoguiado. El motivo es que si se comete un error en una corrección dada, esta se irá acumulando en sucesivas correcciones, haciendo que el bucle se vuelva cada vez más inestable. Ese factor de amortiguamiento o ganancia de bucle se puede modificar por el usuario y es conocido en el programa como factor de agresividad (ver Anexo I).

### 5.3.4.4 Corrección de Tip-Tilt (bucle TT) para diferentes frecuencias y factores de amortiguamiento.

Las pruebas presentadas se realizaron utilizando una frecuencia de 40Hz, con la misma estrella y condiciones atmosféricas expuestas en la sección 5.3.4.3. Es de esperar que la calidad de las correcciones dependa de la frecuencia de la corrección y es por ello por lo que hemos realizado diferentes pruebas para diferentes frecuencias y ganancias así como para diferentes factores de amortiguamiento.

La Figura 5.30 representa la desviación estándar de 200 medidas, donde cada medida es la separación expresada en píxeles del patrón de puntos de la estrella y la fibra de referencia, frente a la frecuencia del bucle para diferentes valores de la ganancia o factor de amortiguamiento.



**Figura 5.30:** Representación de la desviación estándar para Tip (izquierda) y Tilt (derecha) en función de la frecuencia. Se obtienen resultados parecidos si se aplica un factor de agresividad hasta 0.4. Por encima de ese valor el sistema empieza a oscilar y se vuelve inestable.

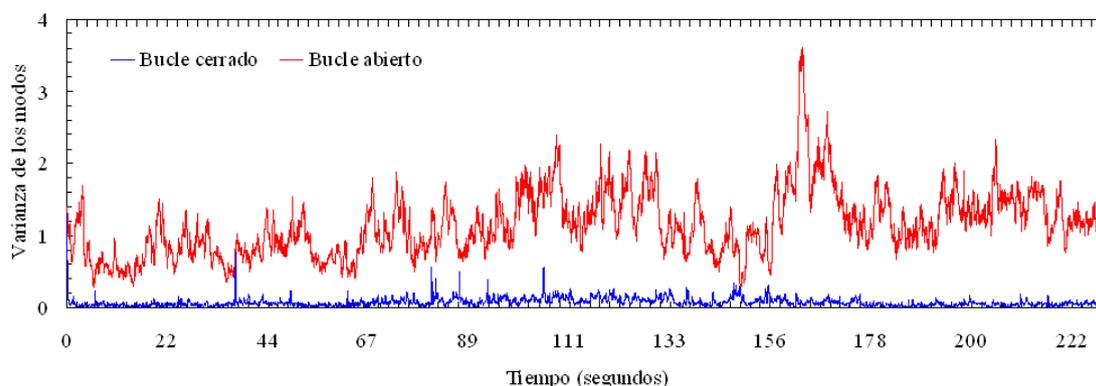
Los resultados son bastante parecidos, excepto cuando la ganancia del bucle es 0.5 o mayor, rango para el cual el espejo empieza a oscilar, volviéndose inestable. Las gráficas muestran que ganancias de hasta 0.4 pueden ser utilizadas para todas las frecuencias, manteniendo estable el sistema. La inestabilidad provocada por ganancias altas, es más pronunciada para frecuencias altas ya que la desviación diverge más rápidamente.

### 5.3.5 Funcionamiento del algoritmo de corrección de las perturbaciones de alto orden (bucle AO) sobre estrellas reales.

El algoritmo de corrección para el espejo deformable ha sido probado con estrellas reales durante las compañías técnicas de Julio y Septiembre de 2007 así como Mayo y Septiembre del 2008. La prueba consistió en medir la varianza de los coeficientes de los modos en los procesos de bucle abierto y cerrado con el sensor de frente de onda. El filtro utilizado para la cámara científica (filtro 1033/10) tiene una longitud de onda central de 1033nm y un ancho de banda de 10nm y se escogió simplemente para hacer las pruebas en el infrarrojo muy cercano, casi dentro de la banda J, pero sin ninguna motivación científica.

Durante los procesos de bucle abierto y bucle cerrado el sistema está calculando, para cada imagen, el conjunto de coeficientes que representan en ese momento el frente de onda. Durante el proceso de bucle cerrado, el espejo deformable está tratando de compensar dichos coeficientes adoptando aquellas formas que le dicte el sensor de frente de onda. Por tanto, un buen funcionamiento del algoritmo de reconstrucción será aquel en que dicha varianza de los modos sea lo más cercana a cero, en cada instante.

En la Figura 5.31 puede verse la comparación de las varianzas cuando el *DM* está actuando y cuando no. Los datos se han obtenido para una estrella de magnitud 5.2 (HR7315), a una frecuencia de 180Hz y 14 modos en el proceso de reconstrucción. La prueba se prolongó por 230 segundos lo que significa que en la gráfica están representados 41400 datos. Puesto que los coeficientes de Tip y Tilt son mucho más grandes que el resto, no se han tenido en cuenta en la gráfica para mostrar las varianzas que corresponden estrictamente al espejo deformable. La mediana de la varianza es para los 41400 datos de 0.056, con una desviación estándar de 0.05, mientras que durante el proceso de bucle abierto la mediana es 1.10 y la desviación estándar es de 0.44. Las unidades son unidades arbitrarias del sensor, por lo que solo tienen sentido desde un punto de vista relativo. En la Figura 5.29 puede comprobarse también la estabilidad del sistema a lo largo del tiempo.



**Figura 5.31:** Comparación de la varianza de los modos 2-10 durante los procesos de bucle abierto y bucle cerrado. La prueba duró 230 segundos y se acumularon 41400 medidas.

Sin embargo la varianza del frente de onda muestra las variaciones de los coeficientes respecto a su valor medio. Una varianza pequeña por tanto implica que el sistema está

compensando los cambios en la forma que tiene el frente de onda y que están provocados por la atmósfera. Es por ello que el valor medio de los coeficientes también debe ser cercano a cero cuando el sistema está compensando turbulencia, ya que de lo contrario el sistema estaría introduciendo una aberración estática permanente en el frente de onda. La Tabla 5.12 muestra los valores en mediana para cada coeficiente de los modos 2-10 correspondientes a la Figura 5.31. Así mismo, se muestra la media cuadrática de todos los coeficientes en lugar del valor medio, ya que no tiene en cuenta los signos de los coeficientes.

**Tabla 5.12:** Valores mediana de los coeficientes de los modos 2-10. Unidades del sensor. Campaña Julio 2007.

<i>Modo</i>	<i>Bucle abierto</i>	<i>Bucle AO</i>
2	2.59	0.015
3	0.96	0.002
4	-0.45	-0.011
5	-0.41	-0.002
6	0.13	-0.006
7	-1.33	-0.14
8	-0.05	0.11
9	-0.17	-0.08
10	0.22	0.21
Media cuadrática	1.04	0.09

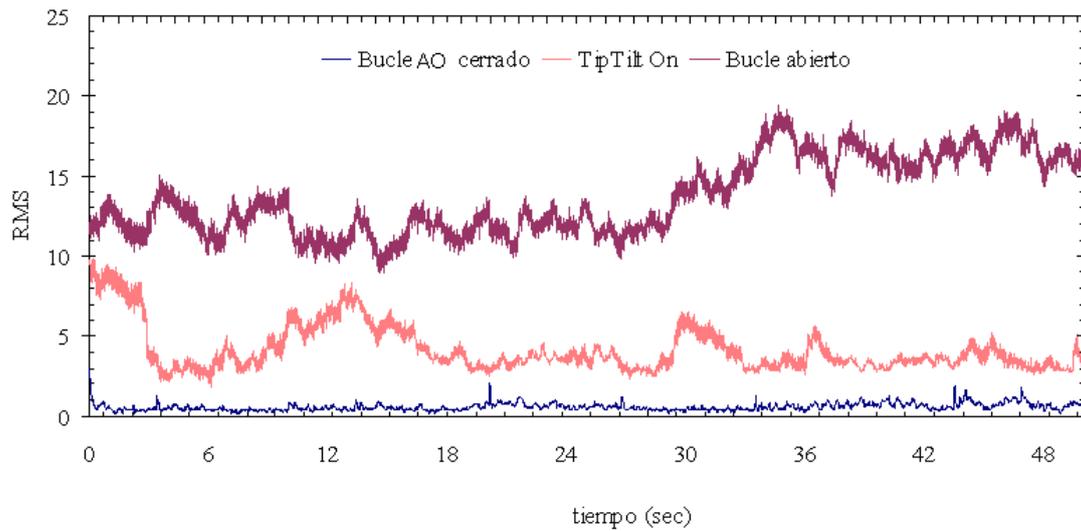
Figura 5.32 muestra el *RMS* de los modos obtenidos mediante el uso de los tres algoritmos. Nuevamente las unidades son arbitrarias derivadas para el sensor. El *RMS* se define como la suma cuadrática media de todos los coeficientes, según la expresión 2.93. Las condiciones de seeing durante el experimento fueron razonablemente buenas (en torno a 1.4") por lo que la corrección de Tip-Tilt introduce ya una corrección sustancial de casi un factor entre 2 y 3 en el *RMS* de los modos medidos por el sensor. Por otra parte, la mejora que introducen todos los algoritmos de corrección activos es casi un factor 15 en el *RMS* de los coeficientes de los modos. Los valores medios se muestran en la Tabla 5.13.

Nótese que un mal funcionamiento, bien en el bucle de Tip-Tilt como en la corrección del alto orden ocasionaría una inestabilidad en el bucle de realimentación llegando a saturar los límites de los actuadores tanto del espejo Tip-Tilt como del espejo deformable, provocando un empeoramiento del *RMS* de los coeficientes en lugar de mejorarlos.

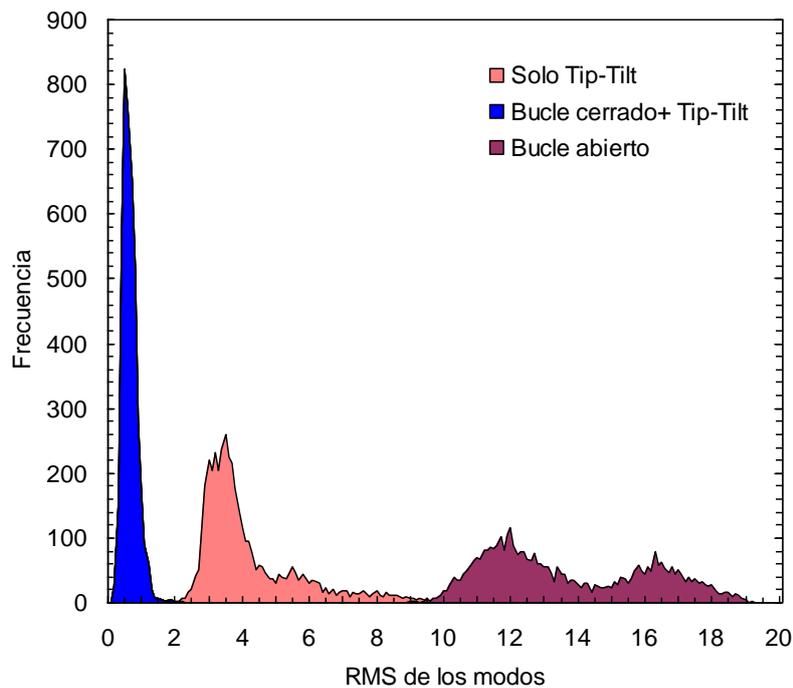
**Tabla 5.13:** Valores medios del *RMS*. Campaña Julio 2007.

<i>Bucle abierto</i>	<i>Bucle TT</i>	<i>Bucle AO+TT</i>
13.61	4.15	0.94

El histograma correspondiente se muestra en la Figura 5.33. Una vez más la diferencia entre los tres algoritmos es notable.

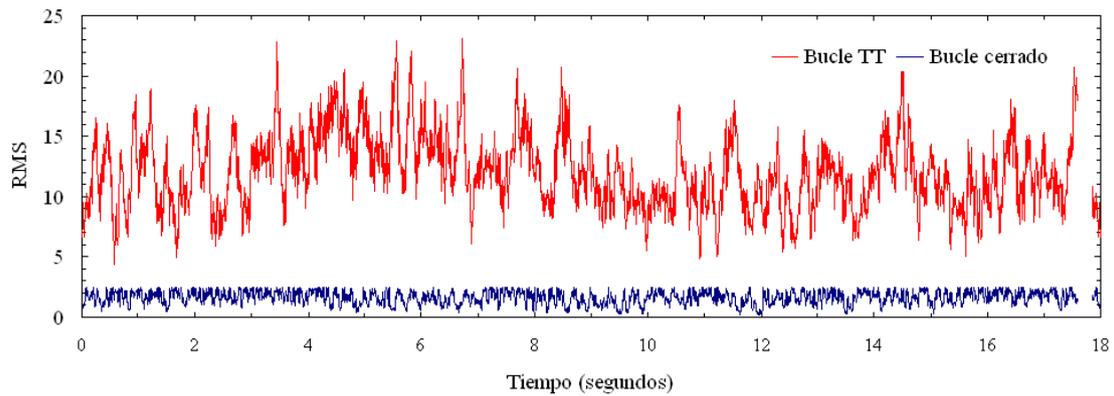


**Figura 5.32:** Comparación del RMS durante los bucles abierto, bucle Tip-Tilt cerrado y bucle Tip-Tilt+bucle alto orden (AO+TT) del espejo deformable cerrados.



**Figura 5.33:** Histograma del RMS de los modos para los tres algoritmos, abierto (sin corrección), solo Tip-Tilt y cerrado+Tip-Tilt.

Lamentablemente durante estas observaciones no se pudo evaluar la mejora en la calidad de la imagen en términos del FWHM medido en la cámara científica por problemas técnicos. Sin embargo dichos problemas pudieron ser resueltos en la campaña técnica de Mayo de 2008 en Calar Alto, aunque en aquella ocasión el seeing resultó ser mediocre, con un valor de  $\sim 2.4''$ . La frecuencia del bucle utilizada fue de 250Hz y se utilizaron 14 modos para la reconstrucción del frente de onda. La diferencia entre la RMS del bucle abierto (una vez compensado el Tip Tilt) y cerrado medida durante esta campaña puede verse en la Figura 5.34.

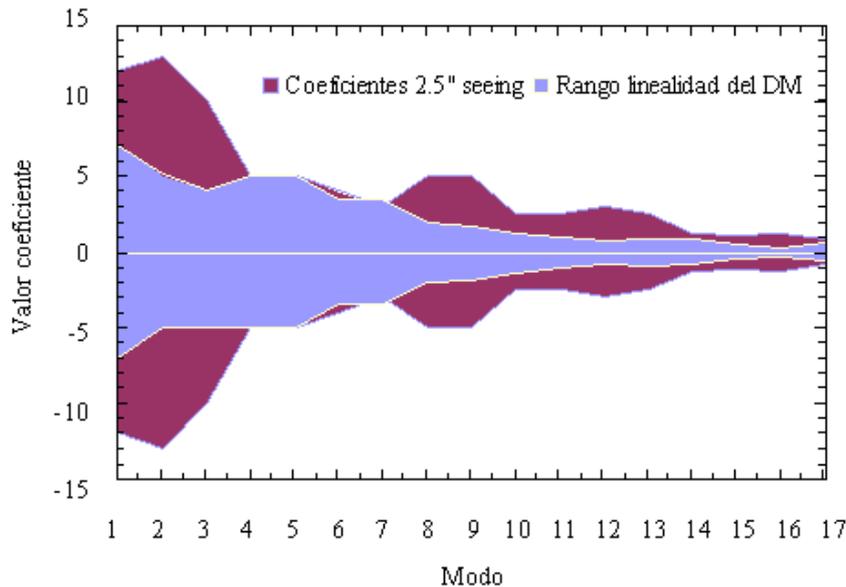


**Figura 5.34:** Comparación de la varianza de los modos 2-12 durante los bucles TT y cerrado+TT en la campaña de Mayo de 2008. Medidas obtenidas con el sensor de frente de onda. Unidades del sensor

**Tabla 5.14:** Valores en mediana del RMS medido en el sensor de frente de onda. Campaña Mayo 2008. Unidades del sensor.

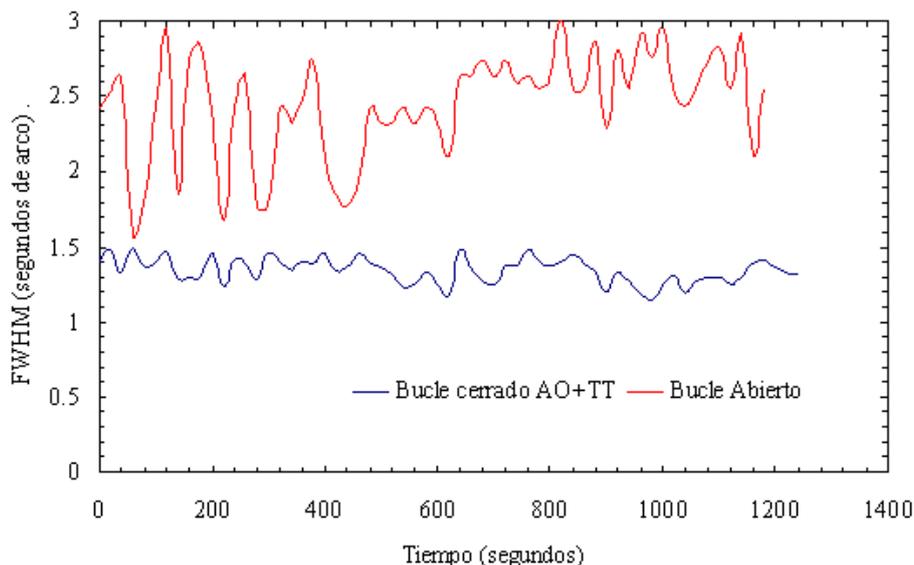
<i>Bucle TT</i>	<i>Bucle AO+TT</i>
11.83	1.96

En la Tabla 5.14 se observa que tan solo se pudo mejorar el *rms* hasta 1.96 al reconstruir el frente de onda. Bajo tales condiciones la amplitud de los modos que tiene que reproducir el espejo supera el rango de linealidad del mismo (Figura 5.35), alcanzando la saturación en el voltaje de los actuadores en más del 50%. A pesar de la saturación se observa una mejora sustancial en el FWHM debido a que los modos 4-7 están dentro de la linealidad del espejo, y tal y como se vio en la Tabla 2.9 los primeros órdenes son los de más peso en la deformación del frente de onda.



**Figura 5.35:** Comparación del rango de linealidad del espejo deformable con los coeficientes medidos experimentalmente en el sensor de frente de onda para un seeing de 2".

Mediante imágenes obtenidas en la cámara científica se observó igualmente una mejora en la calidad de imagen de un factor 2 en el FWHM (Figuras 5.36, 5.37, 5.38, 5.39 y Tabla 5.15). La Figura 5.36 muestra el FWHM medido en la imagen de una estrella en la cámara científica en 60 imágenes de 1 segundo de exposición y repartidas en 1200 segundos.

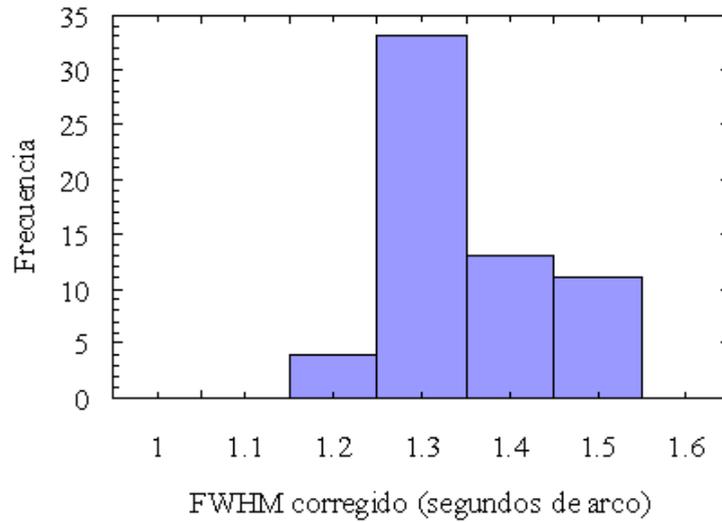


**Figura 5.36:** Medidas del FWHM realizadas en la cámara FLI1024S durante los bucles abierto y cerrado+TT en la campaña de Mayo de 2008. Las medidas no son simultáneas sino consecutivas. Se utilizó el filtro 1033/10. Las integraciones individuales fueron de 1 segundo.

**Tabla 5.15:** Valores del FWHM en una muestra de 60 imágenes de 1s de exposición, cada una de ellas obtenidas con la cámara FLI1024S. Campaña Mayo 2008. Valores en segundos de arco.

<i>Bucle abierto</i>		<i>Bucle AO+TT</i>	
Moda	Dev. Estándar	Moda	Dev. Estándar
2.41	0.85	1.34	0.084

La Figura 5.37 muestra el histograma del FWHM corregido expresado en segundos de arco. Se puede apreciar el rango limitado de valores, indicativo de la estabilidad de la corrección. La Tabla 5.16 muestra el porcentaje de tiempo en que el bucle mantuvo un valor estable de FWHM corregido. Nótese que en el 75% del tiempo el bucle cerrado fue capaz de mantener estable el FWHM entre valores de 1.3-1.4”, durante los 1200 segundos que duró la prueba.

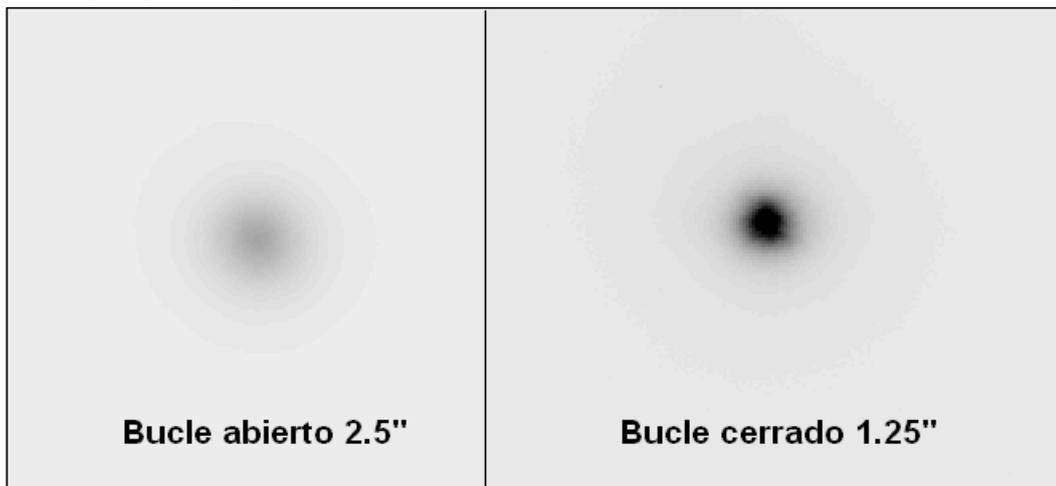


**Figura 5.37:** Histograma del FWHM corregido (segundos de arco) para un total de 60 imágenes obtenidas con la cámara científica con el filtro estrecho 1033/10. La frecuencia del bucle de corrección fue de 250Hz y se compensaron 14 modos. El seeing natural fue de 2.5".

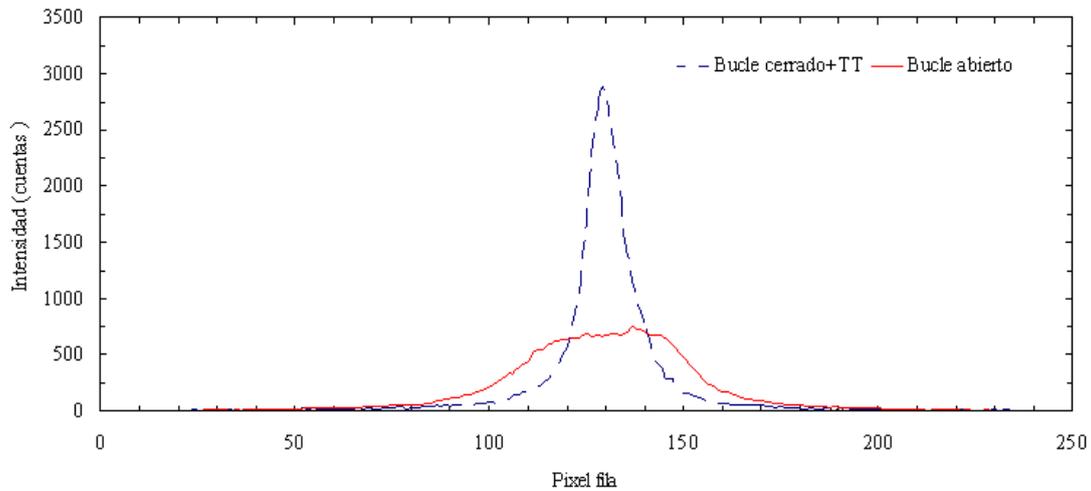
**Tabla 5.16:** Proporción del tiempo en el bucle cerrado mantiene el valor del FWHM estable. La prueba duró 1200 segundos en la cual se obtuvieron 60 imágenes. Seeing natural de 2.5".

<i>Bucle AO+TT</i>			
1.2"	1.3"	1.4"	1.5"
6.55%	54.1%	21.31%	18.03%

Además del valor mediocre del seeing de entrada, éste fue muy variable, mostrando una desviación estándar de 0.85". Sin embargo durante el proceso de reconstrucción, incluso estando gran cantidad de los actuadores del espejo deformable saturados, la estabilidad de la FWHM es notablemente mejor que durante el proceso de bucle abierto alcanzando una desviación estándar de 0.084" en toda la muestra, un factor 10 mejor que en el caso de ausencia de corrección.

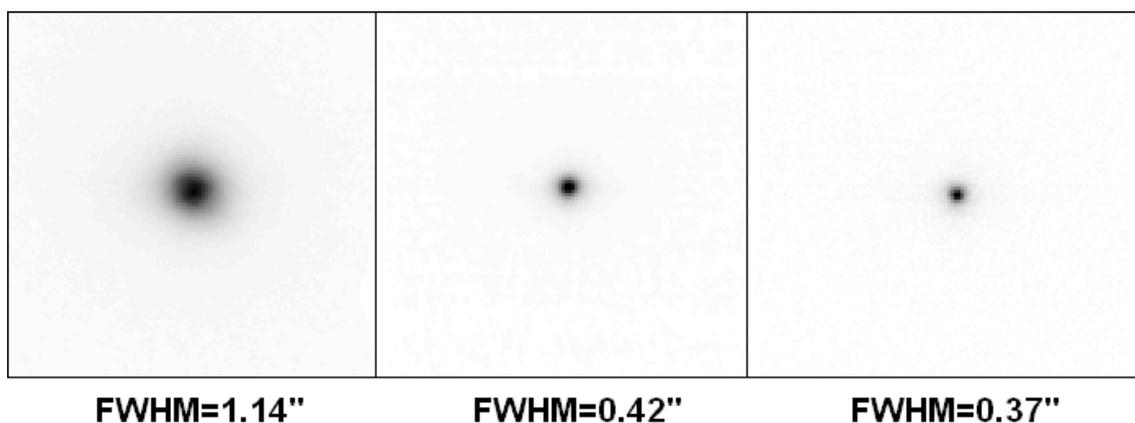


**Figura 5.38:** Imágenes obtenidas por la cámara científica durante los procesos de bucle abierto y cerrado+TT. El filtro utilizado es el filtro estrecho 1033/10. Datos obtenidos en la campaña de mayo de 2008 en el observatorio de Calar Alto. Ambas imágenes se muestran con el mismo nivel de brillo y contraste. La estrella observada fue SAO88071 de magnitud 4.66 en la banda V.



**Figura 5.39:** Corte horizontal en el pico de intensidad de las imágenes mostradas en la Figura 5.36. Cada imagen está formada por la combinación de 5 imágenes de 1 segundo de exposición cada una. El filtro utilizado es el 1033/10. Datos obtenidos en la campaña de mayo de 2008 en el observatorio de Calar Alto.

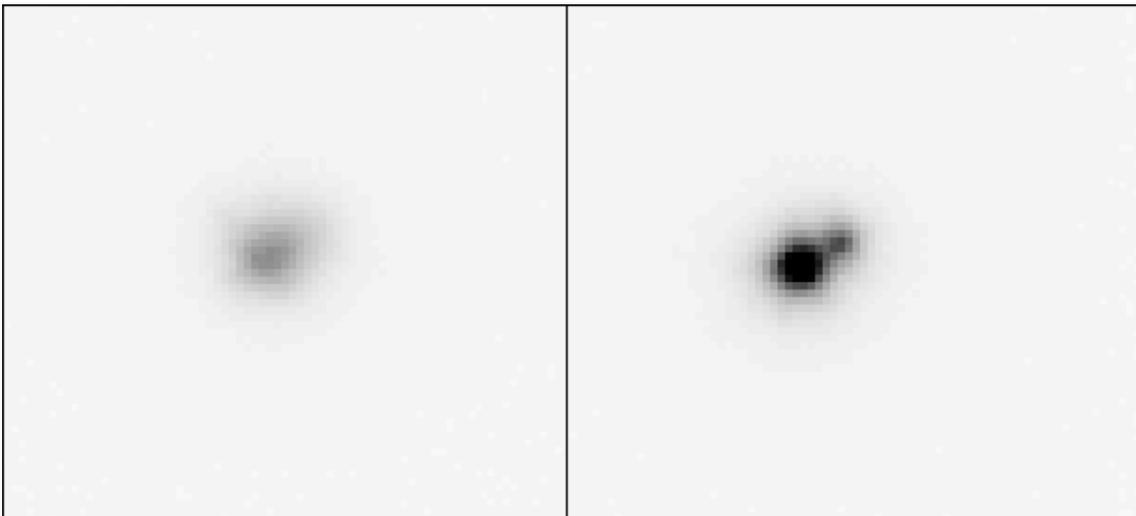
Durante la campaña de Septiembre de 2008 el sistema pudo ser probado bajo condiciones medias de seeing natural ( $\sim 1.0''$ ) consiguiendo una calidad de imagen una vez aplicada la corrección de FWHM  $\sim 0.37''$ . La Figura 5.40 muestra tres imágenes obtenidas a partir de los datos de esta campaña de observación. La imagen de la izquierda es una combinación en media de 10 imágenes de 1 segundo cada una sin realizar ningún tipo de corrección, el seeing de la imagen combinada es de  $1.14''$ . La imagen del centro es el resultado de combinar 10 imágenes corregidas de 1 segundo cada una y combinadas de la misma manera. En este caso el FWHM corregido fue de  $0.42''$ . La imagen de la derecha es la mejor imagen de la serie de 10 imágenes corregidas con un FWHM corregido de  $0.37''$ . El factor de amplificación del máximo de la señal fue de un factor 3 en el número de cuentas.



**Figura 5.40:** Imágenes obtenidas con SAOLIM de la estrella SAO47237 de magnitud 5 en la banda V. La frecuencia del bucle fue 420Hz y se corrigieron 16 modos de Karhunen-Loève. Imágenes obtenidas con la cámara científica con el filtro 1033/10. Los cortes de las tres imágenes se muestran con la misma escala de grises.

En la misma campaña se observó la estrella doble *WDS01095+4795* del catálogo Washington Double Star (<http://ad.usno.navy.mil/wds/>). Se trata de una estrella doble de magnitudes 4.59 y 5.61 en la banda V con una separación de 0.4'' siendo una candidata ideal para ser resuelta por SAOLIM.

La Figura 5.41 muestra los resultados de las pruebas de observación realizadas utilizando dicha estrella doble. El panel de la izquierda muestra la estrella doble sin aplicar ningún tipo de corrección con un seeing natural de  $\sim 1.1''$ . El panel de la derecha muestra el mismo objeto resuelto por SAOLIM al aplicar todas las correcciones (Tip-Tilt y alto orden). Puede apreciarse que las dos componentes son perfectamente resueltas. Al igual que el caso anterior se combinaron 10 imágenes de 1 segundo.



**Figura 5.41:** Imágenes obtenidas con SAOLIM de la estrella doble *WDS01095+4795* de magnitud 4.59 y 5.61 en la banda V respectivamente. La frecuencia del bucle fue 420Hz y se corrigieron 16 modos de Karhunen-Loève. La estrella doble de 0.4'' de separación queda perfectamente resuelta. Imágenes obtenidas con la cámara científica con el filtro 1033/10. Las dos imágenes tienen el mismo nivel de brillo y contraste. El FWHM natural fue de 1.1'' y 0.32'' corregido. El pico de la señal subió desde 2300 cuentas hasta 10200 cuentas.



## Capítulo 6. Conclusiones y trabajo futuro.

---

### 6.1 Conclusiones.

Se ha desarrollado un prototipo de sistema de óptica adaptativa basado en un espejo deformable de membrana como elemento corrector y una cámara EMCCD de lectura rápida como sensor de frente de onda. Las correcciones son realizadas mediante un ordenador personal. Además de estas innovaciones para la Astronomía, otra aportación que presenta este sistema respecto a otros es que se ha podido desarrollar por 35000 euros, cantidad muchos órdenes de magnitud menor de la utilizada por cualquier sistema de los que hay actualmente en funcionamiento. La clave de dicho abaratamiento radica principalmente en la disponibilidad comercial de los elementos principales de un sistema de óptica adaptativa, como son el espejo deformable y el sensor de frente de onda, a un bajo coste. A pesar de existir desde hace algunos años aún no se han aplicado a un sistema de óptica adaptativa completo. Este desarrollo abre la posibilidad de disponer de este tipo de instrumentos en observatorios cuyo presupuesto no les permitía poder acceder a este tipo de tecnología.

Cabe destacar la simplicidad tecnológica respecto a otros sistemas lo que ha supuesto la segunda causa del reducido coste de este prototipo. Tan solo un ordenador personal con una CPU de 3.4Ghz y 4Gb de RAM es suficiente para controlar todos los dispositivos, realizar sensado del frente de onda y actuar sobre el espejo deformable en consecuencia. El mismo ordenador también controla la cámara científica. Esto posibilita que el ordenador de control esté ubicado en el mismo habitáculo que el resto del instrumento, que resulta por tanto compacto y fácil de instalar ya que con tan solo un punto de luz, un cable LAN y/o conexión inalámbrica para instalarlo en red se puede controlar desde cualquier terminal. Dicha simplicidad reduce considerablemente el número de problemas técnicos ocasionados por fallos de comunicación asociados al envejecimiento y/o sobre-uso de conectores y cables.

Se ha implementado un sistema independiente de corrección de Tip-Tilt. Dicho dispositivo también presenta diferencias respecto a los sistemas equivalentes ubicados en otros instrumentos de óptica adaptativa. En lugar de ser accionado por actuadores piezoeléctricos, como es habitual, este sistema dispone de cuatro bobinas electromagnéticas que mueven el espejo de Tip-Tilt a una frecuencia de hasta 50Hz. Comprobaciones en el telescopio han demostrado que el sistema puede mejorar la FWHM de una estrella medida en la cámara científica de un valor de 1.9'' a 1.42'', demostrando su eficacia.

Ha sido posible desarrollar un algoritmo de sensado y reconstrucción basado en polinomios de Zernike o Karhunen-Loeve que funciona de manera estable con 15 modos. Dichos algoritmos están basados en la descomposición de valores singulares de la matriz de funciones de influencia, lo que permite excluir de la reconstrucción del frente de onda aquellos modos que presenten algún tipo de problema.

Comprobaciones experimentales posteriores han permitido demostrar el buen funcionamiento del sistema, aún en condiciones atmosféricas muy mediocres. Así, se ha

conseguido mejorar la FWHM de 2.5'' a 1.25'' en la cámara científica, funcionando al límite de las capacidades del espejo deformable. En condiciones medias de seeing, el sistema es capaz de mejorar la FWHM de un valor de 1.14'' a 0.42''.

Este prototipo ha sido desarrollado en su totalidad en el presente trabajo, incluyendo tareas que han comprendido desde el diseño conceptual hasta la construcción final. Además esto ha implicado el desarrollo e implementación de los programas de control y finalmente caracterización y comprobación experimental. Un esquema detallado de la línea de trabajo seguida puede encontrarse en el Apéndice IV.

## **6.2 Trabajo futuro.**

### **6.2.1 Trabajo pendiente.**

Como se ha comentado el sistema se ha podido instalar en cuatro ocasiones en campañas técnicas en el telescopio de 2.2m del observatorio de Calar Alto en Almería. Se pudieron probar los algoritmos de reconstrucción bajo condiciones de mal seeing, las cuales limitan el grado de corrección en condiciones extremas. Así mismo, en la última campaña técnica se ha visto el comportamiento del sistema bajo condiciones de seeing medio ( $\sim 1''$ ). Queda pendiente pues la caracterización del instrumento en condiciones de buen seeing (mejor que 0.8'') aunque se ha podido caracterizar en el laboratorio con el simulador de turbulencia, mejorando la FWHM de la imagen simulada un factor 3 desde 0.61'' a 0.2''. Dicha caracterización debería incluir una dependencia de la calidad de la corrección con la magnitud de la estrella, ganancia del bucle AO y condiciones de seeing.

Una vez caracterizado el instrumento iniciaríamos el proyecto para el cual fue diseñado y construido SAOLIM que es el estudio de cuerpos binarios en el sistema solar.

### **6.2.2 Posible mejoras del prototipo e implicaciones futuras.**

Durante el desarrollo e implementación de SAOLIM se han identificado posibles mejoras.

1. La primera mejora que podría introducirse en el instrumento es la implementación de una segunda matriz de lentes menos densa que la actual para poder observar estrellas aún más débiles. Al haber menor número de microlentes entre las cuales repartir la luz, la densidad de fotones por microlente es mayor, haciendo más precisa la determinación del centroide para el caso de estrellas de referencia con poca luminosidad, aunque ello conlleva una peor reconstrucción del frente de onda y consecuentemente la calidad de corrección también sería peor.
2. El número de actuadores que debería tener el espejo deformable para poder corregir desde la banda K hasta J es 50 (Capítulo 4). Sin embargo, el espejo que se está utilizando tiene solo 39. Un espejo mayor, como el modelo de membrana del mismo fabricante (OKO Technologies) de 40mm y 79 actuadores sería mejor para el 2.2m de Calar Alto. El uso de este espejo no se separa de la filosofía de bajo

coste ya que su precio actual ronda el doble del coste del espejo de 39 actuadores (~20000€) y el sistema de control es idéntico al utilizado en este trabajo.

3. Un algoritmo de determinación de centroide más optimizado para el caso en que la relación señal-ruido por subapertura es menor que 70. Tal y como se vio en la sección 5.3.2 de esta manera se podría ganar al menos una magnitud en la estrella utilizada como referencia. Así mismo durante las pruebas realizadas para la caracterización de la sensibilidad del frente de onda, se utilizaron tamaños de la apertura fijas. Es posible optimizar el valor de la señal-ruido medio por subapertura obtenido por el sensor si las medidas son obtenidas con un tamaño de sub-apertura que sea dependiente no solo del seeing sino también del brillo de la estrella.
4. Es indudable los beneficios que un instrumento de estas características puede aportar a otras técnicas en uso como es la técnica de imágenes de suerte (*Lucky imaging*) o en la espectroscopia integral.

a. Las principales limitaciones que presenta la técnica de Lucky imaging son:

- El elevado número de imágenes que hay que descartar (solo se utilizan las que superan una cierta calidad de imagen). Incluso con 1 segundo de arco solo son útiles el 5% del total de las imágenes (Fried 1978, Hormuth et al. 2008).
- Sólo puede ser aplicada si la turbulencia atmosférica es muy buena de lo contrario el número de imágenes que hay que descartar es demasiado alto. Con 2'' de arco la técnica no se puede aplicar. Esto limita pues las noches en que se puede observar con *imágenes de suerte*.

Sin embargo, si se antepone un sistema de óptica adaptativa al sistema de *Lucky imaging* se va a compensar aunque sea parcialmente, la turbulencia atmosférica. Un instrumento como SAOLIM podría ampliar el rango de condiciones de observación para esta técnica. Por otro lado, en condiciones normales de seeing, la cantidad de imágenes desperdiciadas no sería tan alta. Otro beneficio adicional como consecuencia de poder disponer de un mayor número de imágenes es aumentar el límite de detectabilidad en la técnica de imágenes de buena suerte. Esta técnica pretendía probarse de manera pionera con SAOLIMN pero ya ha sido probada con éxito en Monte Palomar. Los resultados son tan satisfactorios como anticipábamos (Law et al. 2007).

Para implementar esta técnica sería necesario poner como cámara científica un modelo adecuado. El modelo de cámara propuesto para ser utilizada como cámara científica con capacidades *Lucky imaging* para SAOLIM es la cámara EMCCD de la compañía Andor Technologies modelo back-illuminated IXON + DU-897E<sup>1</sup>. Esta cámara comprende 512x512 píxeles, una eficiencia cuántica de >90% en el visible, y una velocidad de lectura de 34 fps. El ruido de lectura es despreciable. Con estas características resulta ideal para su uso astronómico.

---

<sup>1</sup> <http://www.andor.com/products/cameras/?app=251>

- b. La espectroscopia de campo integral o espectroscopia 3D es la técnica que permite obtener espectros, de forma discreta o continua, de una región continua del cielo, por lo que, de forma general, se obtiene imagen y espectroscopia de forma simultánea de los objetos astronómicos.

Existen diferentes técnicas para separar la luz proveniente de distintas regiones del cielo y enviarla, de forma discreta, al espectrógrafo, siendo tres las más comunes: matrices de lentes conjugadas con micro-pupilas (instrumentos tipo SAURON, Bacon et. al. 2001), haces de fibras (INTEGRAL, PPAK Kelz et. al. 2004), o matrices de lentes acopladas a fibras (VIMOS Manzini et. al. 2000, PMAS Roth et. al. 2005). En todas ellas la luz proveniente de una región en el cielo es muestreada de forma discreta y conducida, mediante diferentes técnicas, a un espectrógrafo, donde es dispersada, transformando un problema tri-dimensional en uno bidimensional.

Uno de los aspectos recientemente explorados de esta técnica es el acoplar este tipo de espectrógrafos con instrumentos de óptica adaptativa, con el fin de realizar estudios de espectroscopia espacialmente resuelta de objetos de muy pequeño tamaño espacial. En la actualidad hay varios instrumentos dedicados por completo a la aplicación de dicha técnica, tales como OASIS (Okumura et. al. 2000) o OSIRIS (Quirrenbach et. al. 2007). Al contrario de las técnicas de espectroscopia de rendija, en las cuales el centrado es fundamental para la adquisición adecuada de la fuente astronómica, el uso de un campo integral permite un mayor grado de libertad, por lo cual su uso conjunto con sistemas de óptica adaptativa puede ser muy interesante.

Así mismo, el uso de estas dos técnicas en conjunto abre grandes posibilidades en muchos campos de la astrofísica, ya sea para el estudio de discos de ionización en torno a estrellas brillantes, galaxias anfitrionas de cuásares, regiones centrales de galaxias o incluso objetos a altas distancias cosmológicas, como nubes ionizadas de gas a  $z > 4$ . En todos estos casos la aplicación conjugada de la óptica adaptativa y de la espectroscopia de campo integral podría ser fundamental.

- c. Óptica adaptativa multiconjugada. La óptica adaptativa multiconjugada tiene como objetivo poder obtener correcciones en campos de visión considerables y no de apenas unos pocos segundos de arco. Para ello, es necesario el uso de 2 o 3 espejos conjugados con las capas atmosféricas de mayor turbulencia (Ragazzoni et. al. 2000). Los espejos de membrana pueden suponer una fórmula relativamente económica para poder abordar este reto.
- d. Óptica adaptativa extrema. Debido al tamaño actual de los espejos deformables de membrana (50-60mm de diámetro y 79 actuadores), no tiene sentido su aplicación en telescopios de mayor tamaño que los presentados en este trabajo (Tokovinin et. al. 2004). Sin embargo, la reciente aparición de espejos de membrana con una densidad de hasta 4096 actuadores, permite la aplicación de este tipo de tecnología a la óptica adaptativa extrema (Cornelissen et. al. 2006). Este dispositivo puede ser utilizado

como segundo elemento corrector de los modos residuales procedentes de un primer espejo deformable consiguiendo contrastes de hasta  $10^8$ , requerido para la detección de planetas extrasolares.

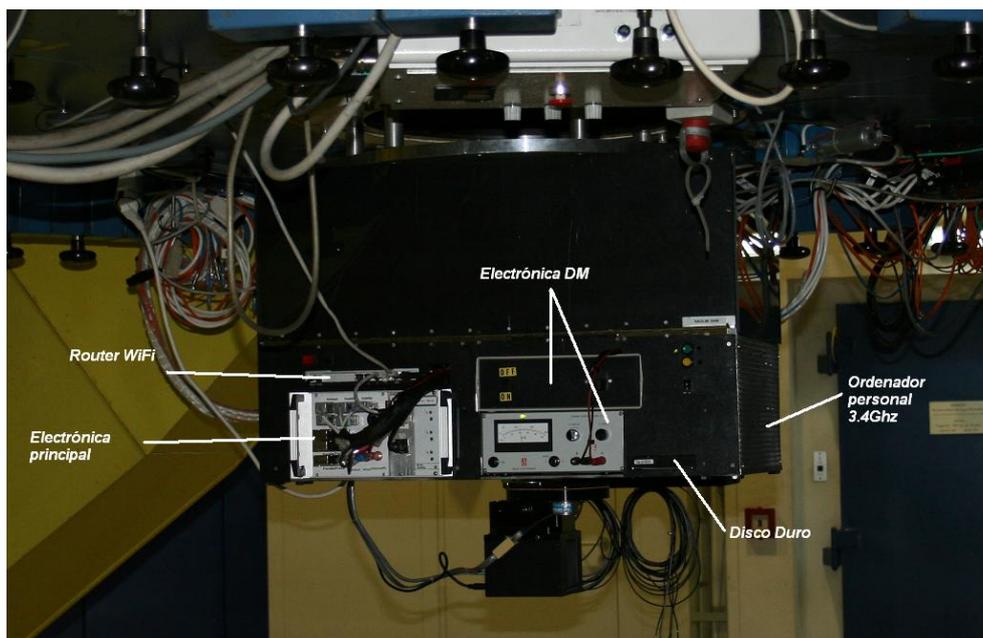


## Anexo I. Electrónica de control de SAOLIM.

---

### 1. Módulo de electrónica de SAOLIM.

En este anexo presentamos la electrónica de SAOLIM, cuyo diseño y realización física fue parte del presente trabajo. La Figura 1 muestra los elementos principales la misma.



*Figura 1:* Esquema de la electrónica asociada a SAOLIM.

Como se observa en dicha figura la electrónica de SAOLIM está compuesta por varios módulos, los cuales están ubicados en el nivel inferior del instrumento, tal y como se expuso en la sección 4.1 y los cuales están constituidos por; un ordenador personal, la electrónica del espejo deformable, la electrónica principal y un router inalámbrico que comunica el instrumento con el exterior.

### 2. La electrónica principal.

Está formada por las siguientes tarjetas:

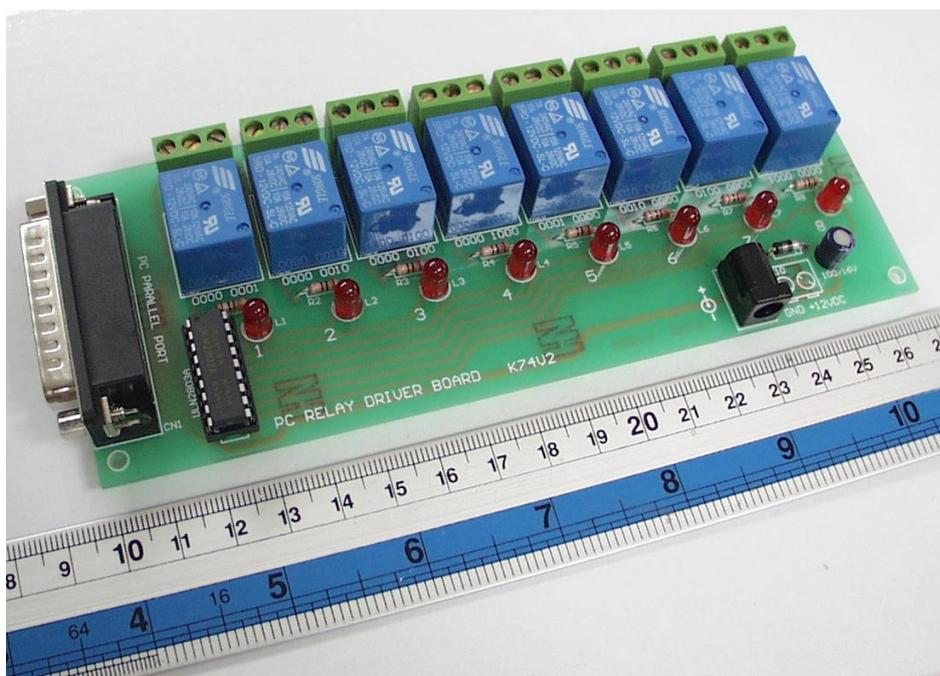
1. Dos tarjetas puerto paralelo de relés. Estas tarjetas son modelos comerciales proporcionados por la empresa *QUASAR Electronics*<sup>1</sup> (Figura 2). Se trata de tarjetas que como su nombre indica, están controladas por el puerto paralelo y que permiten accionar de manera independiente 8 relés de hasta 5 amperios cada

---

<sup>1</sup> <http://www.quasarelectronics.com>

uno. El conjunto de 16 relés se utilizan para diversas funciones que se resumen a continuación:

- Sistema de enfocado de la CCD FLI1024S. Relé 1. Tarjeta 1.
- Mover la posición de la matriz de lentes. Relés 2 y 3. Tarjeta 1.
- Encender/apagar el láser de referencia. Relé 4. Tarjeta 1.
- Posición del colimador. Relé 5. Tarjeta 1.
- Abrir/cerrar el obturador del espejo deformable: El espejo deformable tiene un obturador mecánico para evitar que la membrana se ensucie cuando no esté en uso, tal y como se especificó en la sección 1.3.2. Relés 6 y 7. Tarjeta 1.
- Encendido/apagado de motores paso a paso. Relé 8. Tarjeta 1.
- Foco del sensor de frente de onda. Relés 7 y 8. Tarjeta 2.
- Control motor eje-x del elemento E11 de la Figura 4.2. Pines 1 y 4. Puerto paralelo 2.
- Control motor eje-y del elemento E11 de la Figura 4.2. Pines 2 y 8. Puerto paralelo 2.
- Control motor rueda de filtros del sensor de frente de onda. Pines 16 y 32. Tarjeta 2.

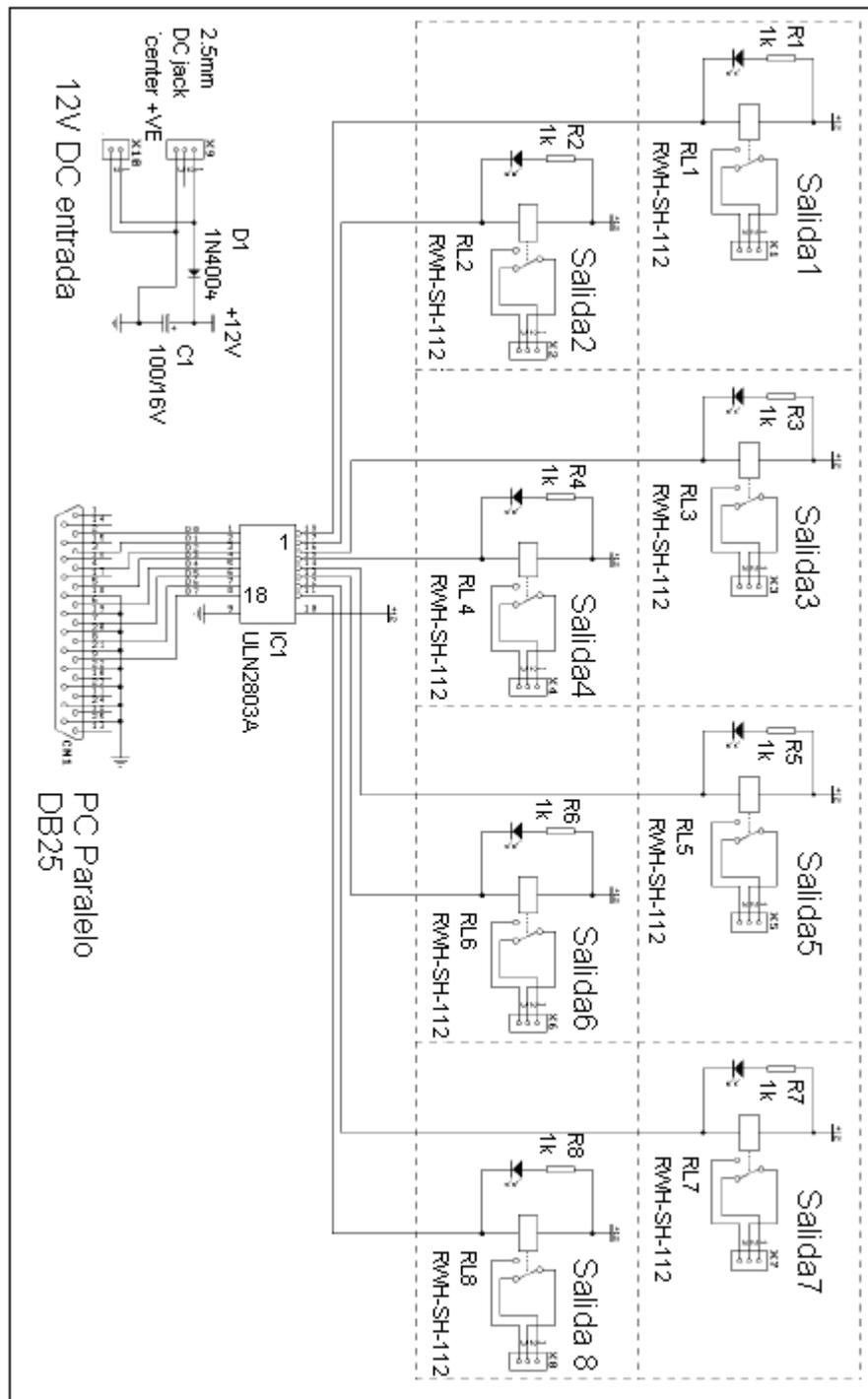


**Figura 2:** Aspecto de las tarjetas de relés controladas por puerto paralelo. Hay dos tarjetas similares a la de la figura instaladas en el sistema.

El esquema de esta electrónica puede verse en la Figura 3. La tarjeta se conecta directamente al puerto paralelo del ordenador personal. Cada relé puede ser activado o desactivado mediante un *byte*, palabra de 8 bits (un bit por relé), como el que se envía a través del puerto de impresora para imprimir un carácter. Los relés son del tipo *RWH-SH-112D* de *Goodsky*<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> <http://www.goodsky.co.uk>

Todos los relés de esta tarjeta son activados momentáneamente durante el proceso de inicialización del ordenador personal, por lo que la electrónica de

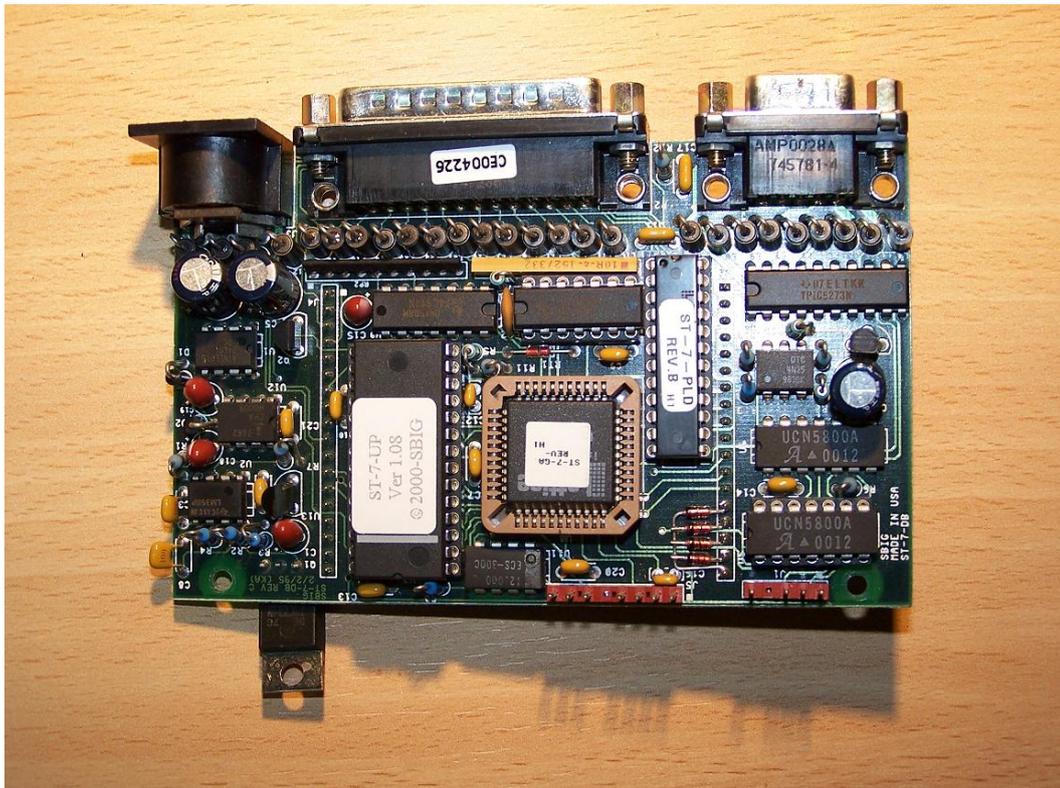


**Figura 4:** Esquema electrónico de las tarjetas de relés controladas por puerto paralelo.

SAOLIM debe encenderse después de que el ordenador haya concluido todos los procesos de inicialización.

El circuito integrado *ULN2803A* es una matriz de transistores tipo *Darlington* que consiste en 8 canales de alta tensión y corriente continua estando especialmente indicado como controlador de relés. Además este tipo de circuito integrado es compatible con señales lógicas tipo *TTL* (acrónimo del inglés, *Transistor-Transistor Logic*) y *CMOS* (del inglés, *Complementary Metal-Oxide Semiconductor*) por lo que son transparentes a las señales provenientes del puerto paralelo del ordenador personal. Los pines de entrada del circuito integrado se conectan directamente a los pines del puerto paralelo de modo que cuando un pin del puerto se encuentra en un estado con un valor lógico alto (5V), el circuito integrado activará el canal asociado al mismo accionando el relé correspondiente.

2. Una tarjeta de control de puerto paralelo para el espejo de Tip-Tilt según se describe en la sección 4.4.1, donde se indica que tanto la tarjeta de control como el protocolo de comunicaciones se obtuvo por la compañía SBIG. Una fuente de alimentación externa modelo *WM220* de *Elpac power supply company*<sup>3</sup> alimenta tanto el espejo como la tarjeta (ver Figura 4).



**Figura 4:** Tarjeta de control por puerto paralelo para el espejo Tip-Tilt.

<sup>3</sup> <http://www.elpac.com>

3. Una tarjeta de entrada/salida controlada por puerto serie módulo 3X8PS de *Micropik*<sup>4</sup> (Figura 5). La comunicación está basada en el estándar RS232 (9600,n,8,1). El ordenador envía un comando y el modulo responde de manera inmediata. Dispone de 8 salidas de relé, 8 entradas analógicas que no se usan en este proyecto y 8 entradas digitales. Todas las entradas/salidas están gobernadas por el microcontrolador *PIC16F877*, el cual a través del conjunto de comandos que se resumen en la Tabla 1, controla el dispositivo.

**Tabla 1: Comandos aceptados por el módulo 3X8PS.**

Trama de envío	Trama de respuesta	Descripción
0x06	0x06	<b>Inicialización:</b> Comprueba la comunicación entre el computador y el módulo.
0x01	0xDD	<b>Lectura de las entradas digitales:</b> Lee las 8 entradas digitales en un único byte.
0x02 0xCC (CC=Canal)	0xAA 0xBB (AA = parte Alta, BB = Parte Baja)	<b>Lectura de una entrada analógica:</b> Lee el valor de una entrada analógica. El resultado es un dato de 10 bits dividido en 2 bytes (byte alto y bajo). Primero se recibirá la parte alta y luego la parte baja.
0x03 0xDD (DD=Dato)	0xDD (DD = Estado después de la escritura)	<b>Escritura de las salidas digitales:</b> Escribe el valor deseado de las 8 salidas digitales en un byte. El módulo responderá con el valor de dichas salidas, después de haber efectuado la escritura. Esto se utiliza para comprobar que la escritura se ha realizado con éxito.

La tarjeta contiene un pequeño transformador de 220V/12V/5V por lo que puede ser utilizada para alimentar otras tarjetas y/o motores del sistema.

Las entradas digitales se activan al detectar un cortocircuito y están configuradas de la siguiente manera:

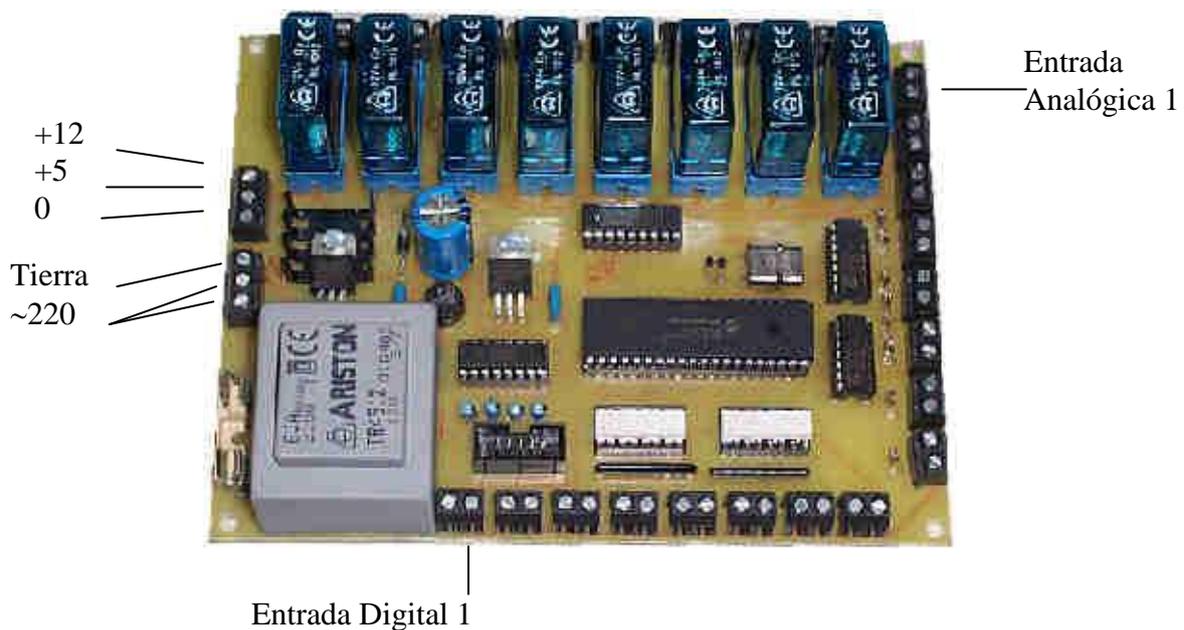
- Indicadores de posición de la matriz de lentes.
- Indicadores de posición de la fibra de referencia.
- Indicadores de posición de la lente que enfoca sobre la IXON.
- Indicador de posición de cero de la rueda de filtros de densidad neutra del sensor de frente de onda.

Los 8 relés de salida admiten una intensidad máxima de 8 amperios y 12 voltios y se distribuyen de la siguiente manera:

- Foco negativo de la CCD FLI1024S. Relé 1.
- Encendido/apagado del motor de la rueda de filtros. Relé 2.
- Posición del colimador. Relé 3.
- Encendido/apagado del obturador del sensor de frente de onda. Relés 4 y 5.

<sup>4</sup> <http://www.micropik.com>

- Encendido/apagado del motor Tip y Tilt. Relé 6.
- Posicionamiento dentro/fuera de la fibra de referencia. Relés 7 y 8.



**Figura 5:** Aspecto de la tarjeta de relés y entradas digitales/analógicas controladas por puerto serie descritas en este texto.

4. Una fuente de alimentación de 6 amperios 12V que alimenta toda la electrónica.
5. Tres tarjetas de control de motores paso a paso modelo 3158 de *Quasar Electronics* (Figuras 6 y 7). Esta tarjeta comercial controla motores paso a paso bipolares utilizando una señal externa de 5V para controlar la frecuencia de los pasos y otra señal similar para controlar la dirección. Las tres tarjetas controlan:
  - El motor de la rueda de filtros de densidad neutra del sensor de frente de onda. (Elemento E12 de la Figura 4.2.).
  - Motor de inclinación eje x del elemento E11 de la Figura 4.2.
  - Motor de inclinación eje y del elemento E11 de la Figura 4.2.
6. Una tarjeta reguladora de tensión para la fibra blanca de 0-10V. La fibra de referencia (Elemento E3 de la Figura 4.2) se alimenta por una bombilla de 8 Voltios y 1 Amperio. Es conveniente que la intensidad de dicha bombilla sea regulable para poder simular estrellas de referencias con diferente brillo. La regulación de la luminosidad de la bombilla se realiza por el usuario mediante un potenciómetro externo. Ver Figura 8.

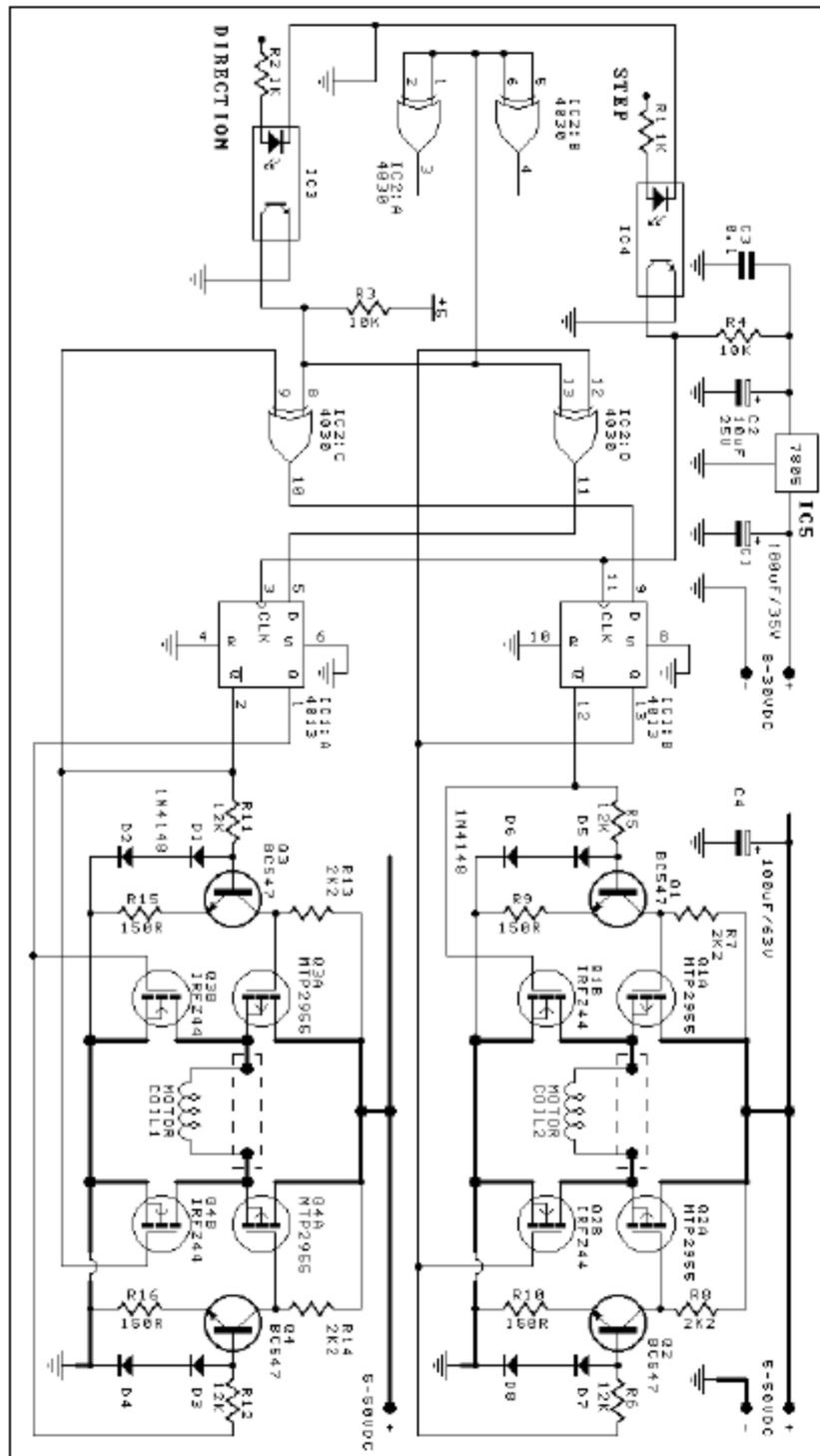
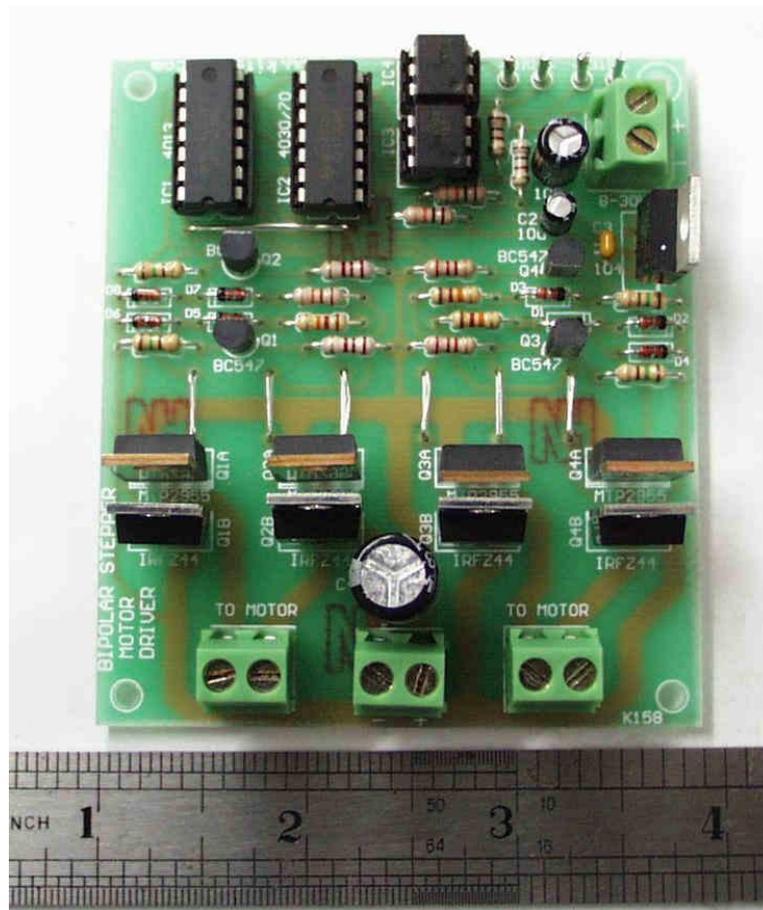
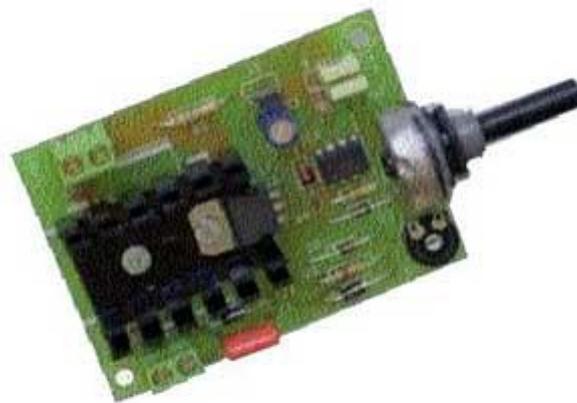


Figura 6: Esquema electrónico de las tarjetas controladoras de motores paso a paso bipolares como la mostrada en la Figura 7.



**Figura 7:** Aspecto de una tarjeta de control de motores paso a paso bipolar como la utilizada en este trabajo. Hay un total de tres instaladas en el sistema.



**Figura 8:** Aspecto físico de la tarjeta reguladora de tensión que ajusta la intensidad de la bombilla de la fibra de referencia. Elemento E3 de la Figura 4.2.

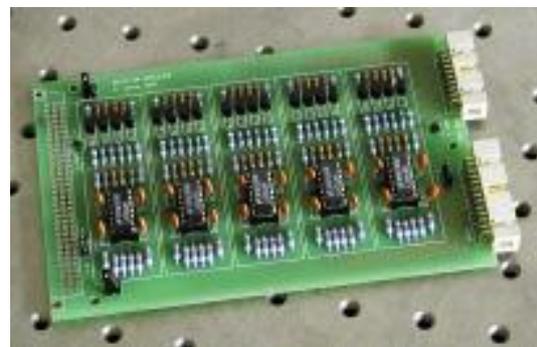
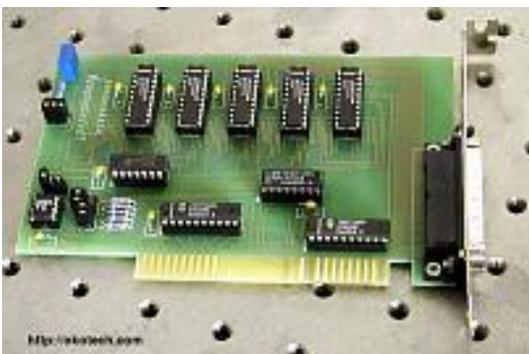
### 3. Ordenador de control.

El ordenador de control es un PC Pentium IV 3.4Ghz con 2Gb de RAM con Windows XP como sistema operativo. Dispone de 6 extensiones PCI cuyas funciones son las siguientes:

1. Dos tarjetas de control del espejo deformable.
2. Una tarjeta serie para la lectura de la CCD del sensor de frente de onda. Esta tarjeta permite lecturas de hasta 11Mhz lo que proporciona el rango de velocidad de lectura característico de este tipo de sensores. Dicha tarjeta fue proporcionada por Andor Technologies.
3. Tres puertos extensores de puerto paralelo que junto a los dos propios del ordenador hacen un total de cinco puertos paralelo. Las funciones de los mismos son las siguientes:
  - Dos puertos paralelos se utilizan para controlar dos tarjetas de relés. LPT1 y LPT4 (pines 7,8).
  - Un puerto paralelo envía señales a la tarjeta de control del espejo de Tip-Tilt. LPT2.
  - Un puerto paralelo controla la CCD FLI1024S y otro su rueda de filtros. LPT3 y LPT5.
  - Un puerto paralelo proporciona las señales TTL de 5V de control de los motores paso a paso ubicados en el instrumento. Pines 1-6 del LPT4.

### 4. Electrónica del espejo deformable.

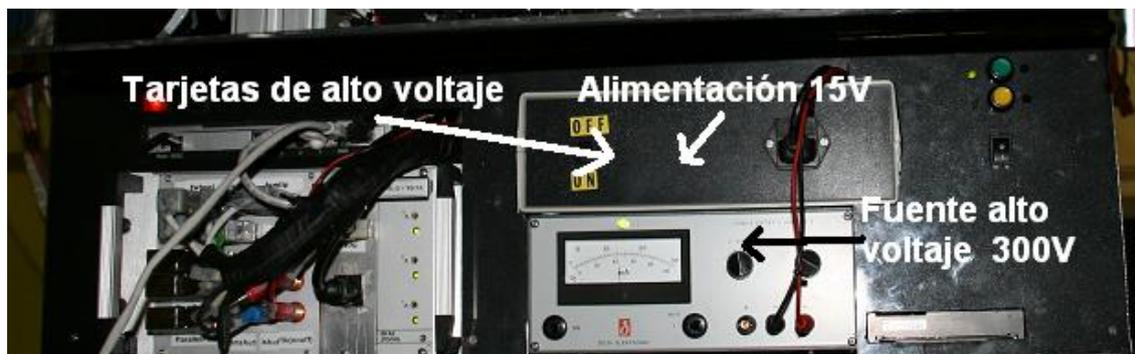
Se necesitaron un total de cuatro tarjetas (dos digitales y dos de alta tensión) para poder controlar el espejo deformable (Figura 8).



**Figura 8:** (Izquierda) Aspecto físico de la tarjeta digital alojada en el PC. (Derecha) Aspecto físico de la tarjeta de alto voltaje. Se requieren dos de cada tipo para el control del espejo.

Las tarjetas digitales están alojadas en extensiones PCI de la placa madre del ordenador personal. Estas tarjetas generan la señal de control (0-5V) necesaria para accionar un

determinado actuador a partir de direcciones de memoria controladas por el programa principal. Cada tarjeta controla 20 actuadores, motivo por el cual se necesitan dos. Las señales digitales generadas han de ser amplificadas para situarse en el rango de funcionamiento de los actuadores del espejo (0-250V) a una frecuencia de 1.0KHz, por lo que son necesarias dos tarjetas de alto voltaje y una fuente de alimentación de alto voltaje externa (300V y 20mA por tarjeta). Dichas tarjetas se alimentan con 15V de corriente continua. Las dos tarjetas de alto voltaje junto con la fuente de alimentación de corriente continua y de alta tensión (ambas externas) se muestran en la Figura 9.



**Figura 9:** Detalle de la ubicación de las tarjetas de alto voltaje junto con la fuente de alimentación externa de 15V y de 300V.

La forma y distribución de los actuadores del espejo deformable se muestra en la Figura 10. Así mismo la correspondencia de los actuadores asociados a cada tarjeta están descritos en la Tabla 2.

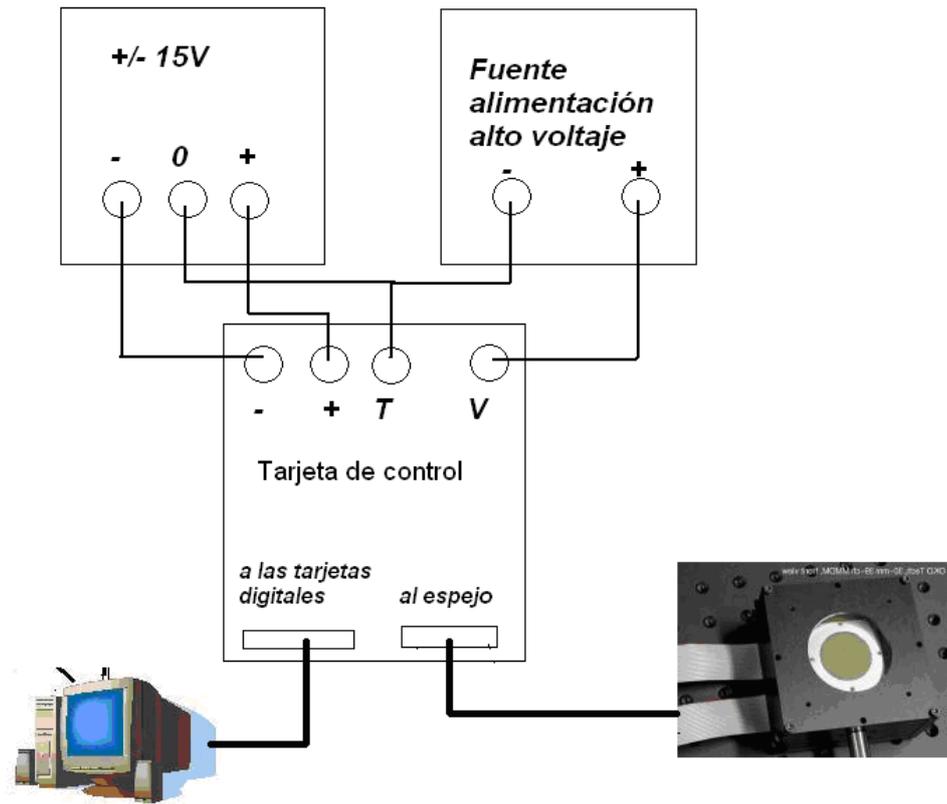


**Figura 10:** Distribución de actuadores en el espejo deformable.

**Tabla 2:** Correspondencia entre los actuadores y la tarjeta digital.

Tarjeta	Actuadores que controla
1	2, 3, 4, 9, 10, 11, 17, 18, 19, 20, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33
2	1, 5, 6, 7, 8, 12, 13, 14, 15, 16, 21, 22, 23, 24, 34, 35, 36, 37, 38, 39

Finalmente, en la Figura 11 resume en un esquema cómo todas las tarjetas se comunican con los controles del espejo deformable, tal y como se ha indicado en el texto.



**Figura 11:** Esquema de la electrónica asociada al espejo deformable. Se muestra como están interconexionadas las tarjetas de control con la fuente de alimentación de alto voltaje y continua así como el espejo deformable y las tarjetas digitales alojadas en el PC.



## Anexo II.

---

### 1. Descripción del software.

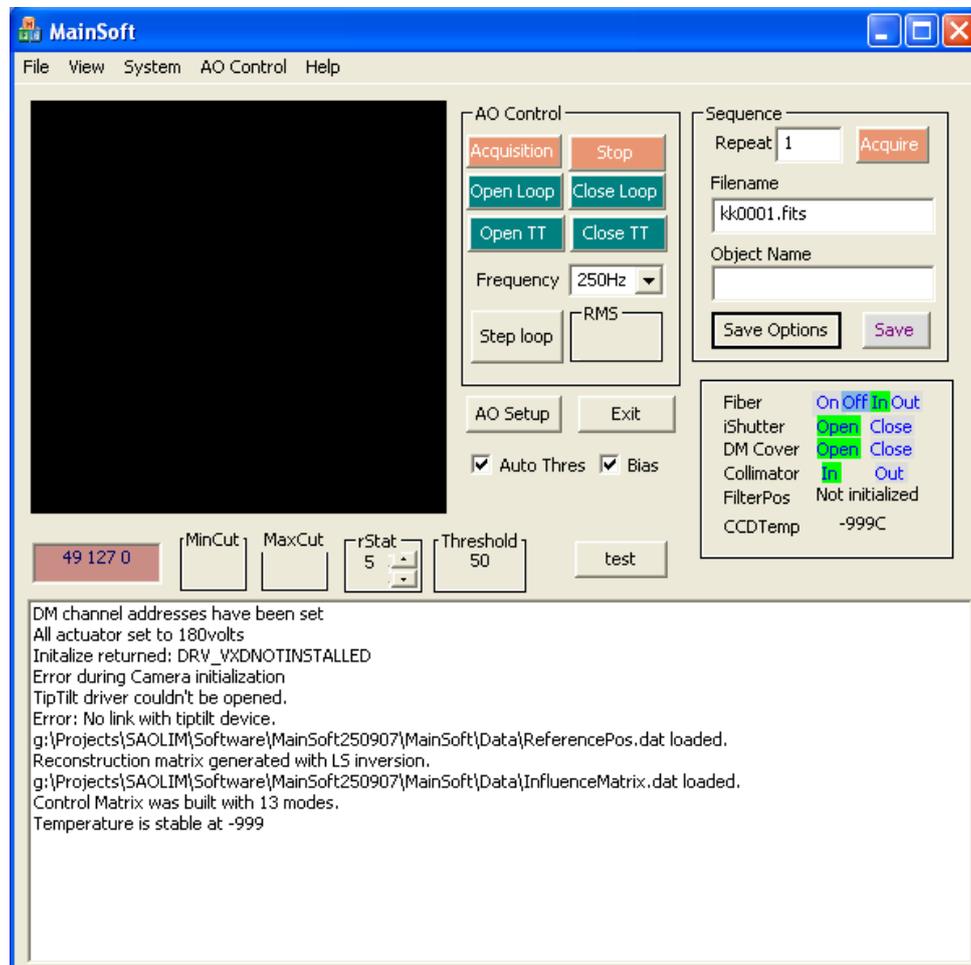
Para conseguir llevar a cabo el presente proyecto de tesis ha sido necesario desarrollar un software específico para el instrumento que realice todas las opciones que a continuación se detallan:

- Adquisición de imágenes por parte de la cámara del sensor de frente de onda. La compañía que suministra la EMCCD IXON, Andor Technologies, ofrece librerías de desarrollo SDK's (del inglés *Software Development Kit*) en C/C++ para poder desarrollar software específico.
- Control de parámetros de la cámara del sensor de frente de onda.
- Control del refrigerador de la cámara del sensor de frente de onda.
- Algoritmos de cálculo del centroide.
- Algoritmo de medidas de funciones de influencia.
- Control del espejo deformable.
- Algoritmo de sensado del frente de onda.
- Algoritmo de reconstrucción del frente de onda.
- Algoritmo de control del espejo de Tip-Tilt.
- Algoritmo para calibrar el sistema a partir de las funciones de influencia.
- Algoritmo para medir la linealidad de los modos generados por el espejo deformable.
- Algoritmo para medir el RMS residual de un modo.
- Algoritmo para medir las aberraciones estáticas del telescopio.
- Algoritmo para generar cualquier superficie.
- Control de puerto paralelo para manejo de dispositivos.
- Control de puerto serie para manejo de dispositivos.
- Control de puerto USB para manejo de dispositivos.
- Opciones lectura/escritura de ficheros FITS.
- Opciones lectura/escritura de ficheros ASCII.

Para conseguir desarrollar todas estas opciones han sido necesarias escribir **20294 líneas de código**. El hecho de que únicamente existían librerías de programación de la EMCCD IXON en el entorno Windows fue determinante para realizar todo el desarrollo en dicho entorno. La versión para Linux de estas librerías no aparecería hasta pasados dos años desde el comienzo del presente trabajo. En cualquier caso, la versión Windows desarrollada cumple con todas las expectativas de potencia y velocidad necesarias para un sistema de óptica adaptativa y por otro lado, hoy en día existen gran variedad de aplicaciones que permiten intercomunicar entornos Windows y Linux de manera transparente. Por tanto el sistema operativo elegido no supuso ninguna limitación.

El lenguaje de programación utilizado fue la distribución C/C++ de Microsoft Studio 2005. La principal ventaja que presenta este compilador frente a otros es que posee un

depurador de programas muy potente y fácil de utilizar, siendo este punto fundamental para corregir errores en la programación en un código fuente tan extenso. Así mismo, otra ventaja fue la programación visual, muy útil para crear entornos gráficos sencillos de utilizar por el usuario.



*Figura 1:* Ventana principal del software.

La Figura 1 muestra la ventana principal del software de SAOLIM. Un visualizador de imágenes muestra lo que detecta el sensor de frente de onda. En la base de dicho visualizador, se muestra la posición del cursor en coordenadas de la imagen (x,y) y el valor del píxel en que se encuentra situado el cursor. Mediante un doble clic del ratón, el sistema hace una estadística en parte de la imagen cuyo tamaño viene definido en la entrada *rStat*.

Se pueden cambiar los valores de corte para visualizar la imagen modificando los parámetros *MinCut* y *MaxCut*, mediante las entradas correspondientes.

El cuadro *Threshold* indica el valor de corte en el algoritmo de cálculo de centroide. Un valor demasiado bajo o demasiado alto de este parámetro puede inducir a ciertos errores en su determinación. Para evitar esto, la opción *AutoThres* calcula automáticamente el valor de corte al hacer una estadística del fondo y asociando el valor de la moda de la imagen como dicho valor de corte.

El botón *Acquisition* inicia un proceso continuado de adquisición de imágenes del sensor de frente de onda, pero sin realizar ninguna medida. Se utiliza para visualizar la imagen del sensor de frente de onda.

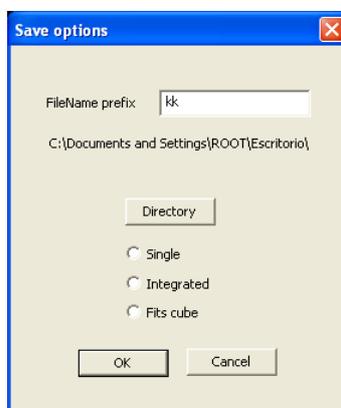
El botón *Open Loop* hace lo mismo que el anterior, pero además realiza una reconstrucción del frente de onda, midiendo en cada imagen los coeficientes de los polinomios que afectan en ese momento al frente de onda. Previamente es necesario determinar las funciones de influencia, para su correcto funcionamiento.

*CloseLoop* hace lo mismo que *OpenLoop* pero una vez determinados los coeficientes, calcula el conjunto de voltajes (según la expresión 2.92) y actúa sobre el espejo deformable para compensar el frente de onda. *OpenLoop* y *CloseLoop* muestran el *RMS* resultante de los coeficientes (calculado según expresión 2.91) en el cuadro de igual título.

*Open TT* y *Close TT* detienen o ponen en marcha el algoritmo de control del espejo de Tip-Tilt. Dicho algoritmo se basa en medir el valor medio de las variaciones de todos los centroides formado por las aperturas de la matriz de lentes, respecto a las posiciones de los centroides de la fibra de referencia, tal y como se explicó en la sección 5.3.4.1. Por este motivo, es necesario conocer la relación entre el número de pasos lógicos aplicables en el espejo de Tip-Tilt y su equivalencia con el número de píxeles que se desplaza la imagen de referencia en el sensor de frente de onda. Conocida dicha relación, si el algoritmo de Tip-Tilt está activo sobre una estrella, éste calcula el valor lógico necesario para conseguir que las variaciones entre la posición de la estrella observada y de la fibra de referencia sean mínimas.

Mediante el menú desplegable *Frecuency* se puede modificar la velocidad de adquisición del sensor de frente de onda desde 50Hz hasta 410Hz. Puesto que un cambio en la frecuencia repercute en un cambio en el tiempo de exposición, a mayor frecuencia de adquisición menor tiempo de integración.

Un cuadro de texto contiene indicadores del estado de algunos dispositivos del instrumento, como la posición del a fibra de referencia, estado del obturador del espejo deformable, obturador del sensor de frente de onda, la temperatura del mismo o posición de la rueda de filtros.



**Figura 2:** Ventana *Save options*.

El sistema puede adquirir imágenes en modo ráfaga, el cual consiste en exponer una serie de imágenes y grabarlas en memoria. El volcado de dichas imágenes al disco se realiza al finalizar el proceso. Este modo de adquisición es útil si se pretende grabar en disco una secuencia de imágenes de manera muy rápida, evitando el retardo ocasionado por el disco duro al grabar imágenes una a una. Desde el cuadro *Sequence* se selecciona el número de imágenes a tomar en modo de ráfaga, así como el nombre del último fichero que fue grabado en disco. También se pueden modificar las opciones de salvado tal y como se muestra en la Figura 2. Desde esta ventana se puede cambiar el directorio de trabajo, o decidir si la secuencia de imágenes tomadas en modo de ráfaga se graban en disco como individuales (*single*), como una sola imagen integrada (*integrated*) o como un cubo de ficheros FITS<sup>1</sup> (*fits cube*).

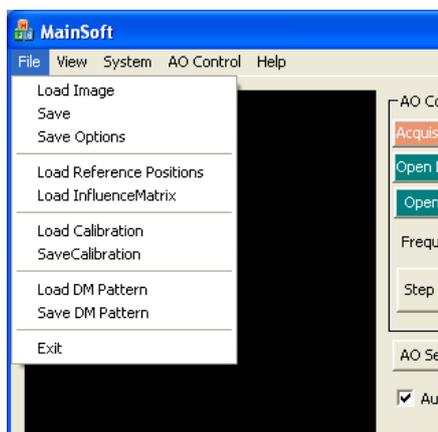
Finalmente, una consola muestra los mensajes más relevantes generados por el instrumento al ejecutar un proceso.

## 2. Descripción de los menús del software de control.

Debido a la gran variedad de diferentes menús contenidos en el programa de control se va a detallar brevemente el contenido de cada uno, ya que en dichos menús hay numerosas aplicaciones que pueden resultar de interés para el usuario, pero sin entrar en detalle.

### 2.1 Menu *File*.

El menú *File* se muestra en la Figura 3 y se compone de las siguientes opciones:



**Figura 3:** Menú *File*.

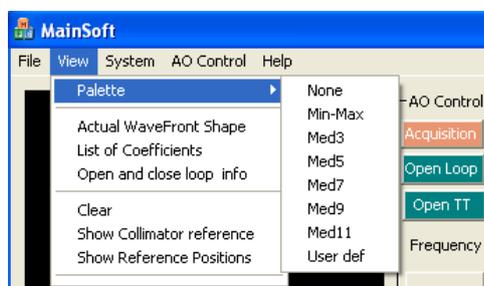
- *Load Image*: Carga una imagen FITS de 128x128 píxeles.
- *Save*: Salva la imagen contenida en memoria en disco con formato FITS.
- *Save options*: Abre el cuadro de las opciones para grabar (Figura 2).
- *Load Reference Positions*: Carga las posiciones de referencia calculadas durante el proceso de calibración como se verá en la sección 2.4 de este anexo.

<sup>1</sup> Acrónimo del inglés que significa Flexible Image Transport System. Ver <http://fits.gsfc.nasa.gov/>

- *Load InfluenceMatrix*: Carga la matriz de influencia generada durante la calibración (ver 2.4.1).
- *Load Calibration*: Carga una calibración completa (ver 2.4.2).
- *Save Calibration*: Salva toda la información referente a una calibración.
- *Load DM Pattern*: Selecciona el patrón de voltajes especificado en el fichero y los considera como voltaje de referencia. Esta opción es útil si se pretende establecer un patrón de voltajes de referencia tal que por ejemplo las aberraciones estáticas del instrumento se tengan en cuenta. La opción predeterminada es 180V para todos los actuadores, según se vio en la sección 4.4.2.1.
- *Save DM Pattern*: Graba el valor del voltaje de cada actuador en un fichero.

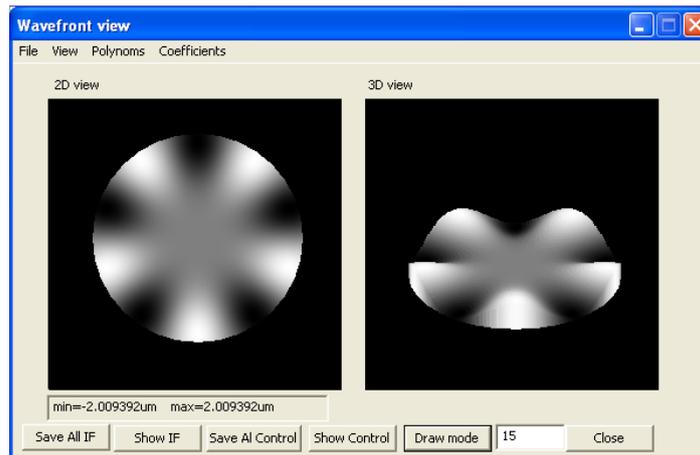
## 2.2 Menu View.

El menú View se muestra en la Figura 4 y contiene las siguientes opciones:



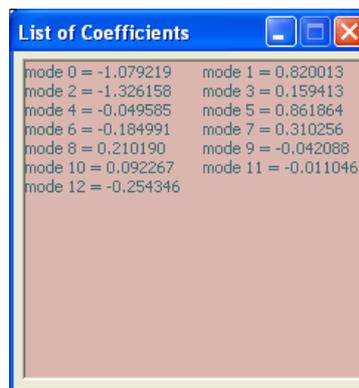
**Figura 4:** El menú View.

- *Palette*: Cambia la paleta de visualización de escala de grises a un valor máximo y mínimo (*Min-Max*), o el valor medio más y menos un número de veces la desviación estándar (*Med3*, *Med5*, *Med7* y *Med9*). También puede ser seleccionado por el usuario (*User def*). El valor predeterminado es *Med3*.
- *Actual Wavefront Shape*: Abre la ventana mostrada en la Figura 5, en la cual se dibuja bidimensional y tridimensionalmente el polinomio del orden y tipo seleccionado con los coeficientes correspondientes. También permite representar la forma que tiene el frente de onda, tal y como lo mide el sensor, en el instante de abrir esta ventana. Así mismo permite visualizar las funciones de influencia y modos propios del espejo deformables calculadas durante el proceso de calibración.



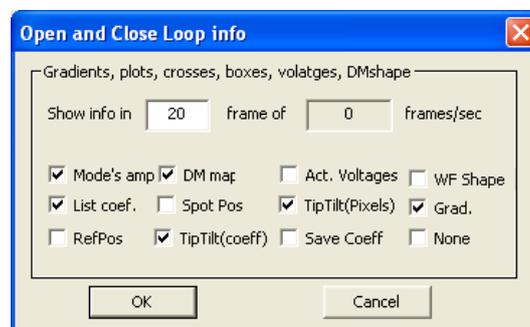
**Figura 5:** Ventana Wavefront view.

- *List of coefficients:* Muestra la lista de coeficientes de cada modo, correspondientes al último frente de onda medido por el sistema (Figura 6).



**Figura 6:** Ventana List of coefficients.

- *Open and Close loop info:* Desde esta ventana (Figura 7) se selecciona qué información se desea visualizar durante los procesos de Open y Close loop y a qué frecuencia se desea mostrar.



**Figura 7:** Ventana Open and close loop info.

Las opciones son:

- *Mode's amp*: Muestra en la gráfica del cuadro titulado *Deformable mirror* la amplitud de los coeficientes de los modos para cada imagen durante el bucle abierto o cerrado.
  - *DM map*: Actualiza el mapa de actuadores en la ventana *Deformable Mirror* para cada imagen durante el bucle abierto o cerrado.
  - *Act. Voltages*: Actualiza el valor en la lista de voltajes de cada actuador para cada imagen durante el bucle abierto o cerrado.
  - *WF Shape*: Dibuja la forma del frente de onda para cada imagen del bucle abierto o cerrado, en la ventana mostrada en la Figura 5.
  - *List coef*: Actualiza el valor de cada coeficiente en la ventana *List of Coefficients* (Figura 6).
  - *Spot Pos*: Dibuja todos los centroides encontrados en cada imagen del bucle abierto o cerrado en el visualizador principal de la ventana *MainSoft* (Figura 1).
  - *TipTilt (Pixels)*: Graba en un fichero las separaciones de cada centroide respecto a su valor de referencia. El resultado está expresado en píxeles.
  - *Grad*: Dibuja los gradientes (vector cuyo origen es el valor del centroide de referencia y cuyo final es el valor actual del mismo) en la ventana *Deformable Mirror*.
  - *RefPos*: Dibuja las posiciones de referencia en el visualizador principal de la ventana *MainSoft* (Figura 1).
  - *TipTilt(coeff)*: Graba en un fichero las separaciones de cada centroide respecto a su referencia. El resultado está expresado en coeficientes de los órdenes de polinomios 0 y 1, correspondientes al Tip y Tilt.
  - *Save Coeff*: Graba los coeficientes de los modos en un fichero para cada imagen del bucle abierto o cerrado.
  - *None*: Deshabilita todas las opciones anteriores.
- La opción *Clear* borra todas las marcas que haya en el visualizado de la ventana *MainSoft*.
  - *Show Reference Positions*: Muestra las posiciones de los centroides de referencia junto con el cuadrado en el que se realiza el cálculo de los mismos.

### 2.3 Menu System.

- *Camera*: desde esta opción se puede Inicializar la cámara. Tomar un bias o cargarlo desde el disco, así como adquirir una secuencia de imágenes.

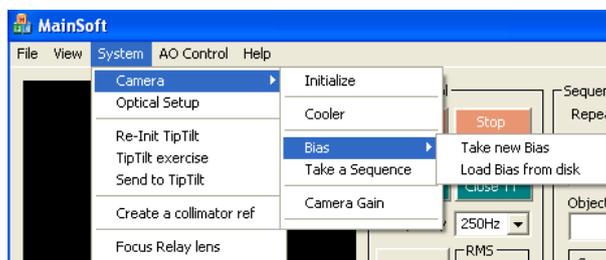
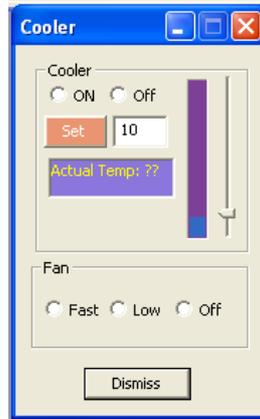


Figura 8: Menú System.

Desde este menú se puede abrir el control del refrigerador del sensor de frente de onda, el cual se muestra en la Figura 9. Al seleccionar una temperatura el

sistema tardará unos 5 minutos en alcanzar el valor deseado. Desde esa misma ventana se puede controlar la velocidad del ventilador e incluso apagarlo. Esto puede resultar útil para minimizar las turbulencias creadas por dicho ventilador dentro del banco óptico. En caso de desconectarlo es mandatorio que el sistema de refrigeración líquida descrito en la sección 4.3.2 esté activo.



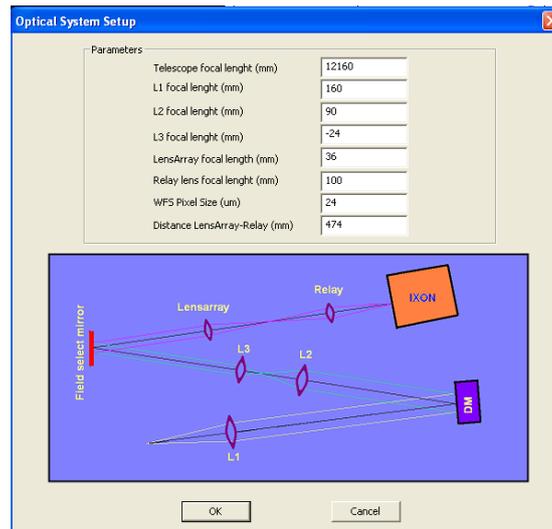
**Figura 9:** Ventana *Cooler*. Esta ventana controla el refrigerador del sensor de frente de onda.

En la opción *Camera Gain* se puede controlar la ganancia del pre-amplificador y la ganancia multiplicativa (EM) de la CCD del sensor de frente de onda (Figura 10).



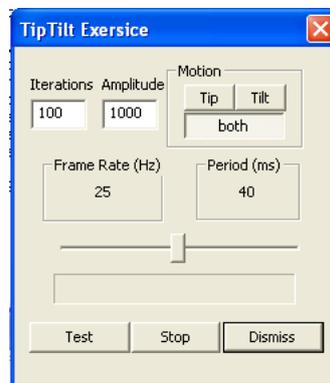
**Figura 10:** Ventana *Camera gain*. La ganancia del preamplificador o de la EMCCD puede ser modificada en cualquier momento incluso durante la adquisición de una imagen.

- *Optical Setup*: Muestra un esquema del camino óptico, incluyendo las características de los elementos ópticos del sistema. El programa utiliza este esquema para calcular el factor de escala de imagen del sensor de frente de onda así como el aumento lateral total, necesario en el algoritmo de reconstrucción (Figura 11).



**Figura 11:** Ventana *Optical System Setup*.

- *TipTilt Exercise*: Esta opción chequea el funcionamiento del espejo de Tip-Tilt. Este espejo se mueve dentro un rango dinámico codificado entre 0-4096 pasos, siendo 2048 la posición central. La opción moverá repetidamente el espejo en la dirección y con la frecuencia especificada durante un determinado número de veces elegido por el usuario (Figura 12). Esta opción fue implementada para comprobar el funcionamiento del dispositivo ya que el movimiento del espejo se aprecia a simple vista cuando la amplitud es máxima (2048).



**Figura 12:** Ventana *TipTilt exercise*.

- También es posible enviar un comando específico al espejo mediante la opción *Send Tip Tilt Command* (Figura 13). Esta ventana resulta muy útil para calibrar el espejo Tip-Tilt. Al aplicar una cantidad fija en una dirección se producirá un desplazamiento en la imagen adquirida por el sensor de frente de onda, pudiendo así establecer una relación entre unidades lógicas del espejo respecto a dicho desplazamiento medido en píxeles. Es necesario proveer al sistema de este parámetro para que el algoritmo de Tip-Tilt pueda funcionar correctamente.



Figura 13: Ventana *Send TipTilt Command*.

## 2.4 El menú *AO Control*.

Este menú contiene las opciones asociadas a los procesos de óptica adaptativa las cuales se muestran en la Figura 14 y que se describen a continuación.

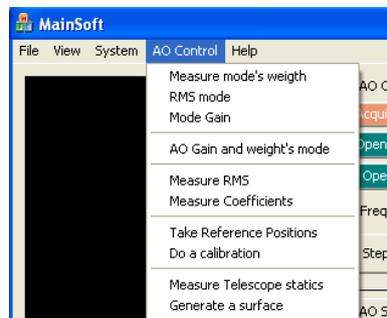


Figura 14: Menú *AO control*.

- *Measure Mode's weight*: Esta rutina permite medir la linealidad de cada modo, mediante el procedimiento descrito en la sección 5.2.2. Como muestra la Figura 15, la rutina permite establecer qué modos se van a estudiar así como el intervalo de amplitudes de los mismos en los que se va a realizar el proceso de medición

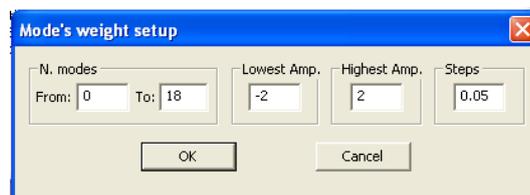


Figura 15: Ventana *Measure Mode's weight*.

- *RMS mode*: Esta opción se utiliza para calcular la precisión en la reconstrucción de las formas del frente de onda que se pretende reproducir con el espejo deformable. El sistema intenta reproducir los modos que se especifican y calcula el RMS final. Esta rutina se utilizó para el experimento descrito en la sección 5.2.4. Como muestra la Figura 16, la rutina permite establecer qué modos se van a estudiar así la amplitud del modo a reproducir y el número de iteraciones a realizar.

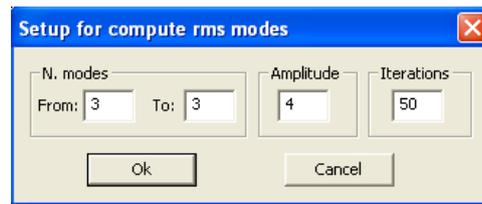


Figura 16: Ventana Setup to compute RMS modes.

- *AO Gain and weight's mode*: Desde esta ventana (Figura 17) se pueden cambiar factores como la ganancia del bucle cerrado, la frecuencia y el factor de agresividad del algoritmo de Tip-Tilt, o los pesos de los modos. Todos los parámetros pueden ser modificados durante el proceso de bucle cerrado, siendo muy útil para asegurar la estabilidad del mismo.

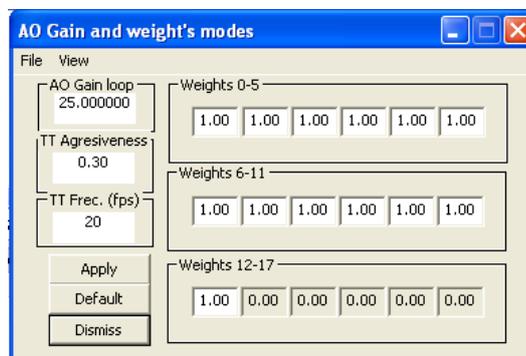


Figura 17: Ventana Measure Mode's weight.

- *Measure RMS*: Mide el RMS de los coeficientes que están afectado al frente de onda en el momento dado según expresión 2.91.
- *Measure coeficcients*: Mide y muestra la lista de coeficientes de los modos en la ventana mostrada en la Figura 6 (*List of coeficcients*).
- *Take reference positions*: Adquiere una imagen en el sensor de frente de onda y le sustrae el bias. Después busca todos los centroides por encima del nivel de corte, y comprueba que el patrón encontrado se ajusta a la geometría de la matriz de lentes y que además el número de centroides coincida con el número de microlentes. El resultado lo guarda en un fichero. Si la rutina tiene éxito, mostrará la posición de los centroides encontrados en el visualizador principal de la Figura 1, rodeados de las cajas en las cuales se va a realizar el sensado del frente de onda. Es necesario realizar este paso previo a la calibración descrita en el siguiente punto.
- *Do a calibration*: Mediante esta opción se ejecuta un proceso automático en el que el programa mide todas las funciones de influencia del espejo deformable para calcular la matriz de influencia y realizar su inversión para obtener la matriz de control. Ver detalles en la sección 2.4 del uso de dicha matriz. El tiempo total invertido por el sistema para completar la rutina es de unos 30 segundos.

- *Measure telescope static*: El sistema es capaz de determinar las aberraciones estáticas del telescopio utilizando una estrella natural. Para ello, la rutina obtiene, en bucle abierto, los coeficientes del frente de onda de 10000 imágenes (este parámetro puede ser modificado por el usuario) y calcula la mediana. Debido a que las aberraciones estáticas no cambian su valor pero las inducidas por la atmósfera si y debido a la naturaleza estocástica de estas últimas, la mediana de los coeficientes es una estimación adecuada para discriminarlas de las primeras. Por ello, es necesario tener una muestra muy ampliada de valores así como condiciones aceptables de seeing ( $\sim 1''$ ).
- *Generate a surface*: Esta rutina se utiliza para generar una superficie dada. Por ejemplo, una vez obtenidas las aberraciones estáticas del sistema, se puede generar esa superficie estática con el DM y mantenerla como un patrón de referencia (Figura 3).

## 2.5 El menú *Help*.

Este menú mostrada en la Figura 18 contiene una breve ayuda sobre las teclas rápidas del programa, y aspectos generales del mismo como ayuda del procedimiento a seguir para substraer un dark, o como realizar una calibración. Actualmente está en desarrollo.

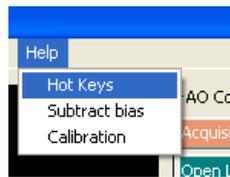


Figura 18: Menu *Help*.

## 3. Ventana *AO Setup*.

Desde esta ventana mostrada en la Figura 19 se configura el sistema tanto a nivel de software como de hardware ya que desde aquí se pueden controlar todas las partes móviles del instrumento.

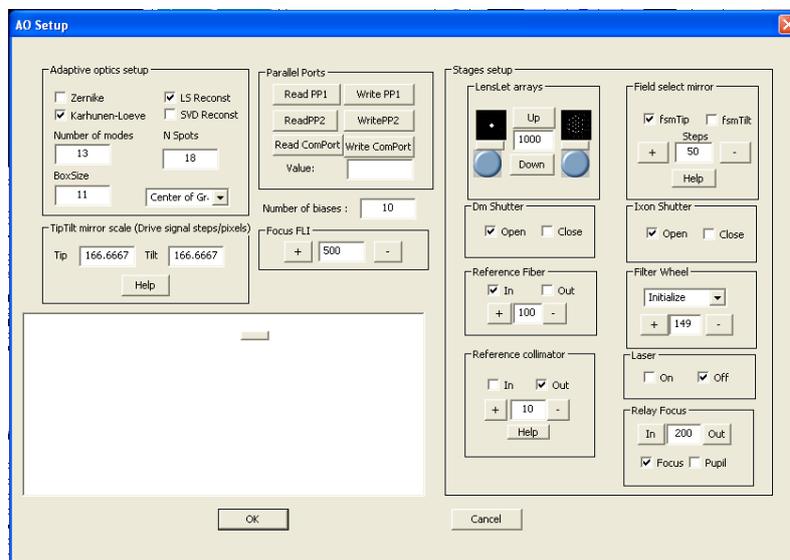


Figura 19: Ventana *Setup*.

A continuación se enumeran el significado de cada una de las entradas contenidas en la ventana.

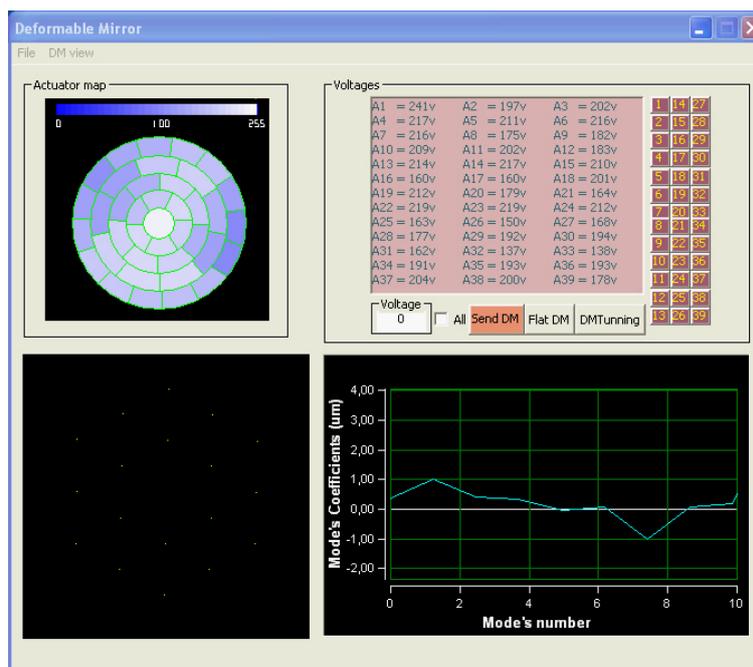
- En el cuadro *Adaptive optics Setup* se puede elegir la base de polinomios que se va a utilizar para el proceso de sensado y reconstrucción del frente de onda. El programa dispone de dos opciones, los polinomios de *Zernike* y los de *Karhunen-Loeve* explicados en las secciones 2.3.2 y 2.3.3. Así mismo se puede elegir el método de inversión utilizado por el programa para obtener la matriz de reconstrucción y la matriz de control. En concreto está disponible el método de mínimos cuadrados LS y por descomposición SV.
- También es posible seleccionar el número de modos que se utilizarán para hacer el ajuste del frente de onda. El parámetro *N\_Spot* especifica el número de puntos que la matriz de lentes debe producir de modo que el proceso de calibración, antes descrito, compruebe los puntos a encontrar. El parámetro *Boxsize* determina el tamaño de la caja en la cual se realiza la medida del centroide de cada punto producido por la matriz de lentes. Por último, un menú desplegable permite elegir el algoritmo de cálculo de centroide, entre dos opciones, el centro de masas con valor de corte o el algoritmo CNTRD de *IRAF*<sup>2</sup>, siendo el primero la opción predeterminada.
- El cuadro llamado *TipTilt mirror scale* representa la equivalencia entre valores lógicos del espejo por desplazamiento de un píxel (en la imagen de referencia) en el sensor de frente de onda.
- El cuadro *Ports* permite leer o escribir un valor en cualquiera de los dos puertos paralelos o el puerto serie que utiliza SAOLIM para controlar los dispositivos.
- *Number of biases* especifica el número de imágenes que adquirirá el sistema para generar un Dark maestro.
- *Focus FLI* permite mover la lente motorizada de la Figura 4.8, mediante intervalos de tiempo en milisegundos.
- *Lenslet array* intercambia la posición entre las posibles configuraciones de matrices de lentes. También permite pequeños movimientos por tiempo para realizar pequeños ajustes del alineado. Cada posición de la matriz de lentes se determina mediante un fin de carrera descrito en la sección 4.3.1.
- *Reference fiber* posiciona la fibra de referencia en el camino óptico o la sitúa fuera. También enciende o apaga la bombilla que ilumina dicha fibra. Así mismo, permite pequeños movimientos diferenciales para el alineado. Dos fines de carrera definen las posiciones antes descritas.
- *Reference Collimator* intercala un colimador de gran calidad óptica (con una distorsión de frente de onda de  $\lambda/10$ ) en el camino óptico para dar al sensor de frente de onda una referencia perfecta. Una vez más, dos fines de carrera

---

<sup>2</sup> ver [http://www.ira.inaf.it/old\\_web/manuals/astron.html](http://www.ira.inaf.it/old_web/manuals/astron.html)

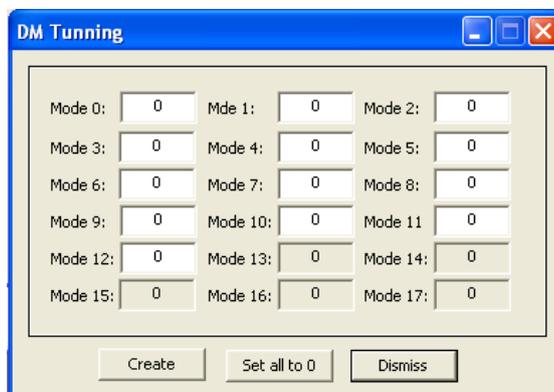
- determinan las posiciones (dentro y fuera del camino óptico), igualmente se pueden realizar pequeños movimientos diferenciales para alinearlos.
- *DM Shutter* abre o cierra el obturador que protege al espejo deformable. Al tratarse de un espejo de membrana extremadamente frágil es importante protegerlo cuando no esté en uso.
  - *Field Select mirror*. Dos motores paso a paso controlan este espejo plano (elemento *E11* en la Figura 4.2) utilizado como espejo doblador y para realinear el sistema. El número de pasos que debe mover el motor es introducido en el campo *Steps*.
  - *Ixon Shutter*: Abre o cierra el obturador (también fabricado para el proyecto de tesis) del sensor de frente de onda.
  - *Filter Wheel*: Mediante un menú desplegable se puede seleccionar el filtro deseado. La opción de inicializar (*Initialize*) mantiene funcionando el motor paso a paso hasta que un fin de carrera es activado. A partir de esa posición, el programa tiene calibrado cuantos pasos debe recorrer el motor para poner un filtro determinado.
  - *Laser*: Enciende o apaga el láser de referencia. Debido a su fuerte intensidad luminosa se utiliza principalmente, en conjunción con la fibra de referencia, para alinear el sistema.
  - *Relay Focus*: Permite el movimiento de la última lente de re-enfoque del sensor de frente de onda durante una cantidad de tiempo expresada en milisegundos (Elemento E13 en la Figura 4.2 o Figura 4.17).

#### 4. Ventana *Deformable Mirror*.



**Figura 20:** Ventana *Deformable Mirror*. Desde esta ventana se controla el espejo deformable.

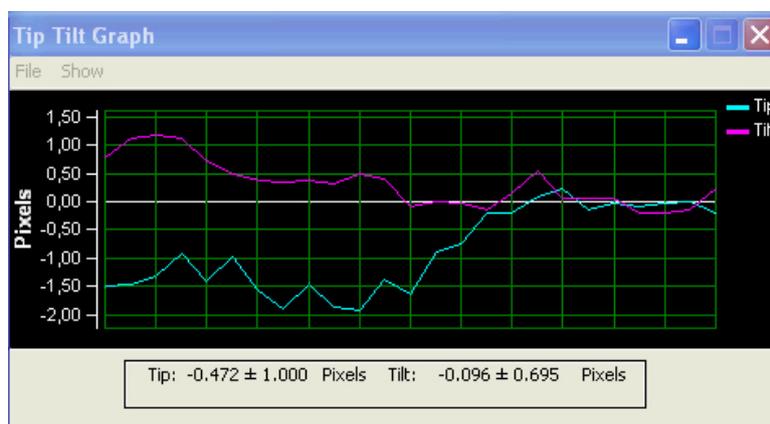
Esta ventana mostrada en la Figura 20 contiene la información fundamental asociada al estado del DM así como alguna opción para manipular su forma. En la parte superior izquierda contiene un mapa del espejo deformable. Un clic con el botón izquierdo selecciona el actuador (o actuadores) deseado, y desde la ventana *Voltage* se puede especificar el voltaje.



**Figura 21:** Ventana *DM Tunning*. Esta ventana permite generar cualquier superficie definida por un vector de coeficientes.

También se pueden seleccionar los actuadores del espejo desde la lista de botones numerados que indican el actuador asociado. El botón *Flat* aplica un voltaje fijo a todos los actuadores. El valor predeterminado es 180V salvo que se cargue en memoria un patrón de voltajes diferentes con la opción *File->Load DM Pattern* en la ventana *MainSoft*. El botón *DM Tunning* permite calcular el conjunto de voltajes que hace falta aplicar al DM para generar un modo (o varios a la vez) con la amplitud deseada (Figura 21).

En la parte inferior derecha de la ventana *Deformable mirror* existe una gráfica que muestra las variaciones del Tip-Tilt medidas por el sensor de frente de onda tal y como se muestra en la Figura 22. Las unidades en el eje de ordenadas pueden ser o píxeles en la CCD o coeficientes de los modos Tip y Tilt de los polinomios utilizados para la reconstrucción.



**Figura 22:** Ventana *Tip-Tilt Graph*. Esta ventana muestra las variaciones del Tip-Tilt.

## 5. Listado de ficheros

El siguiente listado muestra todos los ficheros (subprogramas y rutinas) desarrollados en Visual C++ dentro el presente trabajo que conforman el software aquí descrito.

Listado de ficheros fuente:

---

AOGainDlg.cpp  
AOSetup.cpp  
CalibrationProgress.cpp  
CameraGainDlg.cpp  
ColorButton.cpp  
ColorStaticST.cpp  
ConfirmDlg.cpp  
CoolerDlg.cpp  
CreateRefDlg.cpp  
DMDialog.cpp  
DMShapeDlg.cpp  
DMTunningDlg.cpp  
Exposuretime.cpp  
HelpDlg.cpp  
ListCoeff.cpp  
MainSoft.cpp  
MainSoftDlg.cpp  
ModeRMSDlg.cpp  
ModeWeigthDlg.cpp  
OpenCloseInfoDlg.cpp  
OpticalSetup.cpp  
pathDialog.cpp  
SaveOptionsDlg.cpp  
SendTTCommand.cpp  
Splash.cpp  
Stdafx.cpp  
TakeSequence.cpp  
TipTiltDlg.cpp  
TTExerciseDlg.cpp  
MainSoft.manifest

Listado de “headers”

---

AOGainDlg.h  
AOSetup.h  
CalibrationProgress.h  
CameraGainDlg.h  
ColorButton.h  
ColorStaticST.h  
ConfirmDlg.h  
CoolerDlg.h  
CreateRefDlg.h

DMDialog.h  
DMShapeDlg.h  
DMTunningDlg.h  
Exposuretime.h  
HelpDlg.h  
ListCoeff.h  
MainSoft.h  
MainSoftDlg.h  
ModeRMSDlg.h  
ModeWeigthDlg.h  
OpenCloseInfoDlg.h  
OpticalSetup.h  
pathDialog.h  
SaveOptionsDlg.h  
SendTTCommand.h  
Splash.h  
Stdafx.h  
TakeSequence.h  
TipTiltDlg.h  
TTEerciseDlg.h  
MainSoft.manifest

---

#### Listado de cuadros de dialogo

---

IDD\_ABOUTBOX  
IDD\_AO\_SETUP  
IDD\_CALIBRATIONPROGRESS  
IDD\_CAMERAGAIN  
IDD\_CONFIRM  
IDD\_COOLER  
IDD\_CREATE\_REF  
IDD\_DM\_DIALOG  
IDD\_DM\_TUNNING  
IDD\_HELP  
IDD\_LIST\_COEFF  
IDD\_MAINSOFT\_DIALOG  
IDD\_MODERMS  
IDD\_MODEWEIGHTH  
IDD\_OPENCLOSEINFO  
IDD\_OPTICALSETUP  
IDD\_SAVE\_OPTIONS  
IDD\_SENDDIPTILT  
IDD\_SHAPE\_DM  
IDD\_TAKESEQUENCE  
IDD\_TIPTILT  
IDD\_TT\_EXERCISE



## Anexo III. Presupuesto de Materiales de SAOLIM.

P.D.1  
 Unidad: UD  
 Elementos activos y ópticos-  
 Precios en euros €

CANTIDAD	UNIDAD	CONCEPTO	PRECIO UD (€)	IMPORTE (€)
1	UD	Espejo deformable OKO 30mm, 39 actuadores	8000	8000
1	UD	Cámara EMCCD IXON BU860. Grade B	10000	10000
2	UD	Matriz de lentes	1100	2200
1	UD	Espejo Tip-Tilt	900	900
1	UD	Divisor de haz VIS/IR	600	600
1	UD	Espejo plano 150x150mm $\lambda/10$	250	250
1	UD	Espejo plano 60mm dia. $\lambda/10$	200	200
7	UD	Dobletes acromáticos	2400	2400
7	UD	Soportes dobles	500	500
1	UD	Sistema refrigeración líquida	180	180
1	UD	Láser 80mW	400	400
2	UD	Fibra óptica monomodo 12 micras.	400	800
			<b>TOTAL</b>	<b>26430 €</b>

P.D.1  
 Unidad: UD  
 Módulo de la electrónica  
 Precios en euros €

CANTIDAD	UNIDAD	CONCEPTO	PRECIO UD (€)	IMPORTE UD (€)
2	UD	Caja instrumentos	150	300
3	UD	Fuentes alimentación DC	150	450
1	UD	Fuente alimentación Alto voltaje 0-300V	400	400
1	UD	Ordenador personal Pentium IV 3.4Ghz 2Gb	600	600
3	UD	Tarjeta control motor paso a paso	140	420
1	UD	Tarjeta serie entradas/salidas digitales	150	150
2	UD	Tarjeta relés puerto paralelo.	80	160
1	UD	Router WIFI	120	120
2	UD	Tarjeta reguladora de tensión	50	50
2	UD	Tarjeta digital DM	1000	2000
2	UD	Tarjeta amplificadora tensión DM	1000	2000
1	UD	Conectores varios	150	150
100	Metro	Cable 0.5mm <sup>2</sup>	0.5	50
1	UD	Cable serie	20	20
2	UD	Cable Paralelo	20	40
			<b>TOTAL</b>	<b>6910 €</b>

P.D.1  
 Unidad: UD  
 Mecánica  
 Precios en euros €

CANTIDAD	UNIDAD	CONCEPTO	PRECIO UD (€)	IMPORTE UD (€)
2	UD	Tablero óptico 75x50cm	200	400
8	UD	Perfiles aluminio 60x60mm	60	480
8	UD	Cubiertas metacrilato	20	160
3	UD	Monturas motorizadas	120	360
24	UD	Escuadras refuerzo	15	360
1	UD	Rueda portafiltros SHS	120	120
1	UD	Obturador DM	80	80
1	UD	Obturador SHS	80	80
			<b>TOTAL</b>	<b>2040 €</b>

**PRESUPUESTO GENERAL DEL PROYECTO**  
**PRECIOS DESCOMPUESTO**

---

PD1 -----	26430 €
PD2 -----	6910 €
PD3 -----	2040 €

---

TOTAL -----	35380 €
-------------	---------

## Anexo IV. Línea de trabajo.

---

La Tabla I muestra la línea de trabajo seguida en el desarrollo de SAOLIM.

**Tabla I:** Línea de trabajo seguida para el desarrollo de SAOLIM. Periodo (2003-2008).

Periodo	Descripción
Enero 2003- Febrero 2003	Diseño óptico con ZEMAX.
Enero 2003- Febrero 2003	Montaje en banco óptico de todo el diseño con lentes de bajo coste.
Marzo 2003 – Septiembre 2003	Diseño y construcción del sensor de Shack-Hartmann en Laboratorio. Desarrollo de las rutinas para los algoritmos de sensado del frente de onda.
Octubre 2003 – Julio 2004	Creación de las rutinas para la generación de modos de los polinomios de Zernike y Karhunen-Loeve con el espejo deformable de membrana.
Julio 2004- Diciembre 2004	Desarrollo de las plataformas motorizadas que permiten el posicionamiento y/o alineamiento de los elementos ópticos de SAOLIM. Desarrollo de la electrónica y los programas necesarios para controlar dichas plataformas.
Enero 2005 – Julio 2005	Construcción de la estructura del prototipo. Las mesas ópticas fueron unidas con los perfiles de aluminio, levantando los diferentes niveles de SAOLIM tal y como se describió en el Capítulo 4. El habitáculo fue cerrado mediante cubiertas de metacrilato negro.
Julio 2005- Diciembre 2005	Integración de todo el banco óptico y las electrónicas dentro del habitáculo del instrumento.
Enero 2006 – Diciembre 2006	Desarrollo de las rutinas asociadas a los algoritmos de reconstrucción de Tip-Tilt y alto orden. Pruebas en laboratorio con fibra óptica.
Enero 2007- Julio 2007	Caracterización del prototipo con el simulador de turbulencia en el laboratorio.
Julio 2007- Julio 2008	Pruebas en el telescopio de 2.2m de Calar Alto con estrellas reales. Optimización del diseño.

---

---



## Agradecimientos.

En primer lugar quiero agradecer a mis dos directores de tesis, el Dr. José Luis Ortiz Moreno, por su paciencia y tener la sabiduría necesaria de saber cual era el camino a seguir en los momentos en que más perdido estaba, y el Dr. Sebastián Sánchez por su enorme claridad de ideas, gran conocimiento y cuya aportación final fue decisiva para poder concluir este trabajo.

A la Dra. Luzma Montoya por las extensas discusiones constructivas sobre óptica adaptativa y cuanto me ha enseñado con ellas. Quiero agradecer la ayuda prestada por Nicolás Cardiel por sus sabios consejos en momentos críticos del desarrollo del programa de control, así como a Felipe Hoyo por la ayuda prestada por el diseño inicial de algunas de las plataformas móviles del instrumento.

Al Dr Javier Cenarro por sus consejos con la memoria y por supuesto al grupo de Astronomía de Calar Alto, Ulli, Santos, Manolo, Alberto, Alberto Marín, Ana y David por el interés que habéis demostrado.

A todo el equipo técnico de ALFA (ALFA-TEAM), Stefan Hippler, Markus Feldt, Robert Weiss, Ric Davies, Thomas Ott, Sebastian Rabien, por haberme dado toda la experiencia necesaria e invaluable durante los 4 años que estuvimos trabajando juntos. También a Markus Kasper por haberme echo reír en las noches de ALFA.

Al grupo de mecánica de Calar Alto por haber desarrollado la pieza mecánica que adapta el instrumento al telescopio 2.2m de Calar Alto.

A Ian McClenahan por todo el soporte técnico prestado con la cámara IXON de Andor. A Matt Longman de SBIG por el soporte técnico prestado con el espejo TipTilt. A Gleb Gordon de OKO Tech por el soporte técnico prestado con el espejo deformable.

A mi padre Juan Francisco Aceituno Mesa por todos los ánimos que me ha dado, y sobre todo por sus muestras de interés con sus típicos “¿Qué te queda?.. que ganas tengo verte descansar” así como mi suegro Manuel Gallardo por todo el cariño y su apoyo incondicional. Con vuestro ánimo y cariño todo ha sido mucho más fácil.

De una manera muy especial quiero agradecer la ayuda prestada por mi hermano Francisco José Aceituno Castro. Sin su ayuda este proyecto de tesis nunca hubiese terminado, por el derroche de ilusión completamente desinteresada a la hora de participar en campos tan distintos como la óptica, electrónica y sobre todo la mecánica. Por la enorme capacidad técnica que posee para el desarrollo instrumental, sin lugar a dudas él es el segundo padre de este instrumento. Gracias hermano.

Y sobre todas las cosas, quiero agradecerle a una persona muy especial en el desarrollo de este trabajo de tesis, que es a mi esposa, Inma. Ella ha hecho que este tiempo se haya convertido en un hobby y no en una pesadilla. En los momentos de flaqueza ha estado ahí para sacarme del aprieto y renovarme constantemente la ilusión, apoyándose incondicionalmente en cada minuto y entendiendo lo importante que esto era para mí. Por todo ello me enorgullece enormemente dedicarle a ella todo este trabajo.

Este proyecto ha sido posible gracias al Plan nacional I+D+I de Astronomía y Astrofísica AYA2002-382.

## REFERENCIAS

- Avila, R.; Ziad, A.; Borgnino, J.; Martin, F.; Agabi, A.; Tokovinin, A. (1997). "Wavefront Characterization for High Angular Resolution Techniques. Science with the VLT Interferometer." Proceedings of the ESO workshop, held at Garching, Germany, 18-21 June 1996, Publisher: Berlin, New York: Springer-Verlag, ESO Astrophysics Symposia, ISBN: 3540632646, 1997., p.353.
- Avila, R.; Vernin, J.; Cuevas, S. (1998). "Turbulence Profiles with Generalized SCIDAR at San Pedro Mártir Observatory and Isoplanatism Studies." The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 110, Issue 751, pp. 1106-1116.
- Babcock, H. W. (1953). "The Possibility of Compensating Astronomical Seeing." PASP, 65:229+.
- Bacon, R.; Copin, Y.; Monnet, G.; Miller, Bryan W.; Allington-Smith, J. R.; Bureau, M.; Carollo, C. M.; Davies, Roger L.; Emsellem, Eric; Kuntschner, H.; Peletier, Reynier F.; Verolme, E. K.; de Zeeuw, P. Tim (2001). The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 326, Issue 1, pp. 23-35.
- Batchelor, G.K. (1953). "The theory of homogeneous turbulence." Cambridge University Press. London.
- Born, M. and Wolf, E. (1970). "Principles of Optics". Pergamon Press, Oxford.
- Boyer C.; Gendron, E. and Madec, P. Y., (1992). "Adaptive optics for high resolution imagery: control algorithms for optimized modal corrections in Lens and Optical System Design". H. Zuggle, ed., Proc. SPIE 1780, 943-957.
- Cameron, P. B.; Britton, M. C.; Kulkarni, S. R. (2009). Precision Astrometry With Adaptive Optics. The Astronomical Journal, Volume 137, Issue 1, pp. 83-93.
- Cannon, R. C. (1996). "Optimal bases for wave-front simulation and reconstruction on annular apertures". *JOSA A*, 13:862-867.
- Christou, J. C. (1991). "Image quality, tip-tilt correction, and shift and add infrared imaging." Astronomical Society of the Pacific, Publications (ISSN 0004 6280), vol. 103, Sept. 1991, p. 1040-1048.

- Claflin, E. S.; Bareket, N. (1986). "Configuring an electrostatic membrane mirror by least square fitting with analytically derived influence functions", J. Opt. Soc. Am. A3, 1833-1840.
- Conan, J. M. Rousset, G. and Madec, P. Y. (1995) "Wavefront temporal spectra in high resolution imaging through turbulence." J. Opt. Soc. Am. A 12, 1559-70.
- Connelley, Michael; Reipurth, Bo; Tokunaga, Alan (2009). An Adaptive Optics Survey for Close Protostellar Binaries. eprint arXiv:0901.2138.
- Cornelissen, S. A.; Bierden, P. A.; Bifano, T. G. (2006). Development of a 4096 element MEMS continuous membrane deformable mirror for high contrast astronomical imaging. Advanced Wavefront Control: Methods, Devices, and Applications IV. Edited by Giles, Michael K.; Gonglewski, John D.; Carreras, Richard A. Proceedings of the SPIE, Volume 6306, pp. 630606.
- Corrsin S. (1951), J. Appl. Physics, 22, 469.
- Dai, G. M. (1994). "Wavefront simulation for atmospheric turbulence," in Image Reconstruction and Restoration, T. J. Schulz and D. L. Snyder, eds., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 2302, 62–72.
- Dai, G. M. (1995). "Modal Compensation of atmospheric turbulence with the use of Zernike and Karhunen loeve functions". JOSA A, 12 pag 2182-2193.
- Dai, G. M. (1996). "Modal wave-front reconstruction with Zernike polynomials and Karhunen-Loève functions". JOSA A, 13, 1218-1225.
- Davies, R. (2008). Adaptive optics: Observations and prospects for studies of active Galactic Nuclei. New Astronomy Reviews, Volume 52, Issue 6, p. 307-322.
- Davies, R.; Eckart, A.; Hackenberg, W.; Ott, T.;Buttler, D.; Kasper, M.; Quirrenbach, A. (2000). "The ALFA laser guide star: operation and results." Experimental Astronomy. 10:103-121.
- de Pater, I.; Ádámkóvics, Máté; Bouchez, Antonin H.; Brown, Michael E.; Gibbard, Seran G.; Marchis, Franck; Roe, Henry G.; Schaller, Emily L.; Young, Eliot. (2006). Titan imagery with Keck adaptive optics during and after probe entry. Journal of Geophysical Research, Volume 111, Issue E7, CiteID E07S05.
- Dierickx, P. (1988). "Diffraction analysis software package", IMAQ0.7, ESO, Nov, 1988.

- Ellerbroek, B.L.; Van Loan, C.; Pitsianis, N.P. and Plemmons, R. J. (1994) “Optimizing closed-loop adaptive-optics performance with use of multiple control bandwidths,” *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 2871–2886.
- Falomo, Renato; Treves, Aldo; Kotilainen, Jari K.; Scarpa, Riccardo; Uslenghi, Michela. (2008). Near-Infrared Adaptive Optics Imaging of High-Redshift Quasars. *The Astrophysical Journal*, Volume 673, Issue 2, pp. 694-702.
- Fernández, E. J.; Artal, P. (2003). “Membrane deformable mirror for adaptive optics: Performance limits in visual optics”, *Optical Express* 1056, Vol 11 No 9.
- Foey, R.; Tallon, M.; Sechaud, M.; Hubin, N. (1989). “ATLAS experiment to test the laser probe technique for wavefront measurements”. IN: *Active telescope systems; Proceedings of the Meeting, Orlando, FL, Mar. 28-31, 1989 (A90-30852 12-74)*. Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1989, p. 174-183.
- Forbes, F.; Roddier, N. (1991). “Adaptive optics using curvature sensing”. *Proceedings of the Meeting, San Diego, CA, July 22-24, 1991 (A93-39451 15-74)*, p. 140-147.
- Fried, D.L. (1965) “Statistics of a geometrical representation of wave-front distortion.” *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 1427-35.
- Fried, D. L.; Mevers, G.E. (1974) *Appl. Opt.*, 13, 11.
- Fried, D. L. (1978) “Probability of getting a lucky short-exposure image through turbulence,” *J. Opt. Soc. Am.* 68, 1651–1658.
- Fried, D.L. (1982) “Anisoplanatism in adaptive optics.” *J. Opt. Soc. Am.* 72, 52-61.
- Fried, D.L. (1994) “Atmospheric Turbulence Optical Effects: Understanding the Adaptive-Optics Implications. Adaptive Optics for Astronomy.” *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Adaptive Optics for Astronomy, held in Cargese, Corse, France, June 29-July 9, 1993*. Editor(s), D.M. Alloin, J.-M. Mariotti; Publisher, Kluwer Academic, Dordrecht, The Netherlands, Boston, Massachusetts, 1994. LC #: QB84.5 .N38 1993. ISBN #: 0-7923-2748-9, p.25.
- Fiorenza, Stephanie; Brenner, D.; Soummer, R.; Sivaramakrishnan, A.; Oppenheimer, B. (2008). Detecting Exoplanets with Coronagraphic Images Corrected by Adaptive Optics. *American Astronomical Society, AAS Meeting #211, #160.08*

- Fusco, T.; Blanc, A.; Nicolle, M.; Beuzit, J.-L.; Michau, V.; Rousset, G.; Hubin, N. (2006). "Sky coverage estimation for multiconjugate adaptive optics systems: strategies and results". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 370, Issue 1, pp. 174-184.
- Fusco, T.; Thomas, S.; Nicolle, M.; Tokovinin, A.; Michau, V.; Rousset, G. (2006b). "Optimization of the center of gravity algorithms in a Shack-Hartmann sensor". *Advances in Adaptive Optics II*. Edited by Ellerbroek, Brent L.; Bonaccini Calia, Domenico. *Proceedings of the SPIE*, Volume 6272, pp. 627219.
- Gendron, E.(1994). "Modal control optimization in an adaptive optics system," in *ESO Proceedings of the ICO-16 Satellite Conference on Active and Adaptive Optics*, F. Merkle, ed. (European Southern Observatory, Garching, Germany).
- Glindemann, A., McCaughran, M.J., Hippler, S., Wagner, C., Rohloff, R.-R. (1996). "CHARM: A Tip/Tilt Tertiary System for the Calar Alto 3.5m Telescope". *OSA Summer optical meeting on Adaptive Optics*, Maui.
- Glindemann, A., Hamilton, D., Hippler, S., Rohloff, R.-R., and Wagner, K. (1997). "ALFA - TheLaser Guide Star Adaptive Optics System for the Calar Alto 3.5-m Telescope." *ESO workshop on Laser Technology for Laser Guide Star Adaptive Optics Astronomy*, Ed. N. Hubin, pages 120–125.
- Greenwood D. P. and Fried, D. L. (1976). "Power spectra requirements for wave-front compensation systems," *J. Opt. Soc.Am.* 66, 193–206.
- Greenwood, D. P., (1977). Bandwidth specification for adaptive optics system. *J. Opt. Soc. Am.*, 67, 390-3.
- Hardy, J. W.; Lefebvre, J. E.; Koliopoulos, C. L. (1977). *J. Opt. Soc. America*, Vol. 67, p. 360 – 369.
- Hardy, J. W. (2000). "Adaptive optics for astronomical telescopes." *Physics today* vol. 53, no. 4, p. 69.
- Hippler, S.; Glindemann, A.; Kasper, M.; Kalas, P.; Rohloff, R.; Wagner, K.; Looze, D. P., and Hackenberg, W. K. (1998). ALFA: the MPIA/MPE adaptive optics with a laser for astronomy project. *Proc. SPIE*, 3353:44–55.
- Hippler, S.; Kasper, M. E.; Feldt, M.; Weiss A. R.; Looze, D. P.; Montoya, L.; and Aceituno, J. (2000). ALFA: three years of experience with adaptive optics with a laser guide star. *Proc. SPIE*, 4007.
- Hippler, S.; Looze, D.; Gaessler, W. (2004). "Off-the-shelf real-time computers for next-generation adaptive optics. *Advancements in Adaptive Optics*". Edited

by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 1402-1413.

- Hogge, C.B., and Butts, R. R. (1976). “Frequency spectra for the geometric representation of Wavefront distortions due to atmospheric turbulence”, IEEE Trans. Antennas. Propag. AP-24, 144-54.
- Hormuth, Felix; Brandner, Wolfgang; Hippler, Stefan; Henning, Thomas (2008). “AstraLux - the Calar Alto 2.2-m telescope Lucky Imaging camera”, eprint arXiv: 0807.0504.
- Huang, J.; Looze, D. P.; Denis, N.; Castanon, and Wirth, A. (1998). “Modeling and Identification of Adaptive Optics Systems,” International Journal of Control .
- Hudgin, R. J. (1977). “Wave-front compensation error due to finite corrector-element size”. J. Opt. Soc. Am., 67, 393-5.
- Kasper, M. E.; Looze, D. P.; Hippler, S.; Feldt, M.; Weiss, A. R., Glindemann, A.; and Davies, R. (2000a). “A practical approach to modal basis selection and wavefront estimation”. Proc. SPIE
- Kasper, M. E.; Looze, D. P.; Hippler, S.; Herbst, T.; Glindemann, A.; Ott, T.; and Wirth, A. (2000b). “ALFA: Optics and Control System”. Experimental Astronomy, 10:49–73.
- Kasper, M. E.; Hippler, S. (1999). “Performance improvements of Shack-Hartmann sensors with keystone design lenslet arrays”. Proc. “Wavefront sensor conference”. Canterbury.
- Keller, Christoph U.; Plymate, C.; Ammons, S.M. (2003). “Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics”. Edited by Stephen L. Keil, Sergey V. Avakyan . Proceedings of the SPIE, Volume 4853, pp. 351-359.
- Kelz, Andreas; Verheijen, Marc; Roth, Martin M.; Laux, Uwe; Bauer, S.-M. (2004). Development of the wide-field IFU PPak. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 719-730.
- Kokorowski, S. A. (1979). “Analysis of adaptive optical elements made form piezoelectric bimorphs”, J. Opt. Soc. Am, 69, 181-7.
- Kolmogorov, A. (1961). Turbulence, “Classic papers on Statistical Theory”, S.K. Friedlander and L. Tooper, eds, Interscience, New York.
- Law, N.M.; Mackay, C. D.; Baldwin, J.E. (2006). Astronomy and astrophysics, Vol 446, pp 739-45.

- Law, Nicholas M.; Mackay, C. D.; Ireland, M.; Moore, A.; Dekany, R. G. (2007). Getting Lucky With Adaptive Optics: Diffraction-limited-resolution In The Visible On a 5m-class Telescope. American Astronomical Society, AAS Meeting #211, #83.02; Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 39, p.873.
- Le Mignant, D.; Gendron, E.; Marchis, F. (1999). “The ESO ADONIS AO System: Study of the 3-5  $\mu\text{m}$  Background Emissivity. Astronomy with adaptive optics : present results and future programs”. Proceedings of an ESO/OSA topical meeting, held September 7-11, 1998, Sonthofen, Germany, Publisher: Garching, Germany: European Southern Observatory, 1999, ESO Conference and Workshop Proceedings, vol. 56, Edited by Domenico Bonaccini, p.575.
- Liebelt, P. B., (1967). “An introduction to optimal estimation”, Addison-Wesley, Reading, MA.
- Lloyd, James P.; Martinache, Frantz; Ireland, Michael J.; Monnier, John D.; Pravdo, Steven H.; Shaklan, Stuart B.; Tuthill, Peter G. (2006). Direct Detection of the Brown Dwarf GJ 802B with Adaptive Optics Masking Interferometry. The Astrophysical Journal, Volume 650, Issue 2, pp. L131-L134.
- Lukin, V. P.; Grigor'ev, V. M.; Antoshkin, L. V.; Botugina, N. N.; Emaleev, O. N.; Konyaev, P. A.; Kovadlo, P. G.; Krivolutskiy, N. P.; Lavrionova, L. N.; Skomorovski, V. I. (2008). Adaptive optics system application for solar telescope. Adaptive Optics Systems. Edited by Hubin, Norbert; Max, Claire E.; Wizinowich, Peter L. Proceedings of the SPIE, Volume 7015, pp. 70156T-70156T-12.
- Mancini, D.; Le Fevre, O.; Caputi, O.; Ferragina, L.; Fiume Garelli, V.; Mancini, Guido; Tommasi Mavar, P.; Parrella, C.; Perrotta, F.; Russo, M.; Russo, R.; Schibeci, M.; Schipani, Pietro (2000). VIMOS mechanical and control system design. Proc. SPIE Vol. 4008, p. 256-267.
- Martin, F.; Conan, R.; ToKbvinin, R.; Ziad, A.; Trinquet, H.; Borgnino, J.; Agabi, Sarazin, M. (2000). “Optical parameters relevant for High Angular Resolution at Paranal from GSM instrument and surface layer contribution”. Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 144, 39-44.
- Massey, P.; Foltz, C.B. (2000). PASP, 112, 566.
- Mertz, L. (1990). “Prism configuration for wave front sensing”. Appl Opt. 29, 3573-4.
- Muñoz-Tuñón, C.; Vernin, J.; Varela, A. M. (1997). A&AS, 125, 183.
- Noll, R.J. (1976). “Zernike polynomials and atmospheric turbulence”, J. Opt Soc. Am. 66, 207-211.

- “Numerical Recipes in C++”, Cambridge University Press (2003).
- Okumura, Shin-ichiro; Nishihara, Eiji; Watanabe, Etsuji; Mori, Atsushi; Kataza, Hirokazu; Yamashita, Takuya (2000). OASIS: A Multi-Purpose Near-Infrared Camera and Spectrograph. Publ. of the Astronomical Society of Japan, v.52, p.931-942.
- Origlia, L.; Lena, S.; Diolaiti, E.; Ferraro, F. R.; Valenti, E.; Fabbri, S.; Beccari, G. (2008). Probing the Galactic Bulge with Deep Adaptive Optics Imaging: The Age of NGC 6440. The Astrophysical Journal, Volume 687, Issue 2, pp. L79-L82.
- Press, W. H.; Teukolsky, S. A.; Vetterling W. T.; Flannery, B. P. (1992). “Numerical Recipes in C”, 2a ed., Cambridge Univ. Press.
- Primot, J.; Rousset, G.; and C., F. J. (1990). “Deconvolution from wave-front sensing: a new technique for compensating turbulence-degraded images”. JOSA A, 7:1598–1608.
- Quirrenbach, A.; Larkin, J.; Barczys, M.; Gasaway, T.; Iserlohe, C.; Krabbe, A.; McElwain, M.; Song, I.; Weiss, J.; Wright, S. (2007). OSIRIS a New Integral-Field Spectrograph at Keck Observatory. Science Perspectives for 3D Spectroscopy, Eso Astrophysics Symposia European Southern Observatory, Volume . ISBN 978-3-540-73490-1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007, p. 41.
- Racine, R. (1989). PASP, 101, 436.
- Ragazzoni, R.; Farinato, J. (1999). “Sensitivity of a pyramid wavefront sensor in closed loop adaptive optics”. A&A, 350, L23-L26.
- Ragazzoni, R.; Marchetti, E.; Valente, G. (2000). Adaptive-optics corrections available for the whole sky. Nature, Volume 403, Issue 6765, pp. 54-56 (2000).
- Riccardi, A.; Bindi, N.; Ragazzoni, R.; Esposito, S. (1998). “Laboratory characterization of the Focault-like wavefront sensor for adaptive optics”. Proc SPIE, 3353:941-51.
- Rigaut, F.; Ellerbroek, B. L.; and Northcott, M. J. (1997). “Comparison of curvature-based and Shack-Hartmann-based adaptive optics for the Gemini telescope”. Applied Optics, 36:2856-67.
- Rigaut, F.; Salmon, D.; Arsenault, R.; Thomas, J.; Lai, O.; Rouan, D.; V´eran, J. P., Gigan; P.; Crampton, D.; Fletcher, J. M.; Stilburn, J.; Boyer, C.; and Jagourel, P. (1998a). “Performance of the Canada-France-Hawaii Telescope Adaptive Optics Bonnette”. PASP, 110:152–164.

- Rigaut, F. J.; Veran, J.; Lai O. (1998b). “An analytical model for Shack-Hartmann-based adaptive optics systems”. Proc. SPIE, 3353:1038–1048.
- Robbins, M. S.; Hadwen, B. J. (2003). “The noise performance of electron multiplying charge coupled devices”. IEEE Transactions on Electron Devices. Vol 50, pp, 1227-1232.
- Rocca, A.; Roddier, F.; Vernin, J. (1974). “Detection of atmospheric turbulent layers by spatiotemporal and spatio angular correlation measurements of stellar-light scintillation”. J. Opt. Soc. America, Vol. 64, p. 1000 – 1004.
- Roddier, F. (1981). “The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy”. In Progress in optics, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, volume 19, pages 281–376.
- Roddier, F.; Gilli, J.M.; Lund, G. (1982). “On the origin of speckle boiling and its effects in stellar speckle interferometry “.J. Optics (Paris) 13, 263-271.
- Roddier, F.; Forbes, F.; Shaklan, S.; Pinches, C. (1987). “Curvature sensing and compensation. LEST Found”. Tech. Rep., No. 28, p. 169 – 178.
- Roddier F. (1988) “Curvature sensing and compensation: A new concept in adaptive optics”. Appl Opt. 27, 1223-5.
- Roddier F. (1990) “Wavefront sensing and irradiance transport equation”. Appl opt. 29, 1402-03.
- Roddier, F.; North C.; Graves, J. E. (1991). “A simple low-order adaptive optics system for near infra red applications”. Publ. Astron. Soc. Pac. 103, 131-49.
- Roddier, C.; Roddier, F. (1992). “Wavefront reconstruction from defocused images and the testing of ground-based optical telescopes”. J. Opt. Soc. Am. A 10, 2277-87.
- Roddier, F (1995) “Error propagation in a closed loop adaptive optics system: a comparison between a Shack Hartmann and a curvature sensor wavefront sensor”. Opt. Comm 113, 357-9.
- Roddier, F. (1999). “Adaptive Optics in Astronomy”. Cambridge University Press.
- Roggemann, M. C.; Welsh, B. (1996). “Imaging Through Turbulence”. CRC Press.

- Roth, Martin M.; Kelz, A.; Fechner, T.; Hahn, T.; Bauer, S.-M.; Becker, T.; Böhm, Pe.; Christensen, L.; Dionies, F.; Paschke, J.; Popow, E.; Wolter, D.; Schmoll, J.; Laux, U.; Altmann, W.(2005). PMAS: The Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer. I. Design, Manufacture, and Performance. The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 117, Issue 832, pp. 620-642.
- Rousset, G.; Primot, J.; Fontanella, J-C., (1987). “Visual Wavefront sensor development”. In: Workshop on adaptive optics in Solar Observations, Iest Foundation Technical report, 28, pp 17-34. University of Oslo.
- Rousset, G.; Fontanella, J. C.; Kern, P.; Gigan, P.; and Rigaut, F. (1990). “First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics”. A&A, 230:L29–L32.
- Sánchez, S. F.; Aceituno, J.; Thiele, U.; Pérez-Ramírez, D.; Alves, J. (2007). “The Night Sky at the Calar Alto Observatory”. The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 119, Issue 860, pp. 1186-1200.
- Sarazin, M.; Melnick, J.; Navarrete, J.; Lombargi, G. (2008). “Seeing is believing: New Facts about the Evolution of Seeing on Paranal”. The Messenger, No. 132-11. June 2008.
- Smith, Warren J. (2000). “Modern Optical Engineering. The design of optical systems”. Third edition. McGraw-Hill.
- SouthWell, W. H., (1980). “Wavefront stimation from wavefront slope measurements”, J. Opt. Soc. Am. 70, 998-1006
- Strohbehn, J. W. (1978). “Laser beam propagation in the atmosphere”. Springer-verlag, New York.
- Stolte, A.; Grebel, E.-K.; Brandner, W.; Figer D. F. (2002) “The mass function of the Arches cluster from Gemini adaptive optics data”. A&A 394, 459-478.
- Takato, N. (1994). “Wavefront recostruction errors of Shack-Hartmann sensors”, Plub. Astron. Soc. Pacific 106, 182-188.
- Taylor, V. A.; Jansen, R. A.; Windhorst, R. A. (2004). PASP, 116, 762.
- Tatarskii V.I. (1961). “The effect of the turbulence atmosphere on wave propagation”. U.S. Dept. of Commerce, National Technical Information Service, Springfield, VA.

- Tokovinin, A.; Thomas, S.; Vdovin, G. (2004). Using 50-mm electrostatic membrane deformable mirror in astronomical adaptive optics. *Advancements in Adaptive Optics*. Edited by Domenico B. Calia, Brent L. Ellerbroek, and Roberto Ragazzoni. Proceedings of the SPIE, Volume 5490, pp. 580-585.
- Tokovinin, A. ; Le Louarn, M. ; Sarazin, M. (2004). “Isoplanatism in a multiconjugate adaptive optics system”, *J. Opt. Soc. Am. A* 17, 1819-1827.
- Tyson, R. K. (1991). “Principles of Adaptive Optics”. Academic Press.
- Ulrich, P. B. (1988). “Hufnagle-Valley profiles for specified values of the coherence length and isoplanatic patch angle”. W. J, Associates, WJSA/MA/TN-88-013.
- Valley, G. C. (1980) *Appl. Opt*, 19, 574.
- Van Dam, M. A. and. Lane, R. G. (2002). “Wave-Front Sensing from Defocused Images by use of Wave-Front Slopes”. *Applied Optics*, Vol. 41, Issue 26, pp. 5497-5502.
- Vdovin, G. (1995). “Flexible mirror micromachined in silicon”, *Appl. Opt* 34, 2968-2972.
- Vdovin, G.; Middelhoek S.; Sarro, P. M. (1997) “Technologies and applications of micromachined silicon adaptive mirrors”, *Opt. Eng.* 36, 1382-1390.
- Vdovin, G., (1998) .*Proc. SPIE Vol. 3353*, p. 902-909, *Adaptive Optical System Technologies*, Domenico Bonaccini; Robert K. Tyson; Eds
- Wallner, E. P. (1983). “Optimal wave-front correction using slope measurements”. *JOSA A*, 73:1771– 1776.
- Wang, J. Y., and Markey, J. K., (1978) “Modal compensation of atmospheric turbulence distortion”. *J. Opt. Soc. Am.* 68, 78-87
- Wang, J.Y., and Silva, D.E. (1980) “Wavefront interpretation with Zernike polynomials”, *Appl. Opt.* 19, 1510-1518.
- Wang, P.K.C. and Hadaegh, F.Y., (1996) “Computation on static shapes and voltages for micromachined deformable mirrors with nonlinear electrostatic actuators”. *J. Microelectromech. Syst.* 5, 205-220.
- Wangsness, R. K. Wangsness, (1993) “Campos Electromagnéticos”, 8ª Ed., Limusa.

- Watson, Linda C.; Martini, Paul; Dasyra, Kalliopi M.; Bentz, Misty C.; Ferrarese, Laura; Peterson, Bradley M.; Pogge, Richard W.; Tacconi, Linda J. (2008). First Stellar Velocity Dispersion Measurement of a Luminous Quasar Host with Gemini North Laser Guide Star Adaptive Optics. *The Astrophysical Journal*, Volume 682, Issue 1, pp. L21-L24.
- Weiss, A.; Hippler, S.; Kasper, M.; Woeder, N.; Quartel, J. (2002). “Simultaneous measurements of the Fried parameter  $r_0$  and the isoplanatic angle  $\theta_0$  using SCIDAR and adaptive optics - First results”. *Astronomical Site Evaluation in the Visible and Radio Range. ASP Conference Proceedings*, Vol. 266. Edited by J. Vernin, Z. Benkhaldoun, and C. Muñoz-Tuñón. ISBN: 1-58381-106-0. San Francisco, Astronomical Society of the Pacific, 2002., p.86.
- Westlake, J.R. (1968). “A handbook of numerical matrix inversion and solution of linear equations” (New York: Wiley).





