



INAOE

Modelado de la Sensibilidad Espectrofotométrica de OFIUCO

Por
Yaritza del Rosario Borroel Duran

Tesis presentada en cumplimiento parcial de los requisitos para obtener
el grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS EN LA ESPECIALIDAD DE ASTROFÍSICA

En el

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica
Marzo 2021
Tonantzintla, Puebla

Asesores:

Dr. Fernando Fabián Rosales Ortega , INAOE
Dra. Perla Carolina García Flores, INAOE

©INAOE 2021

Todos los derechos reservados

Por la presente, el autor otorga al INAOE permiso para reproducir y
distribuir copias de este documento de tesis en su totalidad o en parte.



Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Coordinación de Astrofísica

Tesis:

**MODELADO DE LA SENSIBILIDAD
ESPECTROFOTOMÉTRICA DE OFIUCO**

Una tesis presentada en cumplimiento parcial para obtener el grado de maestría
en la especialidad de astrofísica

Asesorada por:

Dr. Fernando Fabián Rosales Ortega

Dra. Perla Carolina García Flores

*Dedicado especialmente a mi abuela,
por su apoyo y motivación.*

Agradecimientos

Agradezco a mis asesores, el Dr. Fabián Rosales y la Dra. Perla García, por darme la oportunidad de trabajar en este proyecto, por su paciencia y todo su apoyo durante este proceso.

Al Dr. Edgar Castillo, por ser un gran guía a lo largo de este trabajo y por compartir su vasto conocimiento.

Al Dr. Manuel Corona, gracias por su confianza y consejos durante los altibajos que conformaron esta trayectoria.

A la Dra. Dulce Murias, por su apoyo y por compartir su conocimiento en el área de películas delgadas.

Al Dr. Guillermo Torales, quien me abrió las puertas durante la licenciatura y eso me ha permitido buscar nuevos objetivos.

Gracias al CONACyT y al pueblo mexicano que contribuyen para que todo esto sea posible.

Resumen

OFIUCO (Optical Fourier Transform Imaging Unit for Cananea Observatory) es un nuevo espectrómetro de transformada de Fourier de imagen que se instalará en el telescopio del Observatorio Astrofísico Guillermo Haro (OAGH) en Cananea, Sonora. Este instrumento se utilizará para el análisis de las líneas de emisión visibles (400 - 800 nm) en un campo de visión de 6×6 minutos de arco, fotografiado en un CCD de 1024×1024 píxeles con una escala de placa de 0.355 segundos de arco por píxel.

En este trabajo hemos modelado el interferómetro de OFIUCO en Zemax con la finalidad de obtener interferogramas lo mas cercano posible a los obtenidos experimentalmente en términos de alineación y transmisión. Por otro lado, es necesario acoplarlo al plano imagen de un reductor focal conectado al telescopio de Cananea, por lo que diseñamos el acoplamiento óptico (colimador-cámara) para OFIUCO; también se diseñó una película antirreflejante (AR) para lograr una mayor transmisión en el acoplamiento y el reductor. El rendimiento se evaluó usando la configuración del detector con ruido de lectura bajo y ganancia moderada ($24.5 e^-/\text{seg/píxel}$ y $15.8 e^-/\text{ADU}$, respectivamente) y estimando la transmisión, la magnitud de punto cero y las magnitudes límite para fuentes puntuales. Luego, se estimó la resolución espectral mediante el criterio de Nyquist, definida por la diferencia de camino óptico (OPD, por sus siglas en inglés) del espejo móvil (el espejo móvil ofrece un recorrido máximo de 52 mm) y el número de orden. Por último, obtuvimos el alcance de OFIUCO para fuentes extendidas, a través de una comparación con los datos obtenidos por un instrumento que opera con la misma configuración.

Abstract

OFIUCO (Optical Fourier Transform Imaging Unit for Cananea Observatory) is a new image Fourier transform spectrometer to be installed at the Guillermo Haro Astrophysical Observatory (OAGH) telescope in Cananea, Sonora. This instrument will be used for the analysis of visible emission lines (400 - 800 nm) in a field of view of 6×6 arc minutes, photographed on a CCD of 1024×1024 pixels with a scale plate of 0.355 arcsec per pixel.

In this work we have modeled the OFIUCO interferometer in Zemax in order to obtain interferograms as close as possible to those obtained experimentally in terms of alignment and transmission. On the other hand, it is necessary to couple it to the image plane of a focal reducer connected to the Cananea telescope, so we designed the optical coupling (collimator-camera) for OFIUCO; An anti-reflective (AR) film was also designed to achieve a higher transmission at the coupling and reducer. The performance was evaluated using the detector configuration with low read noise and moderate gain ($24.5 e^-/\text{sec/pixel}$ y $15.8 e^-/\text{ADU}$, respectively) and estimating the transmission, the zero point magnitude and limiting magnitudes for point sources. Then, the spectral resolution was estimated using the Nyquist criterion, defined by the optical path difference (OPD) of the moving mirror (the moving mirror offers a maximum travel of 52 mm) and the order number. Finally, we obtained the scope of OFIUCO for extended sources, through a comparison with the data obtained by an instrument that operates with the same configuration.

Índice general

Agradecimientos

1. Introducción	1
1.1. Espectroscopía	2
1.1.1. Rejillas de difracción	2
1.2. Espectroscopía bidimensional (2D)	6
1.3. Técnicas instrumentales	7
1.3.1. Espectrómetros dispersivos	10
1.3.2. Espectrómetros basados en filtros	10
1.3.3. Espectroscopia bidimensional de transformada de Fourier	12
1.4. Instrumentos IFTS	13
1.4.1. SITELLE	13
1.5. Justificación	16
1.6. Objetivos	18
2. Fundamentación de un IFTS	19
2.1. Interferómetro de Michelson	19
2.2. Espectroscopía IFTS y Dispersiva	25
2.2.1. Ventaja de Jacquinot	25
2.2.2. Ventaja de Fellgett	27
2.3. Modelado del interferómetro de Michelson	28
2.3.1. Fuente de luz láser	29
2.3.2. Filtro espacial	29
2.3.3. Divisor de haz y espejos planos	32
2.3.4. Resultados	33
3. Diseño del Acoplamiento Óptico	36
3.1. Introducción	36
3.2. Parámetros iniciales	37
3.2.1. Escala de placa	37
3.3. Óptica del telescopio OAGH	39
3.3.1. Materiales disponibles	39
3.4. Diseño óptico	40
3.4.1. Formación de imágenes	40
3.4.2. Colimador	42
3.4.3. Cámara	43

3.4.4. Análisis	45
3.5. Recubrimientos ópticos	47
3.5.1. Diseño de películas antirreflejantes	48
3.5.2. Modelado de la reflectancia del telescopio del OAGH	49
3.6. Resumen	50
4. Evaluación del rendimiento de OFIUCO	51
4.1. Introducción	51
4.2. Características del detector	52
4.2.1. Conversión de ganancia	53
4.3. Rendimiento	55
4.3.1. Fotometría	58
4.3.2. Magnitud límite	60
4.3.3. Resolución Espectral	62
5. Fuentes extendidas y comparación con la literatura	66
5.1. Aplicación al estudio de NCG 628	66
5.1.1. Observaciones de NGC 628 con SITELLE	67
5.1.2. Comparación entre datos de SITELLE y el modelo para OFIUCO	69
6. Conclusiones	71
6.1. Trabajo futuro	72
6.1.1. Un IFTS para el proyecto TSPM 6.5 metros	75
A. Aberraciones	77
B. Cálculos	80

Capítulo 1

Introducción

La espectroscopía es una técnica que estudia la interacción de la radiación electromagnética con la materia. La radiación electromagnética en una imagen clásica es una onda viajando, con campos eléctricos y magnéticos ortogonales cuyas amplitudes varían en el tiempo, y su propagación está descrita por la ecuación de onda, la cual se deriva de las ecuaciones Maxwell. Como sabemos esta onda porta información sobre la fuente que la genera y podemos hacer un modelo cuando conocemos su frecuencia, amplitud y fase que componen la onda variante en el tiempo, aunque en el análisis se considera únicamente el campo eléctrico, ya que la amplitud y fase del campo magnético están linealmente relacionados con el campo eléctrico.

Además del estudio de la radiación electromagnética, la espectroscopía también involucra las interacciones de otros tipos de partículas, como neutrones, electrones y protones, que se utilizan para investigar la materia, el desarrollo de nuevas técnicas experimentales, así como la sofisticación de las que ya existen.

Así pues, la espectroscopía es una técnica observacional, fundamental en la astrofísica moderna. Observando y analizando los espectros se puede determinar la naturaleza de los objetos observados, la mayor parte de lo que sabemos acerca del universo viene del estudio de la interacción de la energía electromagnética y la materia, lo que hace de la espectroscopia una técnica indispensable para comprender el mundo que nos rodea. El objetivo principal de la espectroscopia es obtener la distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) de las fuentes astronómicas, es decir, el flujo de energía obtenido en cada longitud de onda; de esta manera se puede calcular un importante número de propiedades físicas de objetos astronómicos como: temperatura, distancia, composición química, rotación, densidad, etc. Hoy en día existe una lista finita de técnicas espectroscópicas, la selección de cada una de estas técnicas depende profundamente de las capacidades del instrumento y de los casos científicos.

Una de las formas en las que se puede clasificar los campos de estudio de la astronomía observacional es tomando como criterio el rango del espectro electromagnético que se desea analizar. Por ejemplo, al estudiar el universo en diferentes longitudes de onda se pueden encontrar una gran diversidad de condiciones físicas. Las observaciones espectroscópicas hechas por los astrónomos en el rango visible (360 - 980 nm) ha permitido hallar evidencias acerca de la composición química, condiciones físicas y, por medio del efecto Doppler, la identificación de importantes indicios acerca del movimiento de objetos celestes. De esta manera, una resolución espectral flexible en un

instrumento astronómico con un amplio campo de visión (FoV, por sus siglas en inglés), permitiría una diversa exploración del universo.

1.1. Espectroscopía

Un espectrómetro es un instrumento que se utiliza para estudiar las propiedades de las ondas electromagnéticas en función de su longitud de onda, frecuencia o energía. La propiedad que se mide suele ser la intensidad, pero también se pueden medir otras variables como la polarización. Técnicamente, un espectrómetro puede funcionar en cualquier rango del espectro electromagnético, pero la mayoría opera en una región particular. Hay varios procesos mediante los cuales la radiación se puede separar en las longitudes de onda que la componen. Las más simple es utilizar una serie de filtros colocados antes del detector para aislar regiones particulares. La resolución espectral de un espectrómetro R se define como:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (1.1)$$

donde λ es la longitud de onda en operación y $\Delta\lambda$ es el intervalo de longitud de onda mas pequeño que puede ser resuelto.

Un segundo método se basa en la refracción diferencial y da como resultado espectrómetros basados en prismas. Estos últimos todavía se utilizan en astronomía; sin embargo, la mayoría de los espectrómetros astronómicos modernos utilizan efectos de interferencia para producir espectros tales como: rejillas de difracción, interferómetros Fabry-Pérot y los espectrómetros de transformada de Fourier. Los espectrómetros se pueden clasificar principalmente en tres tipos según sus principios de funcionamiento: instrumentos dispersivos, basados en filtros y por transformada de Fourier, sus características más importantes se mencionan más adelante en este capítulo.

Así, con un prisma objetivo podemos separar las líneas de emisión y de esta manera clasificar objetos extragalácticos, como los núcleos activos de galaxias (AGNs por sus siglas en inglés). Generalmente en los espectros de estos AGNs, aparecen líneas permitidas (por ejemplo H_α y H_β) y líneas prohibidas (por ejemplo [OIII] 4959 y [OIII] 5007); estos niveles también se encuentran concentrados en gases de extremadamente baja densidad, plasmas, nebulosas planetarias y regiones HII.

1.1.1. Rejillas de difracción

Una red de difracción es un conjunto repetitivo de elementos de reflexión o transmisión, separados por una distancia equiparable a la longitud de onda de la radiación bajo estudio. La utilidad de la red se basa en la existencia de un grupo de ángulos discretos a lo largo de los cuales, para un determinado espaciado d entre las ranuras de la rejilla, la radiación difractada entre cada faceta esté en fase con la radiación difractada de cualquier otra, combinándose de forma constructiva. La ecuación que relaciona todos los parámetros fundamentales de una rejilla de difracción se denomina ecuación de la rejilla, y es la siguiente:

$$d(\text{sen}\alpha \pm \text{sen}\beta) = m\lambda, \quad (1.2)$$

el signo positivo se utiliza para rejillas de reflexión y el negativo para rejillas de transmisión. Para una rejilla de difracción dada, con una separación d , a una longitud de onda λ y un ángulo de incidencia α , la ecuación satisface varios valores del ángulo de difracción β . Los valores enteros m representan un orden de difracción o un orden espectral.

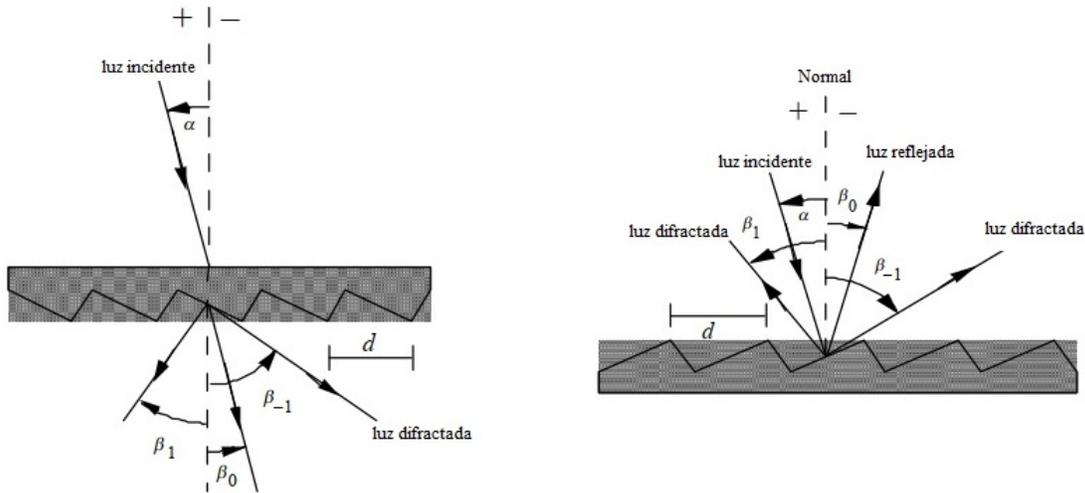


Figura 1.1: Difracción por rejilla plana. Un haz de luz monocromática de longitud de onda λ incide sobre una rejilla y se difracta a lo largo de varias trayectorias discretas. La convención de signos para los ángulos α y β se representan mediante los signos + y - a cada lado de la normal de la rejilla. La figura de la izquierda representa una rejilla de transmisión: los rayos difractados se encuentran en el lado opuesto del rayo incidente. La figura de la derecha representa una rejilla de reflexión: los rayos incidentes y difractados se encuentran en el mismo lado de la rejilla [1].

De acuerdo con la ecuación de la rejilla de difracción, los ordenes solo pueden existir bajo la restricción de $\frac{m\lambda}{d} < 2$, que asegura que el haz de la longitud de onda λ sea difractado sólo en un número finito de ordenes positivos y negativos dentro del rango [1].

Una rejilla de difracción produce varios espectros, uno para cada orden espectral, el mismo espectro se repite en los diferentes ordenes de difracción, solo el orden cero es luz blanca. Los espectros se superponen, es decir, dos colores de diferentes ordenes pueden superponerse si sus ángulos de difracción β son iguales. Dado que d y β son los mismos, la condición para la superposición de espectros es [2]:

$$m_1\lambda_1 = m_2\lambda_2. \quad (1.3)$$

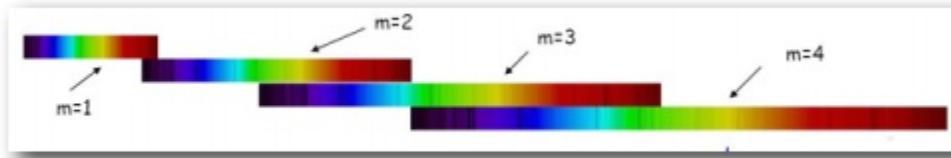


Figura 1.2: Superposición de Ordenes

Algunas de las propiedades fundamentales de la rejilla de difracción se describen a continuación [3]:

- **El poder de resolución** de una rejilla es una medida de su habilidad para separar líneas espectrales adyacentes. Es usualmente expresada como una cantidad adimensional:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (1.4)$$

Donde $\Delta\lambda$ es el límite de resolución, la diferencia en longitudes de onda entre dos líneas con la misma intensidad que pueden ser resueltas. De acuerdo con el criterio de Rayleigh (usado para determinar $\Delta\lambda$) los máximos de intensidad de dos longitudes de onda vecinas se pueden resolver si el máximo de intensidad de una longitud de onda coincide con el mínimo de intensidad de la otra longitud de onda. El poder de resolución teórico de una rejilla de difracción plana esta dada por [1]:

$$R = mN, \quad (1.5)$$

donde m es el orden de difracción y N es el número total de ranuras iluminadas en la superficie de la rejilla. Reemplazando m por la ecuación de la rejilla en la ecuación (1.5) tenemos:

$$R = \frac{Nd(\text{sen}\alpha + \text{sen}\beta)}{\lambda}, \quad (1.6)$$

R no depende explícitamente del orden espectral o del número de ranuras; estos parámetros están contenidos dentro del ancho de la rejilla y de los ángulos de incidencia y difracción. Tal que,

$$|\text{sen}\alpha + \text{sen}\beta| < 2. \quad (1.7)$$

Si el espaciado de las ranuras d es uniforme sobre la superficie de la rejilla, y si el sustrato de la rejilla es plano, la cantidad Nd es simplemente el ancho de la rejilla W , entonces el máximo poder de resolución alcanzable es [1]:

$$R_{MAX} = \frac{2W}{\lambda}. \quad (1.8)$$

- **El ancho de banda** B de un sistema espectroscópico es el intervalo de longitud de onda de la luz que pasa a través de la rendija de salida (o cae sobre un elemento detector). El paso de banda instrumental de un espectrómetro óptico depende tanto de las dimensiones de la imagen de la rendija de entrada como de las dimensiones de la rendija de salida. Se puede estimar por medio del producto del ancho de la abertura de salida w y el recíproco de la dispersión lineal P [1]:

$$B \approx P w'. \quad (1.9)$$

En el diseño de espectrómetros ópticos, los anchos de las rendijas de entrada y salida se eligen equilibrando la resolución espectral, que mejora a medida que las rendijas se vuelven más estrechas, y el rendimiento óptico que mejora a medida que las rendijas se ensanchan.

- **La eficiencia** y su variación con la longitud de onda y el orden espectral son características importantes de una red de difracción. La eficiencia se define como el flujo de energía (potencia) de la luz monocromática difractada en el orden que se mide, en relación con el flujo de energía de la luz incidente. Las rejillas de alta eficiencia son deseables por varias razones, una rejilla con alta eficiencia es más útil que una con menor eficiencia para medir líneas de transición débiles en espectros ópticos. El control sobre la magnitud y la variación de la energía difractada con la longitud de onda se le conoce como *blazing* [1].

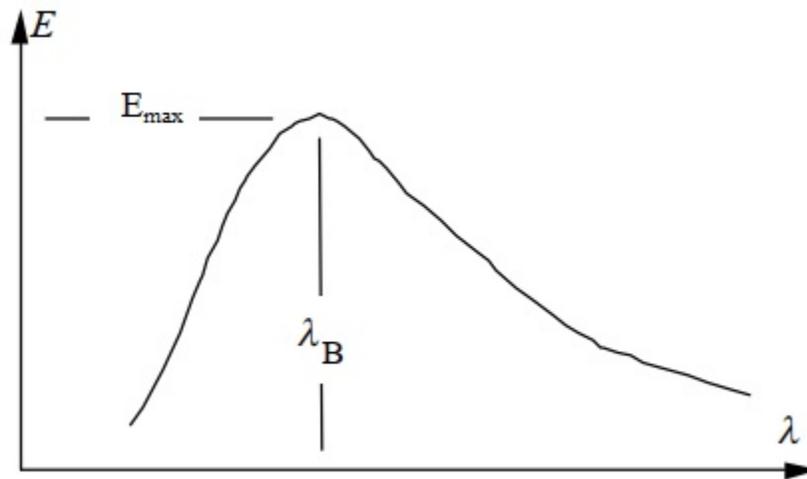


Figura 1.3: Curva típica de la eficiencia de la rejilla. La curva muestra la eficiencia E de una rejilla para un orden espectral m dado y la longitud de onda difractada λ . El pico de la eficiencia E_{\max} ocurre en la longitud de onda *blaze* λ_B [1].

Una curva típica de eficiencia (ver Figura 1.3) muestra la relación entre la eficiencia difractada absoluta y la longitud de onda difractada λ . Por lo general, una curva de este tipo muestra un único máximo, en la longitud de onda máxima (o longitud de onda de blaze) λ_B . Esta curva corresponde a un orden m de difracción dado; el pico de la curva disminuye en magnitud y se desplaza hacia longitudes de onda más cortas a medida que m aumenta. La curva

de eficiencia también depende de los ángulos de uso es decir, los ángulos de incidencia y difracción. Además, la curva depende de la separación de las ranuras d o mejor dicho del factor adimensional λ/d [1].

1.2. Espectroscopía bidimensional (2D)

Desde principios de 1980, el deseo de adquirir información espectral y espacial simultáneamente en una sola exposición motivó a varios grupos a desarrollar espectrógrafos de campo integral para telescopios astronómicos. El objetivo era obtener conjuntos de datos bidimensionales, que deberían generarse a partir de una sola exposición en condiciones de observación idénticas. La espectroscopía 2D consiste en producir un cubo de datos de una cantidad escalar relacionada a la densidad de flujo como función tanto de las coordenadas espaciales en el campo de visión como en la longitud de onda: $I(X,Y,\lambda)$.

Se han desarrollado dos clases de espectrómetros 2D, instrumentos que proporcionan información espectral en varios puntos de un campo astronómico: los espectrómetros multi-objeto (MOS, por sus siglas en inglés) y los espectrómetros de campo integral (IFS, por sus siglas en inglés) [4]. Con campos de visión de varios minutos de arco en los que se obtienen datos espectrales solo en las regiones seleccionadas, los MOS se favorecen como complementos espectroscópicos de los estudios de imágenes extragalácticas. Con un IFS, los espectros espacialmente resueltos se registran en todos los puntos del campo.

La espectroscopía de campo integral se define como un método de observación astronómica, que en una sola exposición genera múltiples espectros simultáneamente, sobre un campo de visión bidimensional en el cielo. Independientemente de la técnica o espectrógrafo utilizado para obtener los datos, el producto final es un cubo de datos, con ejes de x , y (ejes espaciales) y λ . IFS intenta resolver las principales desventajas de la espectroscopía tradicional de rendija larga (se describe brevemente en la siguiente sección): (1) Cuando se aplica a objetos extendidos, la espectroscopía de rendija larga puede sufrir significativamente de pérdidas de rendija, ya sea debido a desajustes en el ancho de la rejilla y el tamaño del objeto o a la refracción atmosférica diferencial (DAR, por sus siglas en inglés) dependiente de la longitud de onda; (2) información dependiente de la posición extremadamente limitada (esto puede ser un problema importante para objetos extendidos). Para resolver estos problemas, se requiere la capacidad de registrar simultáneamente los espectros de cada parte del objeto extendido. Técnicamente, el problema (2) puede abordarse con una rendija larga al pasarla a través del objetivo y registrar exposiciones separadas para cada posición, pero esto es ineficiente en el tiempo, debido al gran número de exposiciones necesarias para cubrir todo el campo [5].

Para cubrir un campo más grande, la solución consiste en pavimentar el campo con múltiples IFUs (Unidades de Campo Integral). Con el progreso de las IFUs, se han desarrollado instrumentos que combinan tanto la espectroscopia de campo integral en campos pequeños como en campo amplio, con el concepto de múltiples IFU desplegadas. Esta capacidad proporciona espectros resueltos espacialmente en longitudes de onda ópticas e infrarrojas, simultáneamente en varios objetivos en un campo amplio.

1.3. Técnicas instrumentales

El primer espectro astronómico a través de una fibra se obtuvo en 1978, y la primera espectroscopía de fibra óptica de objetos múltiples se realizó utilizando el telescopio Steward Observatory 2.3 m solo un año después [6]. Casi al mismo tiempo, se utilizó la flexibilidad de diseño que ofrecen las guías de onda ópticas para construir el primer prototipo de haz de fibras, que se instaló en el telescopio Mauna Kea de 2.2 m. Comprende un total de 169 fibras, que cubren una huella hexagonal de 27" X 43" con un factor de relleno del 75 % y un diámetro de fibra proyectado en el cielo de 0.42". Se previeron 36 fibras adicionales, para la sustracción del fondo del cielo [5].

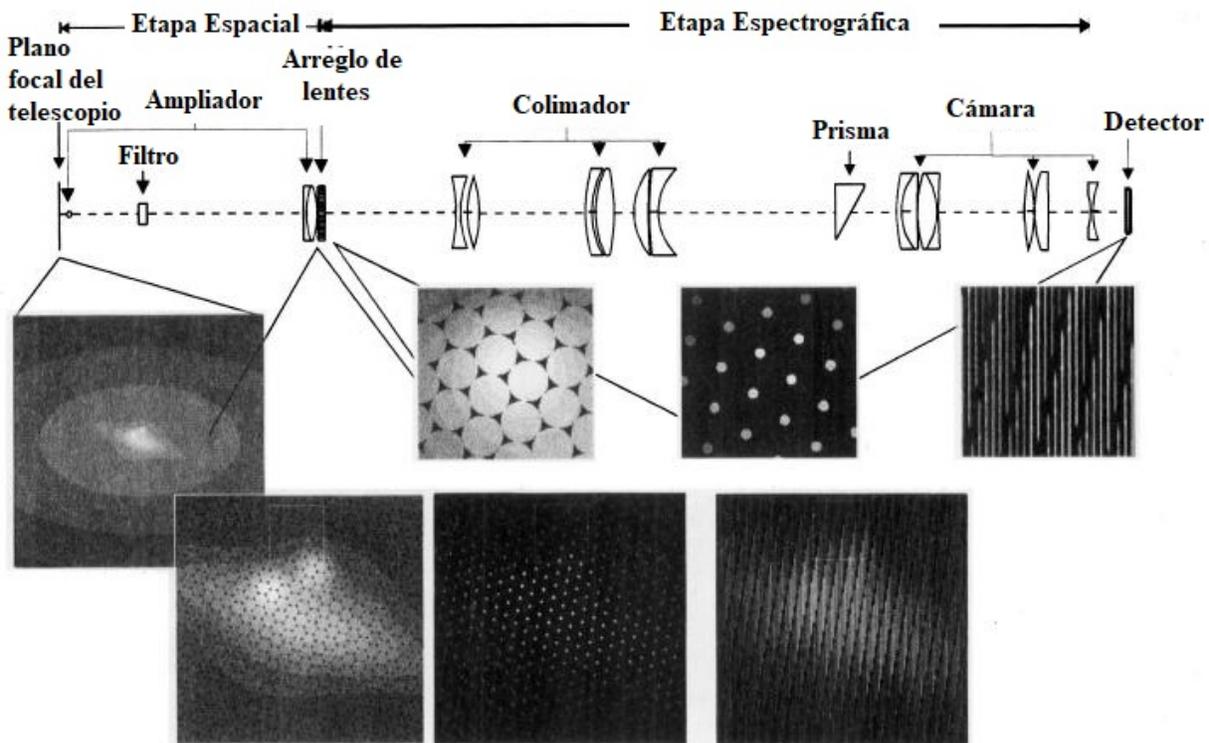


Figura 1.4: Diseño óptico de TIGER. Cubre un rango espectral de 0.35 a 1 μm . Dependiendo de la configuración en operación, puede cubrir un campo de visión de 40×40 segundos de arco para una resolución espacial de 0.16 segundos de arco, alcanzando resoluciones espectrales medias $R \sim 1800$.. [5].

Las IFUs de haz de fibras tienen la ventaja de que son conceptualmente simples y de que se pueden unir a espectrógrafos pre-existentes. Sin embargo, algunas deficiencias pronto condujeron a diseños alternativos, en particular, el inconveniente inevitable de los haces de fibra que tienen factores de relleno inferiores a la unidad. Una forma de superar esta deficiencia era usar un dispositivo óptico, una matriz de lentes en el plano óptico del telescopio. Una matriz contigua de microlentes de forma cuadrada o hexagonal no sufre espacio muerto entre elementos espaciales adyacentes. En 1987 el primer conjunto de lentes IFU "TIGER" vio la primera luz en el CFHT (Telescopio Hawai-Francia y Canadá). El instrumento TIGER no solo fue pionero en términos de innovación tecnológica, sino que también fue bastante exitoso con logros científicos, por ejemplo el estudio cinemático del doble núcleo en M31 [5]. La Figura 1.4 muestra el diseño óptico de TIGER y algunos

de sus parámetros de observación.

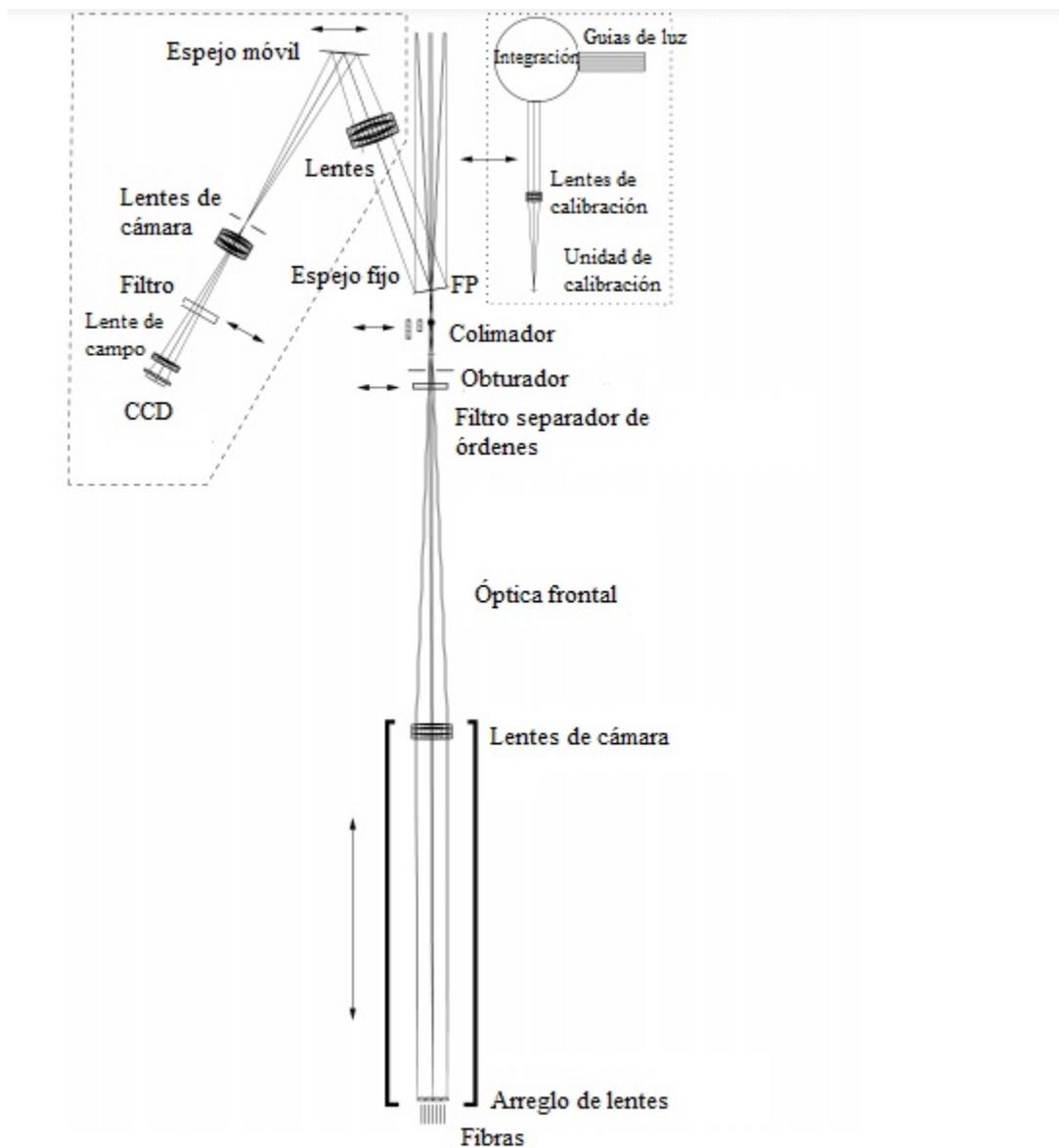


Figura 1.5: PMAS: Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer. Es un espectrómetro de campo integral construido por el Instituto Astrofísico de Potsdam e instalado en el telescopio de 3.5m en Calar Alto. Optimizado para cubrir el rango de longitudes de onda de 0.35 a $1 \mu m$, su principio de operación se basa en el conjunto de lentes - paquete de fibras. Proporciona una resolución espectral baja a media de 1.5 , 3.2 y 7 \AA . Cubre un campo de visión en un área hexagonal de $65'' \times 74''$ [7]. Incluye un Fabry-Pérot de escaneo en combinación con la unidad de campo integral (modo PYTHEAS, consultar [8]): todos los órdenes de interferencia son observados simultáneamente, los cuales son separados por una rejilla. Después del escaneo de un solo rango espectral del FP, se obtienen los datos de todos los elementos espectrales. Para lograr una alta resolución espacial se muestrea el campo de visión con un arreglo bidimensional de microlentes, colocado en la entrada del espectrómetro.

En el proceso de desarrollo de los diseños de línea base para IFS, es decir, haz de fibras versus arreglo de lentes, quedó claro que los dos son en gran medida complementarios entre sí: gran cobertura de longitud de onda, muestreo espacial relativamente grueso y número de espectros moderado, versus cobertura de longitud de onda moderada, muestreo espacial óptimo y gran número de espectros. Se encontró que para ciertos problemas de observación sería deseable combinar las propiedades superiores de muestreo espacial de las matrices de lentes con la gran cobertura de longitud de onda del haz de fibras IFS. Como resultado de lo anterior, se desarrollaron las IFU híbridas de conjunto de lentes - paquete de fibras. La primera implementación de este tipo de IFU ocurrió en el instrumento MPFS (Espectrógrafo de Campo de Pupilas Múltiples) en el foco principal del telescopio Selentchuk de 6 m en 1997. Los diseños basados en fibra y matriz de lentes han dominado el diseño de la primera generación de IFS [6]. Otros IFS usando este principio son SPIRAL (Segmented Pupil/Image Reformatting Array of Lenslet) en el telescopio Anglo-Australiano (AAT, por sus siglas en inglés) y PMAS (Potsdam Multi-Aperture Spectrophotometer, por sus sigla en inglés) en el telescopio de 3.5m en Calar Alto (Figura 1.5), por mencionar algunos.

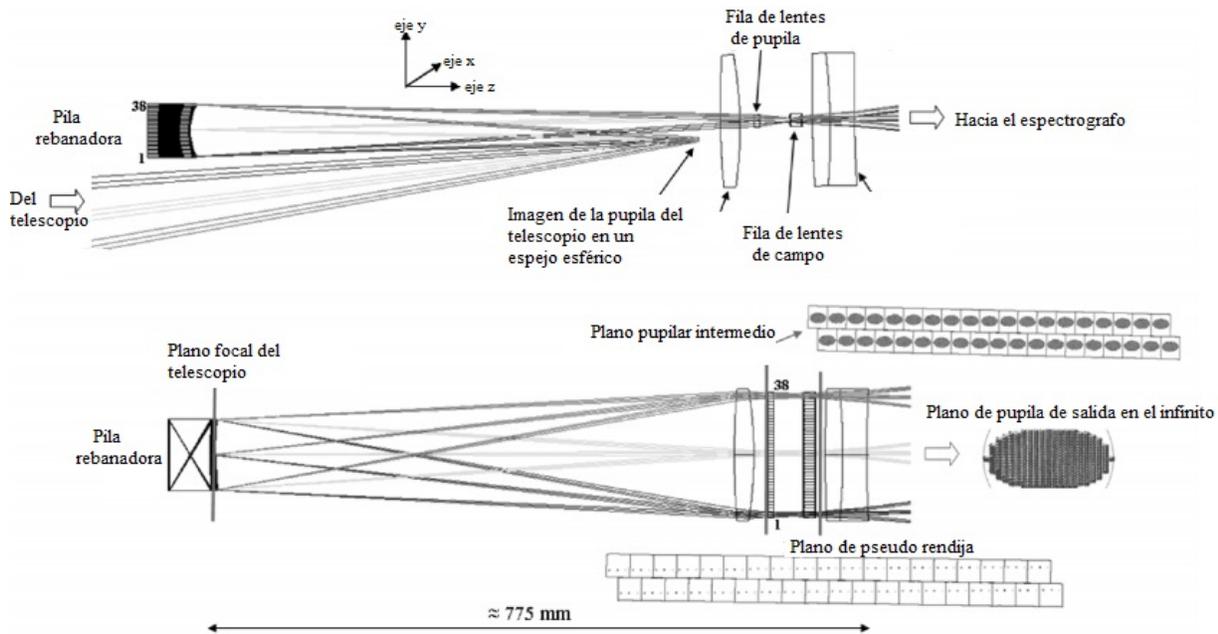


Figura 1.6: Diseño óptico del rebanador de imágenes MUSE, combina dos modos de campo de visión para el rango espectral de 460-940 nm: $1' \times 1'$ con una resolución espectral de 3000 y espacial de $0.2''/\text{píxel}$; y acoplado a la óptica adaptativa con un campo de $7.5' \times 7.5'$ con $0.025''/\text{píxel}$ [9].

Dado el número bastante limitado de *spaxels* (elementos espaciales) en comparación con los detectores de imágenes directas, y también considerando el uso ineficiente del espacio del detector, se introdujo el principio de slicer para los instrumentos “2D” [10]. El instrumento fue diseñado para el infrarrojo cercano, es una combinación de rebanadores de imágenes y un espectrómetro de rendija larga enfriado con nitrógeno líquido. El método de rebanado genera un manojito de espectros de rendija larga, correspondiente a una serie de cortes paralelos en el plano de la imagen. A diferencia de las IFU de matriz de fibras y lentes, el cielo se proyecta directamente sobre el detector, mientras que en el primer caso las caras de los extremos de las fibras o micropupilas se proyectan en el plano focal. Por lo tanto, el área del detector se llena de manera óptima con espectros contiguos y no

se pierde espacio debido a las compuertas. [6]. La Figura 1.6 muestra el diagrama simplificado de MUSE (Multi Unit Spectroscopic Explorer), un espectrómetro de unidad múltiple instalado en el telescopio VLT (Very Large Telescope) de 8m en enero del 2014.

1.3.1. Espectrómetros dispersivos

Los espectrómetros dispersivos generan espectros separando ópticamente la radiación entrante en su frecuencia o componentes espectrales. Los elementos dispersivos comunes incluyen prismas y rejillas.

Espectrómetros con rejilla de ranura larga

Cuando se observa un objeto extendido, se puede usar con ventaja una rendija mucho más larga de lo normal. El objeto debe guiarse a una posición fija en la rendija con un alto grado de precisión. El espectro final da, en todo su ancho, espectros individuales para cada parte del objeto que cae sobre la rendija. Una forma de obtener imágenes espectrales de campo amplio es utilizando un espectrómetro de rejilla con ranura larga (LSGS, por sus siglas en inglés), moviendo la rejilla en forma de barrido para mapear la región de interés. En la siguiente ecuación se relaciona la resolución espectral de un espectrómetro de rejilla con el ancho de la rejilla [11]:

$$R = \frac{2 \operatorname{sen} \alpha}{\theta} \times \frac{W_G}{D_T}. \quad (1.10)$$

Donde α es el ángulo de incidencia, θ es el ancho angular de la rendija, W_G es el ancho de la rejilla y D_T es el diámetro del telescopio, lo que significa que cuánto mayor sea la resolución espectral, el ancho de la rendija deberá ser menor, especialmente cuando el diámetro del telescopio incrementa. Para cubrir un campo amplio a alta resolución espectral, el número de apuntados del telescopio de rendija estrecha será muy grande. Además, con un LSGS de alta resolución, será pequeño en el dominio espectral ya que para obtener la imagen de altura completa de la rendija, se requiere un solo orden de rejilla escalonada. En consecuencia, este modo de imagen no se usa para altas resoluciones espectrales y campos espectrales amplios u objetos extendidos que cubren un campo amplio [11].

1.3.2. Espectrómetros basados en filtros

Los espectrómetros basados en filtros, utilizan uno o más filtros de absorción o interferencia para transmitir el rango de longitud de onda seleccionado (figura 1.7). A medida que el haz pasa a través del filtro, algunos de sus componentes espectrales se bloquean mediante un proceso de absorción o interferencia, mientras los elementos espectrales deseados son transmitidos. Una configuración comúnmente utilizada es el sistema de rueda de filtros, este sistema consta de varios filtros con diferentes respuestas de longitud de onda, se selecciona una banda espectral colocando la rueda de tal manera que el haz caiga sobre un filtro en particular. En esta configuración, solo se pueden seleccionar unas pocas bandas discretas en lugar de un espectro continuo [12].

Existe otro sistema basado en filtros, es el instrumento de filtro inclinado. En este instrumento se selecciona una banda espectral cambiando al ángulo de incidencia del haz sobre el filtro. Sin

embargo, el rango de sintonización de la longitud de onda está bastante limitado a aproximadamente ± 3 de la longitud de onda central [12].

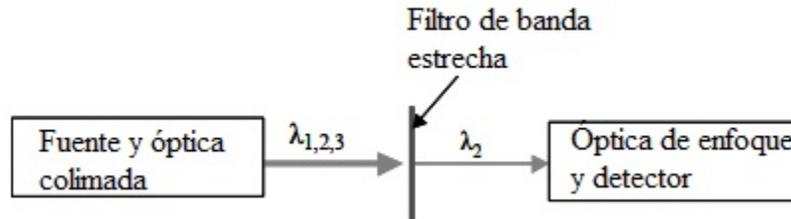


Figura 1.7: Esquema de un espectrómetro basado en filtro. El filtro selecciona el rango de longitud de onda transmitido, a través de un proceso de absorción o interferencia [12].

Interferómetro de Fabry-Pérot

El interferómetro de imagen Fabry-Pérot es un instrumento basado en filtros, las aplicaciones de esta técnica se remontan a principios de 1970, cuando se utilizó el interferómetro fotográfico Fabry-Pérot para determinar el campo de velocidad H_α en M51 [13]. Los interferómetros en modo imagen han sido de uso común durante mucho tiempo, tanto en longitudes de onda ópticas como en el infrarrojo, para estudiar la distribución y el campo de velocidad de las regiones gaseosas extendidas desde una línea de emisión de gas. La resolución espectral R depende del orden de interferencia m que se utiliza para analizar el perfil de línea. Para alcanzar una alta resolución espectral se requiere un alto orden m y una gran delicadeza F , relación del intervalo entre dos picos consecutivos de la función Airy por el ancho total del pico a la mitad del máximo. Para un espaciado dado el campo de visión máximo que puede ser aceptado por el F-P está determinado por el diámetro del anillo en el que el contraste de franjas se vuelve nulo. Se obtiene más fácilmente una finura mayor en un rango espectral estrecho. Las resoluciones espectrales con FaNTOmM (Fabry-Pérot of New Technology for the Observatoire du mont Megantic) oscilan entre 7950 (resolución media) y 21000 (alta resolución), según el orden en uso [11].

$$R = m \times F. \quad (1.11)$$

Para un espaciado dado, el campo de visión máximo que puede ser aceptado por el F – P está determinado por el diámetro del anillo en el que el contraste de franjas en la matriz de detectores se vuelve nulo. Se obtiene más fácilmente una alta delicadeza (≥ 50) en un rango espectral estrecho, por lo que se han construido imágenes especializadas F – Ps para realizar estudios en una línea, en particular H_α , un buen indicador de la tasa de formación de estrellas en las galaxias. En conclusión, las imágenes de alta resolución F – P se pueden lograr en dominios espectrales muy diferentes, en campos de varios minutos de arco, pero estrictamente en un rango espectral muy estrecho, permitiendo estudiar una sola línea ajustada a F – P [11], sin embargo, no se considera un IFS porque las observaciones a diferentes λ no son simultáneas.

1.3.3. Espectroscopia bidimensional de transformada de Fourier

El Espectrómetro de Transformada de Fourier de Imagen (IFTS, por sus siglas en inglés), está basado en el interferómetro de Michelson, pero con algunos cambios introducidos en el diseño clásico del interferómetro. Un IFTS es básicamente un interferómetro de Michelson con un espejo fijo y un espejo móvil, insertado en el haz colimado del sistema de la cámara, equipado con un detector [12].

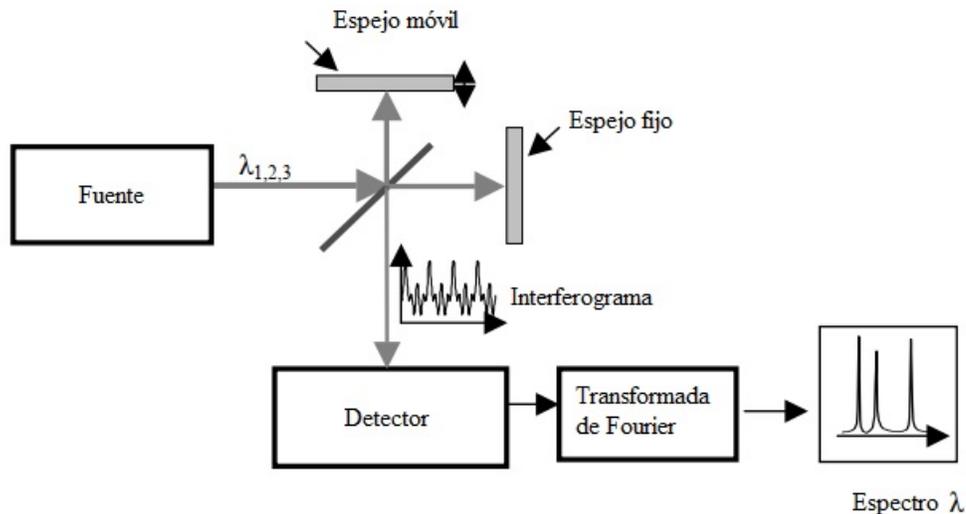


Figura 1.8: Espectrómetro de transformada de Fourier utilizando un interferómetro de Michelson. El interferograma contiene la información de frecuencia de la fuente modulada en el dominio del tiempo en función del desplazamiento del espejo móvil. La transformada de Fourier del interferograma obtiene el espectro [14].

Un espectrómetro de transformada de Fourier (FT, por sus siglas en inglés) genera el espectro de su fuente de radiación modulándola en el dominio del tiempo a través de la interferencia, que luego es la transformada de Fourier (ver figura 1.8). En un IFTS la entrada (el campo de visión) se visualiza directamente en la matriz del detector. El espejo móvil es desplazado por pasos iguales, en cada diferencia de camino óptico se detiene para integrar y grabar una imagen del campo [12].

Contrariamente a los espectrógrafos dispersivos de campo integral, todos los píxeles del detector son utilizados para las imágenes como con el Fabry-Pérot, en lugar de adquirir los cortes espectrales uno por uno para cubrir el ancho de banda de interés, se utiliza un enfoque “todo en uno”.

1.4. Instrumentos IFTS

El IFTS es un concepto conocido en astronomía desde hace décadas; BEAR fue el primer instrumento de este tipo que trabajaba en el rango infrarrojo, montado en 1984 en el CFHT. En 1998, el interés en el desarrollo de un instrumento científico integrado para el James Webb Space Telescope (JWST), capaz de realizar espectroscopia multiobjeto junto con imágenes de campo amplio, revivió la investigación del IFTS [15]. Esto llevó a un proyecto del Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) que construyó un prototipo IFTS en tierra para el visible. Los resultados preliminares se presentaron en la reunión de ciencia y tecnología de NGST (Next Generation Space Telescope) junto con otras 4 propuestas ([16], [17], [18], [19]). De la misma forma, se desarrolló un prototipo IFTS para el telescopio de 1.6m en el Observatoire du Mont Mégantic para el visible, llamado SpIOMM (Spectromètre Imageur de l'Observatoire du Mont-Mégantic) y recibió su primera luz en febrero del 2004. Sin embargo, el IFTS es una técnica instrumental que no ha sido utilizada comúnmente por lo que hay pocos instrumentos funcionales en el mundo utilizando esta técnica.

1.4.1. SITELLE

Instalado en el CFHT desde agosto de 2015, SITELLE (Spectromètre Imageur à Transformée de Fourier pour l'Etude en Long et en Large de raies d'Emission, or Imaging FTS for the study of emission lines) es un espectrómetro de transformada de Fourier de imagen (IFTS), una IFU basada en interferómetro de Michelson destinada a obtener espectros espacialmente resueltos, con un campo de visión de 11 x 11 minutos de arco. Este instrumento basado en un prototipo previo llamado SpIOMM (Spectromètre Imageur de l'Observatoire du Mont-Mégantic), instalado en Observatorio Mont Mégantic (Québec, Canadá), es el segundo IFTS del mundo que opera en el rango espectral de 350–1000 nm. La resolución espectral se puede ajustar hasta $R = 10,000$ con resolución espacial limitada por el seeing a 0.32 segundos de arco y un factor de llenado del 100 %. La luz de entrada, modulada por un interferómetro Michelson, es recogida por dos cámaras CCD de 2k x 2k [20].

SITELLE es una IFTS astronómico con un interferómetro de Michelson insertado entre un haz colimado y un sistema de cámara óptica equipado con dos detectores. Esto requiere una modificación en la configuración estándar de Michelson, en la que la mitad de la luz regresa a la fuente: la luz entrante ingresa al interferómetro en un ángulo que permite separar físicamente los dos haces de salida. Luego se conecta un detector CCD a cada uno de los puertos ópticos de salida que recolectan la luz del interferómetro (ver Figura 1.9). Los espectros de cada fuente de luz en el campo de visión (11×11 minutos de arco) se reconstruyen a partir de una serie de imágenes obtenidas moviendo uno de los dos espejos del interferómetro, produciendo un cubo interferométrico al que luego se aplica la transformada de Fourier para producir un cubo de datos espectral. Todas las longitudes de onda dentro del rango establecido por el filtro utilizado se transmiten simultáneamente a una o ambas salidas del interferómetro en las que se encuentran los detectores de matriz. Al mover uno de sus dos espejos, cambiando así la diferencia de trayectoria óptica (OPD), el interferómetro así configurado modula la intensidad de la escena entre las dos salidas en lugar de filtrarla espectralmente. Esta configuración da como resultado un gran poder de captación de luz ya que no se pierde luz excepto a través de elementos comunes a cualquier diseño óptico [21].

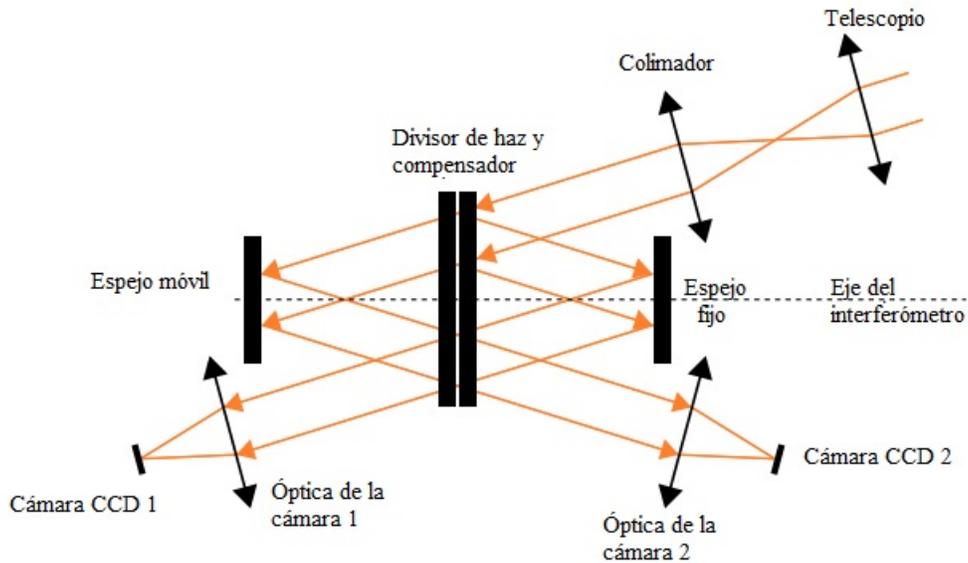


Figura 1.9: Representación 2D simplificada del arreglo óptico de SITELE [21].

La configuración IFTS prácticamente impone un requisito adicional al diseño óptico que es la necesidad de disponer de una sección de haz colimada de longitud suficiente para colocar el interferómetro. Este último está idealmente centrado alrededor de una imagen de la pupila en la sección colimada donde la envolvente del haz es la más pequeña. El tamaño de la pupila de la sección colimada (90 mm) se estableció por el deseo de limitar tanto como fuera posible el tamaño de la óptica del interferómetro que requiere un alto grado de colimación y debe ser movido por el mecanismo de exploración OPD. Para un campo de visión determinado, la reducción del tamaño de la pupila del interferómetro aumenta la divergencia antes de la lente de la cámara y complica aún más su diseño [21].

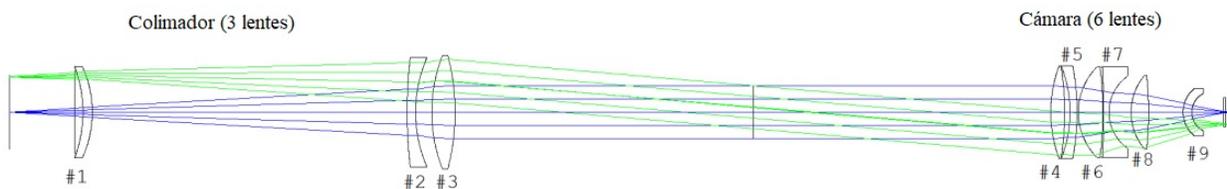


Figura 1.10: Diseño óptico de SITELE [21].



Figura 1.11: SITELLE en el foco Cassegrain del Telescopio Canadá-Francia-Hawai. Los dos recintos CCD son de color dorado [21].

En la Figura 1.10 se ilustra el diseño óptico final de SITELLE que consta de dos grupos, la óptica de entrada (colimador) y la óptica de salida (cámara). La óptica de entrada se compone por un triplete y la óptica de salida contiene seis lentes. El diseño permite un campo de visión circular de un radio de 5.5 minutos de arco y un campo de visión completo de 11 x 11 minutos de arco (0.32 segundos de arco por píxel). Los recubrimientos antirreflejantes fueron parte importante para mantener un rendimiento de luz óptimo y los más plano posible en todo el rango de longitudes de onda [21].

1.5. Justificación

El Observatorio Astrofísico Guillermo Haro (OAGH) pertenece y es operado por el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica. Está ubicado en la ciudad de Cananea, estado de Sonora, México. El OAGH posee un telescopio reflector con una configuración Ritchey-Chréteín, derivado del Cassegrain, construido por dos espejos, el primario hiperbólico de 2.12 m de diámetro y un espejo secundario hiperbólico de 50 cm, que da una distancia focal de 25.4m. Está acoplado con varios instrumentos, que trabajan en longitudes de onda ópticas, como:

- **Espectrógrafo Boller and Chivens:** opera en un rango espectral de 400 y 700 nm para resoluciones espectrales medias de 0.8 a 1 nm. Tiene una resolución espacial de 0.463 segundos de arco por píxel, con un tamaño de ranura que cubre un campo de visión de 3 minutos de arco. El espectrógrafo usa una rejilla de reflexión, cuyo ángulo de orientación puede ser cambiado en intervalos de 5 minutos de arco
- **Espectrógrafo de alta resolución (CanHiS):** es un espectrógrafo de alta resolución tipo Echelle que alcanza resoluciones espectrales hasta de $R \sim 190,000$.
- **Cámara Directa:** cubre un campo de visión de 4×4 minutos de arco en el rango espectral visible, con una resolución espacial de 0.2 segundos de arco.

Como heredero de las tradiciones astronómicas del Observatorio Astrofísico Nacional de Tonantzintla (OANTON), el OAGH ha brindado un amplio aprendizaje a los astrónomos mexicanos en diversas áreas como diseño, construcción y en la adquisición de datos para su análisis; sin embargo, la tecnología astronómica nos ha llevado la ventaja desde algunas décadas atrás, lo que convierte la modernización del OAGH en una primera necesidad para incrementar sus prestaciones a mediano y largo plazo, y, de esta manera, apoyar la gran diversidad de objetivos científicos.



Figura 1.12: La imagen de la izquierda en la figura muestra el edificio principal del OAGH en Cananea, Sonora, México. El telescopio de 2.12 m se muestra en la imagen de la derecha [22].

A fin de modernizar la oferta instrumental del telescopio de 2.1m del OAGH, INAOE en Cananea, Son., actualmente se desarrolla en la coordinación de Astrofísica un instrumento prototipo basado en un concepto tecnológico novedoso que proporciona información espectroscópica en un campo bidimensional de gran formato, con la flexibilidad de operar a diferentes resoluciones espectrales, con una excelente resolución espacial, y con el potencial de convertirse en un instrumento competitivo que pueda ser utilizado en un amplio rango de problemas astronómicos y casos científicos.

OFIUCO (Optical Fourier-transform Imaging Unit for Cananea Observatory, por sus siglas en inglés) es un espectrómetro de transformada de Fourier de imagen que será capaz de operar en el rango espectral de 400 a 800 nm, cubriendo un campo de visión de 6 x 6 minutos de arco, fotografiado en un CCD de 1024×1024 píxeles, con una resolución espacial limitada por el seeing (~ 1.4 segundos de arco) y con una resolución espectral flexible (baja, media y alta). Este instrumento utiliza la técnica de espectroscopía bidimensional de transformada de Fourier, la cual ha probado ser viable en el rango óptico (360-1000 nm) para aplicaciones astronómicas, pero que hasta el momento no ha sido enteramente explotada. El diseño e integración de este prototipo podría sentar las bases para el desarrollo de un instrumento similar en el futuro Telescopio San Pedro Mártir (TSPM) de 6.5m.

Actualmente OFIUCO es un instrumento ambicioso propuesto para el telescopio OAGH. Con la llegada de este instrumento, no sólo colocaría al observatorio de Cananea como uno de los pocos telescopios en el mundo que cuenta con un IFTS, sino que también sería una gran oportunidad para los astrónomos mexicanos para lograr nuevos descubrimientos y, sobre todo, contribuye al desarrollo de instrumentación innovadora dentro de INAOE. OFIUCO se encuentra en este momento en una fase preliminar. Una de las etapas importantes de este proyecto es el diseño del interferómetro para abastecer parámetros iniciales de requerimiento, por otro lado, este mismo interferómetro debe acoplarse a la óptica que se encuentra detrás del telescopio. De ahí surge la necesidad del diseño de acoplamiento óptico que se presenta en este trabajo, lo cual permitirá simular el instrumento completo para obtener la resolución espectral y, por lo tanto, la estimación teórica de posibles casos científicos alcanzables.

1.6. Objetivos

El objetivo general de este trabajo es definir la sensibilidad espectrofotométrica del instrumento OFIUCO. Los objetivos específicos son:

1. Modelar el interferómetro de Michelson en Zemax para comparar los resultados obtenidos en el laboratorio con los resultados teóricos.
2. Realizar un diseño óptico para acoplar el interferómetro a un reductor focal conectado al telescopio, el diseño óptico debe cumplir con el rango espectral deseado (400 - 800 nm), conservar la escala de placa (0.355 segundos de arco por píxel) y cubrir un campo de visión de 6 x 6 minutos de arco.
3. Diseñar el recubrimiento antirreflejante para mantener un rendimiento óptico del instrumento a lo largo de todos los componentes ópticos involucrados (incluyendo las lentes del reductor focal).
4. Evaluar el rendimiento general del instrumento para obtener las magnitudes límites bajo la condición del fondo del cielo limitado.
5. Mediante el criterio de Nyquist estimar la resolución espectral definida por el OPD máximo alcanzado por el espejo móvil.

A fin de lograr los objetivos planeados para esta tesis, en el Capítulo 2 se abordarán los conceptos fundamentales de un IFTS, agregando la simulación del interferómetro de metrología en Zemax y los resultados obtenidos. En el capítulo 3 se presenta el diseño óptico para el acoplamiento del interferómetro. El capítulo 4 involucra la estimación del rendimiento teórico del instrumento, así como las magnitudes límites en los diferentes filtros en uso y las gráficas de las resoluciones espectrales en función del tiempo de integración, del orden espectral y la magnitud observada. En el capítulo 5 se presenta una estimación para el caso de objetos extendidos, a través de la comparación con datos adquiridos por un instrumento con la misma configuración. Y por último, en el capítulo 6 se presentan conclusiones y trabajo a futuro.

Capítulo 2

Fundamentación de un IFTS

En este capítulo se presentan los fundamentos teóricos de un IFTS. Asimismo, se hace una comparativa con la espectroscopía dispersiva donde se resaltan las principales ventajas de un IFTS y en la parte final, se presenta el modelado del interferómetro de metrología en Zemax, con el propósito de generar interferogramas que puedan ser comparados con los obtenidos experimentalmente.

2.1. Interferómetro de Michelson

El interferómetro de Michelson fue inventado en la década de **1880** por Albert Abraham Michelson, es una configuración común para la interferometría óptica que esencialmente consiste en un divisor de haz y dos espejos planos. Inicialmente, el interferómetro se utilizó para estudiar la velocidad de la luz; el uso del interferómetro como espectrómetro se inició más de medio siglo después. En 1949, el astrofísico Peter Felgett aplicó el interferómetro para medir la luz de los cuerpos celestes y calculó el primer espectro por transformada de Fourier [23]. El arreglo óptico del interferómetro de Michelson se muestra en la Figura 2.1. El haz de luz entrante es dividido en dos partes iguales por el divisor de haz. La mitad de la luz es transmitida, rebota en el espejo móvil e interfiere en el divisor de haz con la otra mitad del rayo, la cual ha sido reflejada hacia el espejo fijo y reflejada nuevamente.

Inicialmente, el camino óptico recorrido por los dos haces es el mismo; estamos en la posición de diferencia de camino cero (ZPD, por sus siglas en inglés). Los dos haces están en fase perfecta cuando se combinan y la interferencia es completamente constructiva, el detector recibe la suma de los dos haces mientras que una cantidad de luz nula regresa a la fuente. Cuando el espejo móvil es ligeramente desplazado (del orden de unos cientos nanómetros a unos cuantos micrómetros, dependiendo del rango de longitud de onda y de la resolución espectral deseada), creando un pequeño desplazamiento en los caminos ópticos entre los haces, estos ya no están más en fase, la interferencia no es completamente constructiva y el detector recibe un poco menos de luz mientras que la diferencia regresa a la fuente. Los patrones más definidos existirán cuando las ondas que interfirieron tengan amplitudes iguales, lo cual equivale a una visibilidad de uno. En este caso las regiones centrales de las franjas claras y oscuras corresponden a interferencia totalmente constructiva o destructiva, y en base a esta interferencia se calcula el espectro de la fuente (ver Figura 2.2).

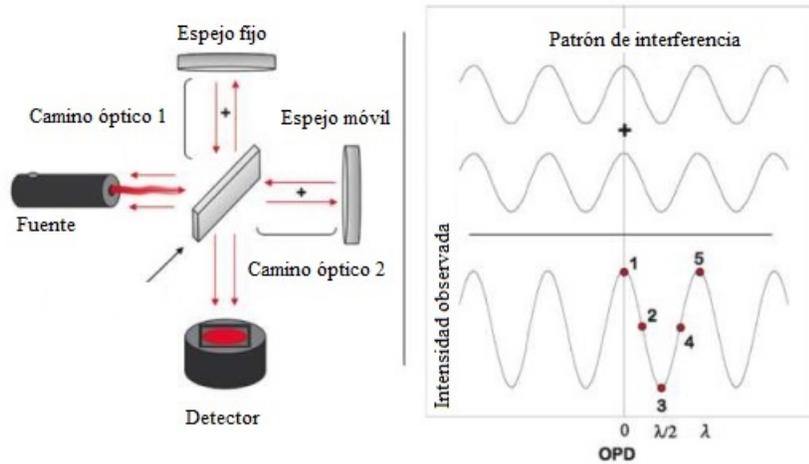


Figura 2.1: Configuración óptica de un interferómetro de Michelson clásico en el núcleo de un espectrómetro de transformada de Fourier [4].

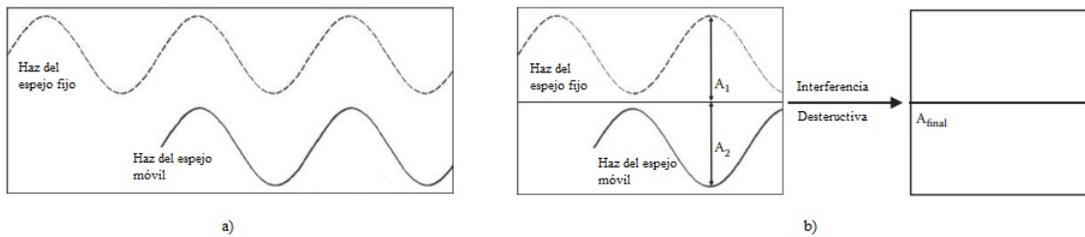


Figura 2.2: a) Dos haces de luz que interfieren constructivamente cuando están desfasados un ciclo. b) Dos haces de luz que están desfasados medio ciclo entre sí y sufren interferencia destructiva.

El interferómetro de Michelson produce dos imágenes coherentes S' y S'' de la fuente real S_0 (ver figura 2.3). El divisor de haz forma una imagen S'_0 de la fuente S_0 , y una imagen M'_2 del espejo móvil M_2 . S' es la imagen de S'_0 , formada por el espejo M_1 , y S'' es la imagen de S'_0 , formada por la imagen del espejo M'_2 . Siendo d la distancia entre el espejo M_1 y la imagen del espejo M'_2 , entonces la distancia entre las dos imágenes S' y S'' es $2d$. La Figura 2.3 muestra los rayos viajando en un ángulo θ con respecto al eje óptico del interferómetro. La diferencia de camino óptico de los rayos procedentes de las imágenes coherentes es $x = 2nd \cos\theta$, donde n es el índice de refracción del medio [23].

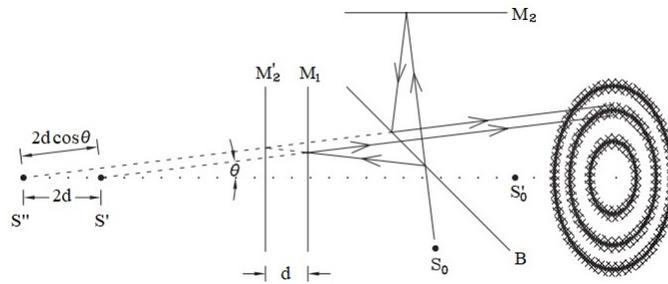


Figura 2.3: Patrón de interferencia formado por un interferómetro de Michelson. La superficie divisora de haz B forma la imagen M'_2 del espejo móvil M_2 y la imagen S'_0 por la fuente de luz S_0 . S' es la imagen de S'_0 , formada por el espejo fijo M_1 y S'' es la imagen de S'_0 , formada por M'_2 . La diferencia de camino de los dos rayos, viajando en un ángulo θ es $2d \cos \theta$ [23].

La interferometría de Fourier tiene como principal objetivo la medición de algún parámetro físico mediante la aplicación del **fenómeno de interferencia** entre dos o más ondas. Estas ondas obedecen al principio de superposición, por lo tanto la *intensidad del campo eléctrico* resultante E , en un punto del espacio donde dos o más ondas de luz se superponen, es igual a la suma vectorial de las perturbaciones constitutivas independientes [23].

Una onda electromagnética monocromática con una intensidad de campo eléctrico E está dada por [23]:

$$E = A e^{i(k \cdot r - \omega t)}, \quad (2.1)$$

donde A es la amplitud de la onda, k es el vector de onda, r es el vector de posición, ω es la frecuencia angular y t es el tiempo. El vector de onda se expresa como [23]:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = 2\pi\nu, \quad (2.2)$$

donde λ es la longitud de onda, k y ν son llamados número de onda.

Usualmente, no podemos medir el campo eléctrico como una función del tiempo, porque la frecuencia angular es muy grande. En cambio, medimos la intensidad, es decir, la potencia de la onda electromagnética por unidad de área. La intensidad I es proporcional al cuadrado de su amplitud [23],

$$I \propto A^2. \quad (2.3)$$

Si examinamos la interferencia de dos ondas electromagnéticas $E_1 = A_1 e^{i(k_x x - \omega t)}$ y $E_2 = A_2 e^{i(k_x x - \omega t + \delta)}$, propagándose en la misma dirección x , siendo δ la diferencia de fase entre las dos ondas, el cuadrado de la amplitud de la onda resultante es [23]:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \delta. \quad (2.4)$$

Si las intensidades de las ondas interferentes son I_1 e I_2 , entonces la intensidad de la onda resultante es [23]:

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (2.5)$$

Si las dos ondas tienen la misma intensidad $I_1 = I_2 = I_0$, la intensidad de la onda resultante se simplifica a [23]:

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta). \quad (2.6)$$

Si el divisor de haz es perfecto, es decir, divide el haz en dos partes con la misma intensidad I_0 . La intensidad de salida del interferómetro es entonces, de acuerdo con la ecuación (2.6),

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta), \quad (2.7)$$

donde la diferencia de fase entre los dos rayos es:

$$\delta = \frac{2\pi x}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} 2nd \cos \theta. \quad (2.8)$$

De lo anterior notamos que, cuando $d = 0$ (los brazos tienen la misma longitud) la intensidad será máxima. Por otro lado, si desplazamos un espejo mientras el otro permanece fijo, eventualmente la intensidad alcanzará valores mínimos.

Ahora, suponiendo que $\theta = 0$ (los rayos se propagan en la dirección del eje óptico), $n = 1$ (el medio es el vacío) y S_0 es una fuente puntual monocromática, entonces la diferencia de camino óptico es $x = 2d$ y la intensidad es: [23]:

$$F = 2I_0 [1 + \cos(2\pi \nu 2d)]. \quad (2.9)$$

El periodo de la intensidad de la señal está controlado por el argumento del término cosenoidal, que al igualarlo con el periodo 2π resulta una resolución del orden de $d = \frac{\lambda}{2}$. La intensidad en el eje óptico del interferómetro en función de la distancia d se muestra en la Figura 2.4. La intensidad máxima se obtiene en intervalos de $\frac{\lambda}{2}$, esto es en una diferencia de camino óptico $x = \lambda$ [23].

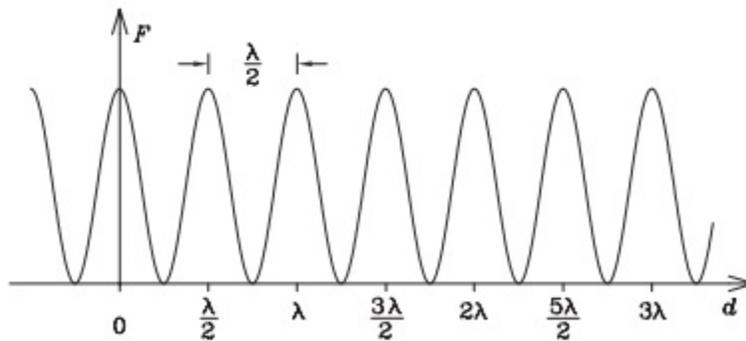


Figura 2.4: Intensidad de salida F en el eje óptico de un interferómetro de Michelson en función de la distancia d . Para $d = (m + \frac{1}{2})(\frac{\lambda}{2})$ se tiene interferencia destructiva y para $d = (m + 1)(\frac{\lambda}{2})$ interferencia constructiva, donde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ [23].

De otro modo, un haz que incluye dos o más líneas de emisión producirá un interferograma más complejo, mientras que el patrón del interferograma de una fuente continua será mayormente cercana a la diferencia de camino cero. Objetos astrofísicos, como nebulosas planetaria, nebulosas

de gas ionizado o galaxias, presentan características espectroscópicas complejas (muchas líneas de emisión producidas por gas ionizado superpuestas en un continuo estelar), que producen tipos de interferogramas muy diversos. Así, una transformada de Fourier de estos interferogramas recuperará los espectros originales, en términos de frecuencia e intensidad.

El espectro de una fuente puntual que consta de una banda ancha de números de onda, de modo que el espectro de los haces en ambos brazos del interferómetro es $E(\nu)$ (ver Figura 2.5), con una diferencia de trayectoria óptica x , la señal de interferencia del elemento espectral infinitesimal entre ν y $\nu + d\nu$ es, según la ecuación (2.9) [23]:

$$dF(x, \nu) = 2E(\nu)[1 + \cos(2\pi\nu x)]d\nu. \quad (2.10)$$

Entonces la señal total de toda la banda espectral es [23]:

$$F(x) = 2 \int_0^{\infty} E(\nu)[1 + \cos(2\pi\nu x)]d\nu. \quad (2.11)$$

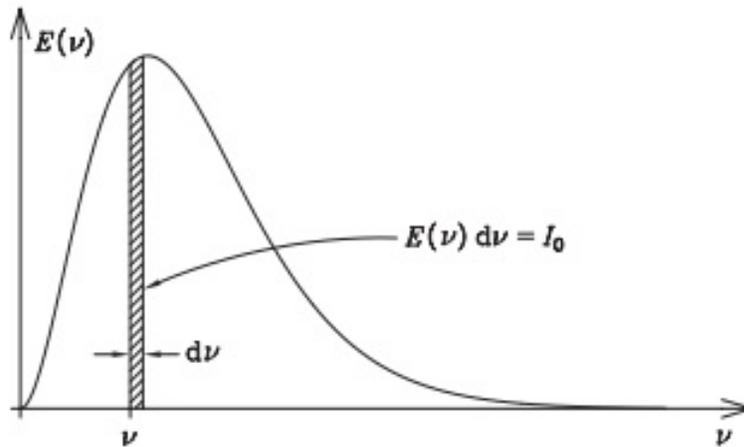


Figura 2.5: Espectro continuo de banda ancha $E(\nu)$ y una sección monocromática infinitesimal $d\nu$ [23].

Donde $F(x)$ se denomina registro de interferencia (Figura 2.6). Un registro de interferencia es la señal de interferencia total de toda la banda espectral, medida en función de la diferencia de trayectoria óptica x .

Si sustraemos el término constante [23]:

$$\frac{1}{2}F(0) = 2 \int_0^{\infty} E(\nu)d\nu, \quad (2.12)$$

de la interferencia de registro, obtenemos [23]:

$$I(x) = F(x) - \frac{1}{2}F(0) = 2 \int_0^{\infty} E(\nu)(\cos 2\pi\nu x)d\nu, \quad (2.13)$$

donde $I(x)$ es el interferograma.

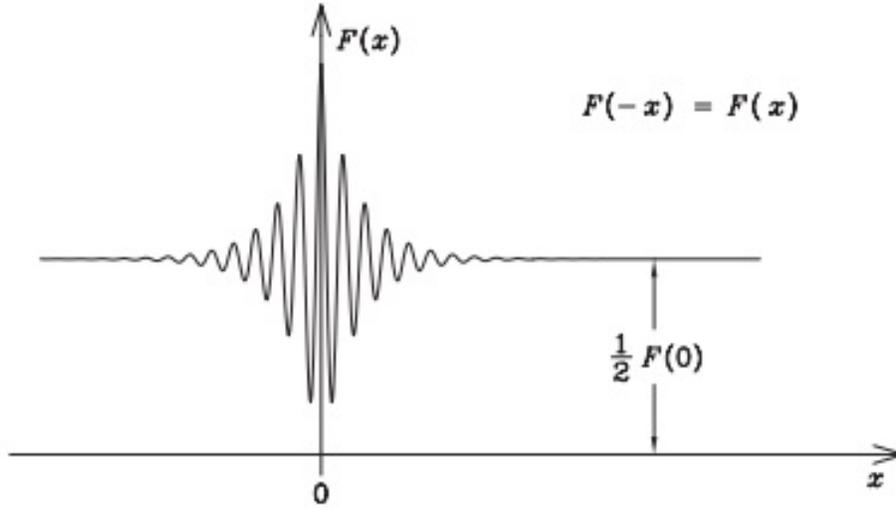


Figura 2.6: Un registro de interferencia $F(x)$ [23].

Si definimos $E(-\nu) = E(\nu)$, el cálculo se simplifica y obtenemos [23]:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\nu) (\cos 2\pi\nu x) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} E(\nu) e^{i2\pi\nu x} d\nu = \mathcal{F}E(\nu), \quad (2.14)$$

donde \mathcal{F} es la transformada de Fourier, por lo tanto $I(x)$ y $E(\nu)$ forman un par de transformadas de Fourier y se pueden escribir como [23]:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\nu) e^{i2\pi\nu x} d\nu = \mathcal{F}E(\nu)$$

$$E(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) e^{-i2\pi\nu x} dx = \mathcal{F}^{-1}I(x)$$

Si simplemente reemplazamos t por la distancia x [cm] y f por el número de onda ν [cm⁻¹], entonces la medición de salida en un FTS, es una señal en el dominio de x , y la información de interés se obtiene del espectro en el dominio de ν , que se calcula a partir de la señal mediante la transformada de Fourier inversa.

2.2. Espectroscopía IFTS y Dispersiva

Un IFTS tiene dos ventajas sobre cualquier sistema que funcione bajo una rejilla de dispersión. La primera es que, dado que un IFTS construye el cubo de datos fragmento por fragmento, el número total de elementos disponibles del cubo de datos es un CCD completo multiplicado por el número de muestras. En comparación con un sistema de rendijas, el área de la rendija limita el área angular total observada en el cielo. Otra forma de ver esto es que, para fragmentos de imágenes y espectrógrafos alimentados por fibras ópticas, las tres dimensiones obtenidas del cubo de datos son limitadas por una sola imagen del CCD. La otra ventaja de un IFTS es que la resolución espectral es flexible; no es necesario cambiar las rejillas para sintonizar la observación o la debilidad del objeto observado. Un IFTS adquiere imágenes de paso de banda completo simultáneamente con datos de mayor resolución espectral. Por lo tanto, una imagen de banda ancha de alta relación señal a ruido (SNR, por sus siglas en inglés) siempre acompaña al muestreo espectral completo del FOV sin penalización en el tiempo de integración [15].

Un IFTS es un verdadero espectrógrafo de imágenes y mide un espectro para cada píxel en el campo de visión, no es necesario elegir qué regiones de la imagen son más merecedoras de análisis espectroscópico. Los gastos generales se eliminan porque no se necesita tiempo de observación adicional para la obtención de imágenes antes de la selección de objetos, y no hay retraso en la colocación de máscaras de hendidura, fibras o microespejos rebanadores de imágenes [15]. Además, un IFTS se multiplexa espectralmente, por lo tanto, todos los canales espectrales se obtienen simultáneamente dentro del tiempo de integración establecido y su rango espectral libre está limitado solo por el filtro de paso de banda y la respuesta del detector [15].

2.2.1. Ventaja de Jacquinot

Cuantitativamente, *Jacquinot* expresó la capacidad de los interferómetros para recolectar grandes cantidades de energía a alta resolución como una ventaja de rendimiento o ventaja de los interferómetros sobre los espectrómetros [14].

El rendimiento, Θ , se define como [14]:

$$\Theta = A\Omega, \quad (2.15)$$

donde A es el área de la apertura límite y Ω es el ángulo sólido formado por la óptica de colimación o de enfoque, dado por [14]:

$$\Omega = \frac{\pi r^2}{f^2}, \quad (2.16)$$

donde r es el radio de la óptica iluminada y f es la distancia focal de un sistema de colimación, como se ilustra en la Figura 2.7. Esencialmente, el rendimiento define la energía permitida por unidad de tiempo que el sistema puede dejar pasar.

En los espectrómetros, el rendimiento de un sistema puede estar limitado por la óptica de colimación para cumplir con el requisito de resolución o por la óptica de detección. En aplicaciones de resolución media a alta, el rendimiento generalmente está limitado por la *óptica de colimación*. Si

el rendimiento óptico está realmente limitado por la óptica de colimación del interferómetro, entonces comparamos el rendimiento máximo permitido en espectrómetros para encontrar un poder de resolución espectral de R [14].

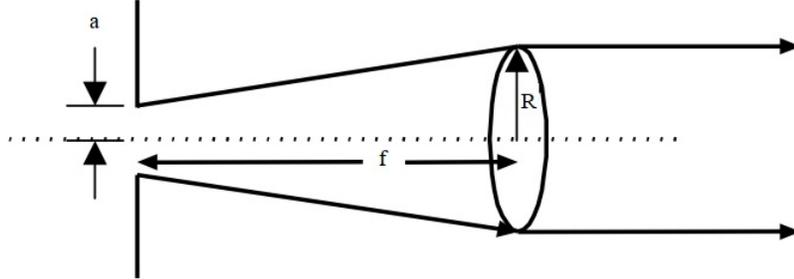


Figura 2.7: Rendimiento óptico determinado por una apertura [14].

El poder de resolución espectral se define como:

$$R = \frac{\nu_{max}}{\Delta\nu}, \quad (2.17)$$

donde ν_{max} es el número de onda máximo analizado y $\Delta\nu$ es la resolución espectral. De [14] el poder de resolución espectral R está limitado por el ángulo de divergencia α , y por tanto, limitado por la apertura [14]:

$$\Theta_{interfermetro} = \frac{\pi}{R} A_{espejo}. \quad (2.18)$$

En el caso de un espectrómetro de rejilla, el rendimiento para lograr un poder de resolución R está limitado por su óptica de colimación y el área de la rendija, y está dada por [14]:

$$\Theta_{rejilla} = \frac{l}{fR} A_{rejilla} \quad (2.19)$$

Donde l es la altura de la rendija, f es la longitud focal de la óptica de colimación y $A_{rejilla}$ es el área proyectada de la rejilla.

Por lo tanto, para el mismo poder de resolución y tamaño de instrumento similar, los espectrómetros FT pueden ofrecer una capacidad de recolección de energía más de ~ 60 veces ($20 \times \pi$) mayor. *Esta ventaja se llama Jacquinot o ventaja de rendimiento.* En mediciones de señal débil, donde el ruido del detector es dominante, la relación señal a ruido espectral aumenta proporcionalmente con el rendimiento. Por tanto, la ventaja de Jacquinot es beneficiosa en ese tipo de medición [14].

2.2.2. Ventaja de Fellgett

Un interferómetro recibe información de todo el rango de un espectro dado en cada elemento de escaneo en un tiempo dado, mientras que un espectrómetro de rejilla convencional recibe información solo de la *región muy estrecha* que se encuentra dentro de la ranura de salida del instrumento. Por tanto, el interferómetro recibe información sobre todo el rango espectral durante una exploración completa, mientras que el instrumento de rejilla recibe información sólo en una *banda estrecha en un momento dado*. Esta es una declaración de la ventaja de *Felgett o multiplex*. El interferómetro puede tener una fuente circular grande en la entrada, sin embargo, la resolución de un espectrómetro de tipo rejilla convencional depende linealmente del ancho de rendija del instrumento, y la potencia detectada depende del cuadrado del área de las rendijas. Un espectrómetro de tipo rejilla requiere rendijas largas y estrechas que no podrán tener la misma área para el mismo poder de resolución que el interferómetro [14].

$$\frac{SNR_{FTS}}{SNR_{MONOCROMADOR}} = \left(\frac{T}{T/N} \right)^{1/2}. \quad (2.20)$$

Los espectrómetros de transformada de Fourier tienen esta ventaja descrita por primera vez por Fellgett. Esencialmente, todas las bandas o componentes de longitud de onda en la espectroscopía FT se observan simultáneamente y se registran como el interferograma. Esto se debe a que el interferograma contiene esencialmente la suma de los patrones de interferencia generados por cada componente de longitud de onda. Considerando el mismo escenario, el tiempo T mide la fuente de radiación y produce un espectro de N bandas espectrales. Si el ruido es aleatorio e independiente de la señal, la relación señal a ruido del interferograma, SNR^I , viene dada por [14]:

$$SNR_{FTS}^I \propto \left(\frac{T}{N_I} \right)^{1/2}, \quad (2.21)$$

donde N_I es el número de puntos del interferograma. Al pasar del interferograma al espectro, la SNR mejora con $N_I^{1/2}$.

Este resultado sugiere que para un cierto rango espectral analizado, la SNR espectral aumenta a medida que aumenta la resolución. La resolución espectral aumenta al escanear el espejo móvil a una distancia mayor (recolectando así más puntos de interferograma). Al hacer esto, la SNR espectral aumenta ya que el interferograma contiene la suma de todos los componentes de longitud de onda. Por lo tanto, cuantos más datos se recopilen, más alta será la señal en cada banda [14].

El gran poder de resolución de un interferómetro es el resultado de las ventajas de Fellgett y Jacquinot y depende linealmente del desplazamiento relativo del brazo del espejo móvil del instrumento [14]. Sin embargo, sabemos que ningún instrumento es perfecto, los IFTS tienen la desventaja de presentar *artefactos*; son características presentes en el espectro de una muestra que no son de la muestra. Esto ocurre porque en los IFTS el fondo y los espectros de la muestra deben medirse en diferentes momentos, si algo cambia en el momento en que se miden los dos espectros, como un cambio en vapor de agua o en la concentración de dióxido de carbono en la atmósfera, los picos de estos gases contaminarán el espectro de la muestra [11].

2.3. Modelado del interferómetro de Michelson

En esta sección explico el desarrollo de un modelo del interferómetro de Michelson en Zemax para comparar los resultados obtenidos en el laboratorio con los resultados teóricos.

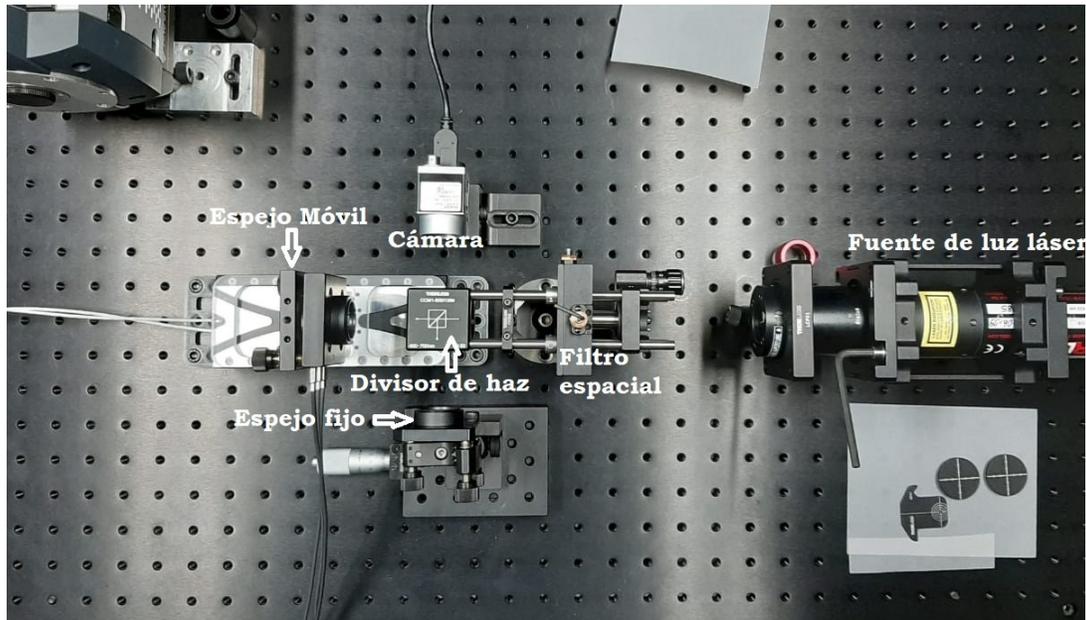


Figura 2.8: Interferómetro de metrología montado en el laboratorio con todos sus componentes.

Zemax es un programa de diseño óptico que se utiliza para diseñar y analizar sistemas de imágenes. Funciona mediante el trazado de rayos: modela la propagación de los rayos a través de un sistema óptico. Puede realizar un seguimiento de rayos secuencial a través de elementos ópticos, un seguimiento no secuencial para el análisis de la luz parásita y la propagación del haz óptico físico [24].

La metodología del desarrollo fue:

- Modelar los componentes ópticos involucrados en el interferómetro de metrología.
- Diseñar piezas mecánicas necesarias para el análisis como: el pinhole y las caras del divisor de haz.
- Ensamblar el interferómetro con todos sus componentes, respetando las distancias entre ellos de acuerdo al interferómetro montado en el laboratorio.
- Analizar los interferogramas generados por la simulación.

A continuación veremos cada uno de los componentes ópticos con sus características de operación más importantes.

2.3.1. Fuente de luz láser

En el montaje se utiliza un láser de He-Ne fabricado por Thorlabs (HRS015B), se muestra en la Figura 2.9 con las siguientes características:

- Longitud de onda central: 632.991 nm
- Ofrece dos modos de estabilización: Frecuencia o Intensidad.
- Potencia de salida $> 1.2\text{mW}$
- Diámetro del haz: $0.65 \pm 0.05 \text{ mm}$
- Salida linealmente polarizada



Figura 2.9: Láser utilizado para el interferómetro de metrología (imagen adaptada de [25]).

2.3.2. Filtro espacial

Para que la fuente sea divergente se utiliza un filtro espacial, que a su vez también elimina las variaciones de intensidad espaciales, el filtro utilizado es el KT310/M también fabricado por Thorlabs (ver Figura 2.10).



Figura 2.10: Filtro espacial KT310/M (imagen adaptada de [26]).

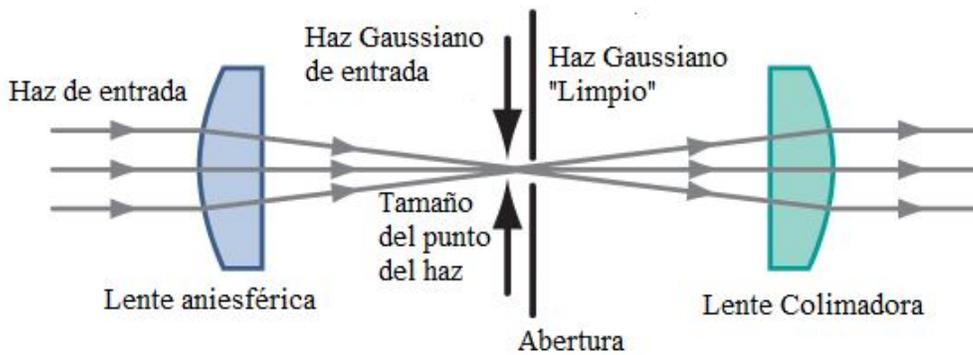


Figura 2.11: Estructura del filtro espacial [26].

El haz gaussiano de entrada tiene una intensidad de ruido que varía espacialmente (ver Figura 2.12). Cuando el haz es enfocado por una lente esférica, el haz de entrada se transforma en un punto central gaussiano. La posición radial de las franjas laterales es proporcional a la frecuencia espacial del ruido [26].



Figura 2.12: Haz gaussiano de entrada con ruido espacial[26].

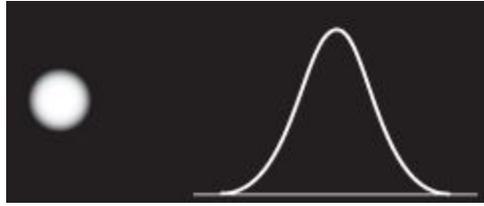


Figura 2.13: Haz gaussiano central sin ruido espacial[26].

El tamaño del haz en el límite de difracción con un 99 % de la energía en el contorno, está dado por [26]:

$$D = \frac{\lambda f}{r}, \quad (2.22)$$

donde λ = longitud de onda, f = distancia focal de la lente y r = radio del haz. La distancia focal de la lente anesférica usada en el filtro espacial es de 4.02 mm, el diámetro del haz del láser es de 0.65mm. De lo anterior, obtenemos el diámetro del orificio con la ecuación (2.22):

$$D = \frac{(632.991 \times 10^{-9} m) (4.51 \times 10^{-3} m)}{0.325 \times 10^{-3} m}$$

$$D \approx 8.8 \mu m$$

El orificio fue diseñado con la herramienta **zemax part designer**. En la Figura 2.15 se muestra el orificio y sus dimensiones, la escala está dada en mm, es un cubo de 1mm x 1mm con 0.02mm de espesor y el orificio es de 0.0045mm ($4.5 \mu m$) de radio. A continuación, simulé la lente anesférica del filtro espacial (**C230TMD-A**, dada por Thorlabs) en Zemax, ilustrada en la Figura 2.14.

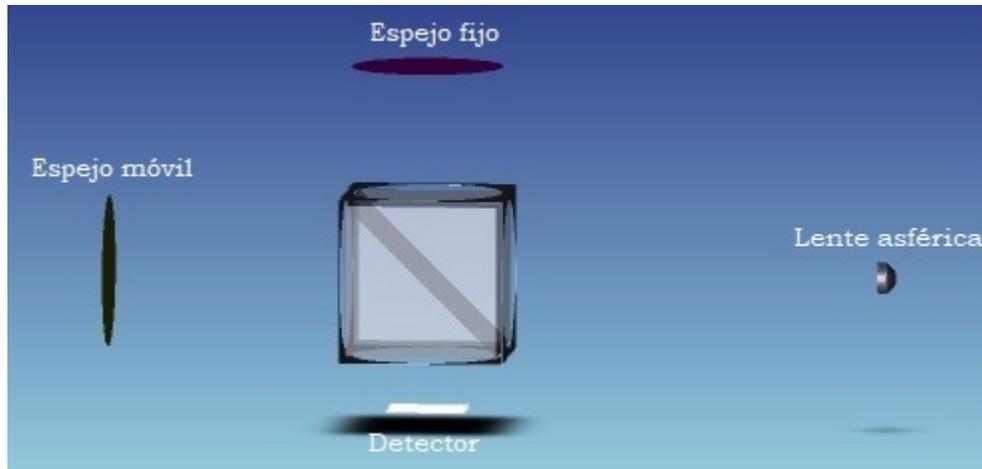


Figura 2.16: Divisor de haz con espejos planos circulares, detector, lente anesférica, y el orificio (no se logra apreciar por sus dimensiones).

Los espejos (móvil y fijo) son circulares, ambos tienen 25.4 mm de diámetro. El detector es una matriz de 1024 x 1024 píxeles y un tamaño de píxel de $13 \mu\text{m}$, capaz de detectar radiación de longitudes de onda entre **350 a 950 nm**, en el capítulo 4 se describen los detalles.

En la Figura 2.16 se muestra el interferómetro modelado en Zemax en modo **no secuencial**, ya que nos interesa el análisis de los rayos que viajan en diferentes direcciones, tales como rayos refractados y rayos reflejados por el divisor de haz y los espejos planos.

2.3.4. Resultados

El análisis de rayos en la simulación se hizo para una fuente monocromática (632.991 nm) y para una policromática (400 a 800 nm). En las Figuras 2.17 y 2.18 se muestra la simulación del interferómetro para una fuente monocromática y el análisis de rayos simulado sobre una placa de 1024×1024 píxeles de $13 \mu\text{m}$ con 120 millones de rayos.

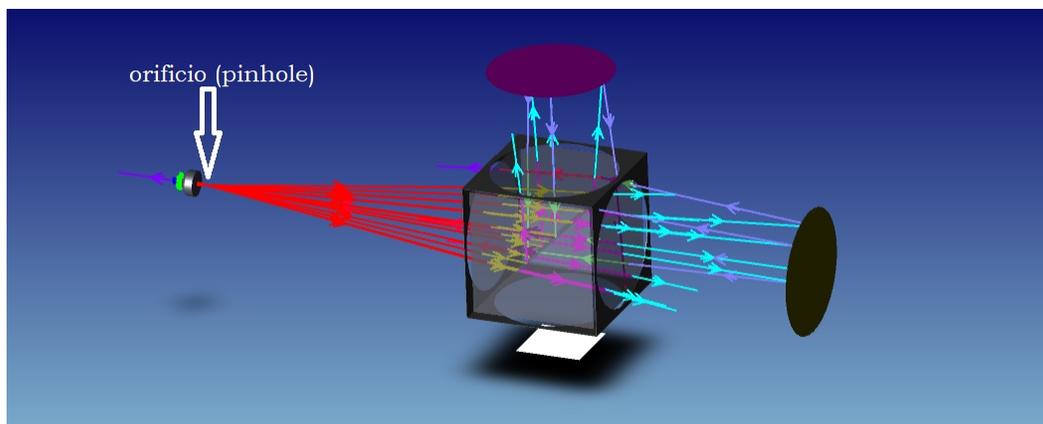


Figura 2.17: Modelo del interferómetro de Michelson de metrología a una longitud de onda de 632.991 nm.

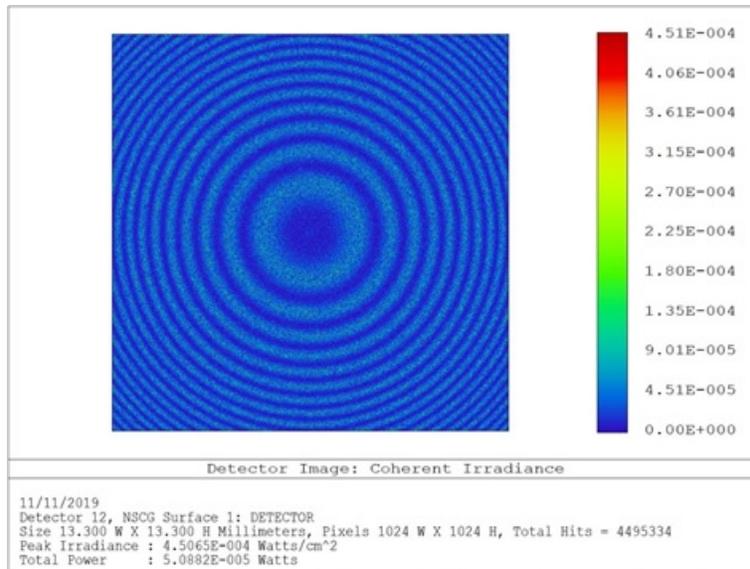


Figura 2.18: Interferograma de luz monocromática con 120 millones de rayos.

Por otro lado, para generar franjas de interferencia con luz blanca, los dos caminos ópticos deben ser iguales *para todas las longitudes de onda*. Por tanto, ambos brazos deben contener el mismo espesor de vidrio con el mismo índice de refracción. Sin embargo, un rayo atraviesa el divisor tres veces, mientras que el otro solo lo atraviesa una vez. En consecuencia, una placa de compensación (idéntica al divisor de haz, pero sin el revestimiento semirreflejante) se introduce en el segundo haz [27]. En la Figura 2.19 se muestra el interferómetro con el compensador óptico y en la Figura 2.20 se aprecia el interferograma generado.

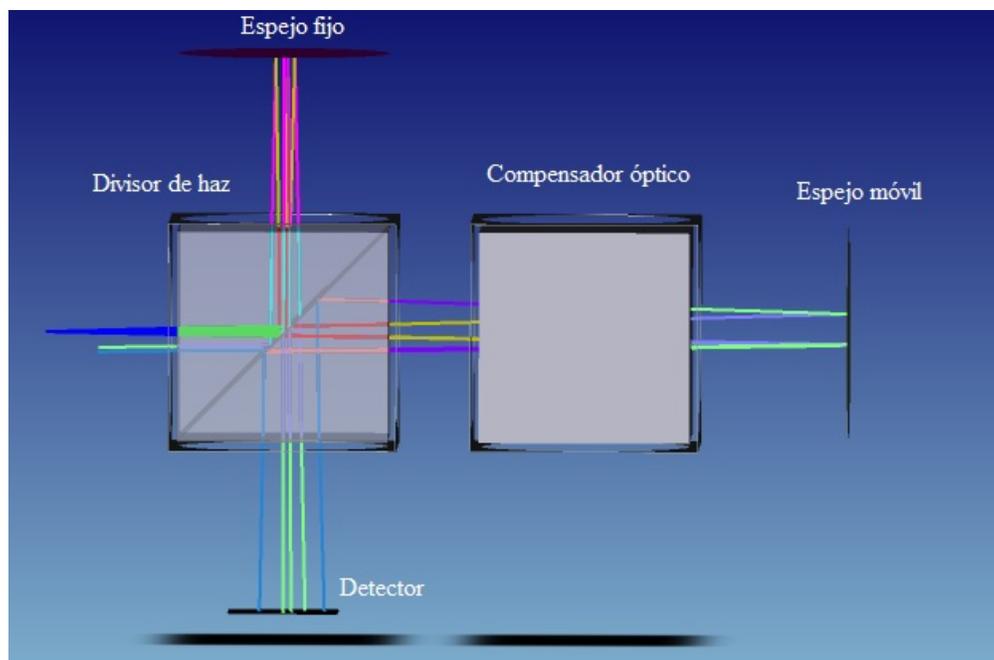


Figura 2.19: Modelo del interferómetro de Michelson para una fuente de luz policromática.

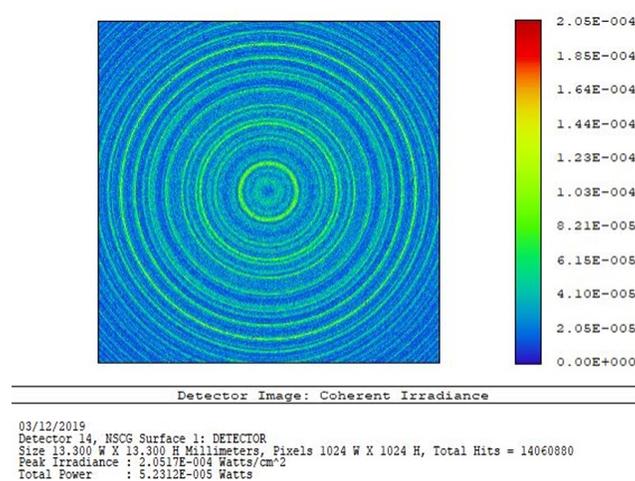


Figura 2.20: Interferograma de luz monocromática con 120 millones de rayos.

De los resultados obtenidos, hemos concluido lo siguiente:

- Para obtener un interferograma nítido es necesario aumentar el número de rayos para el análisis en el detector. Al aumentar el número de rayos, aumenta prolongadamente el tiempo de la simulación.
- En el interferograma de luz monocromática se simularon 120 millones de rayos, lo equivalente en tiempo a 1 hora y 15 minutos aproximadamente.
- Finalmente en el interferograma de luz visible se simulan 300 millones de rayos y el tiempo se prolongó a 1 hora 45 minutos, para obtener un solo interferograma, en este último, es necesaria la simulación con mayor número de rayos debido al ancho de banda en operación.

El propósito de la simulación del interferómetro en Zemax era obtener interferogramas lo más cercano posible a la realidad, uniendo todos los sistemas implicados en OFIUCO en el mismo programa. El tiempo de la simulación no ha resultado de utilidad para lograr la tarea de adquirir cientos de imágenes en un par de horas, esto se debe principalmente a que Zemax es un software de diseño óptico, por lo que en el análisis de rayos simula la trayectoria de cada uno de éstos a través de todas las superficies reflectoras, transmisoras o absorbentes. Para ello será conveniente utilizar un sistema matemático o numérico como MATLAB que nos permita obtener interferogramas en fracciones de segundo.

La necesidad de unir el interferómetro de Michelson al telescopio nos condujo al desarrollo de un acoplamiento óptico que nos permitiera tener un rendimiento óptico del instrumento. En el siguiente capítulo presentamos el desarrollo del diseño de acoplamiento óptico que une el interferómetro a un reductor focal que se encuentra detrás del telescopio.

Capítulo 3

Diseño del Acoplamiento Óptico

En el capítulo anterior se mencionaron los fundamentos teóricos de un instrumento IFTS. Posteriormente, se presentaron las características de cada uno de los componentes ópticos del interferómetro de Michelson de metrología. En la parte final, se presentaron los resultados por las simulaciones hechas en Zemax, para el interferómetro con una fuente puntual y una fuente policromática.

En este capítulo se desarrolla el diseño óptico del acoplamiento reductor-interferómetro bajo el cumplimiento de los parámetros iniciales que se mencionarán a continuación. Además, se presenta el diseño de una película AR para aumentar la transmisión en las lentes del reductor-acoplamiento. Por último, se realiza el modelado de la transmisión óptica del telescopio OAGH, obteniendo la curva de transmisión del aluminio en el rango espectral de 400 a 800 nm y considerando el factor de obscurecimiento por el espejo secundario.

3.1. Introducción

El diseño de un sistema óptico que cumpla con la calidad de imagen se vuelve complicado cuando aumentamos el campo de visión y el rango espectral. Además, la presencia del interferómetro agrega restricciones adicionales al diseño óptico, como la necesidad de disponer de una sección de haz colimada de longitud suficiente para que pueda ser añadido. El proceso del diseño óptico puede llevarse casi independiente del diseño del interferómetro, ya que éste último solo agrega interfaces planas reflectantes o transmisoras. El interferómetro será estratégicamente colocado en la pupila de salida de la sección colimada, donde la envoltura del haz más pequeña quedará justo en la posición de los espejos del interferómetro, puesto que son los componentes más pequeños, (ver Figura 1.11).

El interferómetro de luz policromática reemplaza el divisor de haz y la placa compensadora, sus dimensiones son: 35 mm x 40 mm x 7.5 mm [28], de modo que nos permiten tener un diámetro de haz colimado mas grande, a diferencia del divisor de haz usado para luz monocromática simulado en el capítulo anterior (Figura 3.1).

Como siguiente paso, es importante definir donde se conectará este acople; detrás del telescopio se encuentra un reductor focal destinado a operar como un sistema fotométrico, conectado directamente a la cámara CCD (Charge-Coupled Device, por sus siglas en inglés). El propósito del diseño entrada/salida es converger a la solución que conserve la misma razón focal sin comprometer el

rango de longitud de onda y el umbral de calidad de imagen. El tamaño de la pupila de la sección colimada debe ser de 20 mm, se estableció este tamaño por la necesidad de incorporar la óptica al interferómetro de ciencia ya definido.

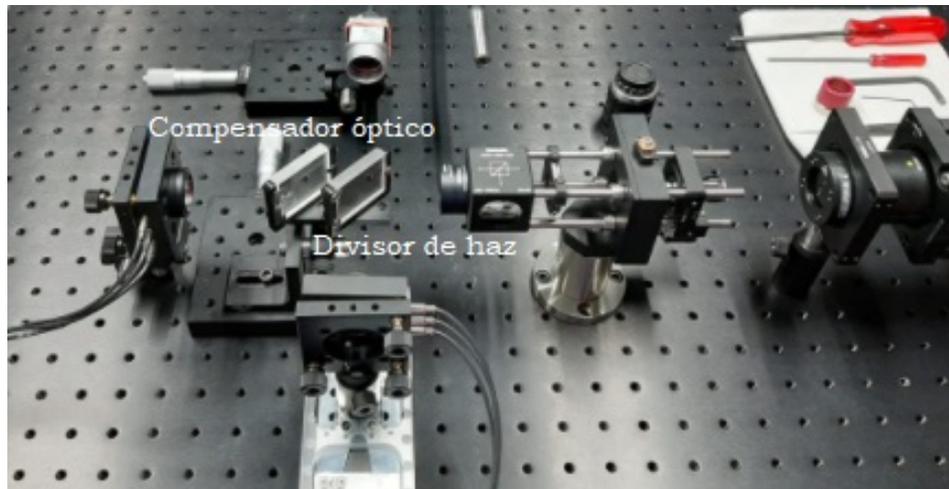


Figura 3.1: Interferómetro de ciencia montado en el laboratorio de metrología.

3.2. Parámetros iniciales

Los parámetros iniciales se definen del trabajo de tesis de González-Gómez, J. (tesis de maestría INAOE, en preparación), quién diseñó el reductor focal que se conectará al telescopio del OAGH para fines fotométricos. En el plano imagen del reductor se conectará el detector que también será aprovechado por OFIUCO, sus características son:

- Rango espectral de operación: 400 a 800 nm.
- Campo de visión: 6 x 6 minutos de arco plasmados en la cámara CCD.
- Escala de placa: 27.307 segundos de arco/mm.
- Haz colimado: de 150 mm de longitud con una pupila de salida de 20 mm de diámetro, el diámetro máximo de la divergencia del haz en la sección establecida debe ser menor a 35 mm.

La cámara del acoplamiento óptico debe diseñarse con el valor de la longitud focal que cumpla con la escala de placa del reductor. A continuación se presentan las operaciones realizadas para definir su valor.

3.2.1. Escala de placa

Al hacer coincidir el elemento de resolución espacial con el tamaño físico del píxel del detector maximizamos la eficiencia de observación. Es decir, más luz en un píxel y, por lo tanto, mantemos el tiempo de observación al mínimo. El elemento de resolución puede ser determinado por las

condiciones del seeing o por limitaciones ópticas.

Primero consideramos la escala de placa del reductor, la cual está dada en segundos de arco por milímetro (segundos de arco/mm) [29]:

$$(ps)_{red} = \frac{206,265}{f_{red}} = 27.307''/mm, \quad (3.1)$$

donde el factor numérico es el número de segundos de arco en un radian y f_{red} es la longitud focal del reductor y está dada por la ecuación (3.2), donde F es la razón focal o $F/\text{número}$ [29]:

$$f_{red} = D_{red} \times F. \quad (3.2)$$

Para una imagen directa, el ángulo del cielo plasmado en el píxel del detector es [29]:

$$\theta = (ps)_{red} \times (d)_{pix} = 0.355''/pixel, \quad (3.3)$$

donde $(d)_{pix}$ es el tamaño físico del píxel en mm.

Entonces, en el cálculo de la magnificación requerida podemos proceder como sigue [29]:

1. Consideramos el valor del diámetro del seeing cuyo valor promedio en Cananea es de 1.4 segundos de arco.
2. Dividimos el diámetro del seeing por el tamaño angular en un píxel (0.355 segundos de arco) para obtener el número de píxeles de muestreo $p = \frac{\theta_{see}}{\theta_{pix}} = \frac{1.4''}{0.355''} \approx 4$.
3. Entonces la magnificación requerida para la cámara de OFIUCO es [29]:

$$m = \frac{(ps)_{red}}{(ps)_{cam}} = 1. \quad (3.4)$$

De lo anterior definimos que: $(ps)_{red} = (ps)_{cam}$, y de las ecuaciones (3.1) y (3.2) tenemos que: $f_{red} = f_{cam}$ y $F_{red} = F_{cam}$.

3.3. Óptica del telescopio OAGH

En el diseño hemos incluido la óptica del telescopio y del reductor focal (F/3.6). En la Figura 3.2 se ilustra el modelo óptico del telescopio en Zemax, el cual es un Ritchey Chrétien con espejos primario y secundario hiperbólicos para una distancia focal de 25.4 metros, los detalles se presentan en la Tabla 3.1.

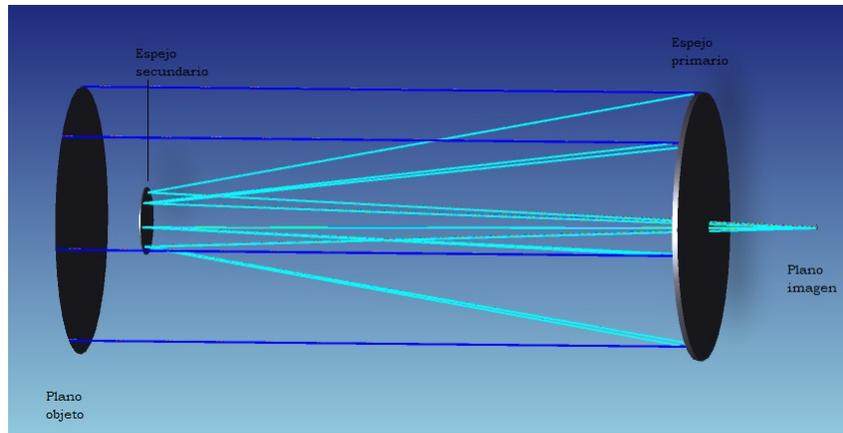


Figura 3.2: Telescopio del OAGH simulado en Zemax. Modelo desarrollado por Castro-Ramos, J. (INAOE, comunicación privada).

Telescopio del OAGH simulado en Zemax					
Elemento	Radio de curvatura	Espesor	Material	Semidiámetro	Conicidad
Espejo primario	-11340	-4463.27	ESPEJO	1057.5	-1.027
Espejo secundario	-3114.142	5363.244	ESPEJO	265	-2.775
Plano imagen	Infinito			2 2.001	

Tabla 3.1: Características del telescopio de Cananea. El material se define como espejo.

3.3.1. Materiales disponibles

En el diseño es importante definir los materiales que vamos a usar. En la tabla 3.2 se encuentran los materiales disponibles para este proyecto. El diseño se podrá valorar con estos materiales, siempre y cuando estén dentro de las dimensiones señaladas (semidiámetro y espesores), de ahí definiremos el material de cada lente.

Listado de vidrios disponibles						
Vidrio	Compañía	N_d	N_e	V_d	V_e	Dimensiones (cm)
N-SK4	SCHOTT	1.61272	1.61521	58.63	58.37	14 × 18 × 17
N-SK2	SCHOTT	1.60738	1.60994	56.65	56.37	2.5 × 2.5 × 16
N-SF2	SCHOTT	1.64769	1.65222	33.85	33.6	20 × 16 × 16
N-SK16	SCHOTT	1.62041	1.62286	60.32	60.08	18.5 × 13 × 16
N-SF15	SCHOTT	1.69892	1.70438	30.20	29.96	20 × 12 × 15
N-SF5	SCHOTT	1.67271	1.67763	32.25	32.00	17 × 30 × 4
LLF1	SCHOTT	1.54814	1.55099	45.75	45.47	20 × 19 × 16
N-BK7	SCHOTT	1.5168	1.51872	64.17	63.96	22 × 22 × 16
N-SF6	SCHOTT	1.80518	1.81265	25.43	25.24	20 × 4.5 × 16
N-SK5	SCHOTT	1.58913	1.59142	61.27	61.02	12 × 13 × 7.5
S-BSL7	OHARA	1.51633	1.518251	64.14	63.93	24 × 23 × 14
PBM2Y	OHARA	1.62004	1.624093	36.27	36.01	10 × 14 × 20

Tabla 3.2: Listado de los materiales disponibles.

3.4. Diseño óptico

Para fines de diseño, la óptica se separó en dos grupos: colimador (F/2631.24) y cámara (F/3.6). El colimador se diseñó primero con una longitud lo suficientemente larga y con una pupila de imagen pequeña (20 mm de diámetro), donde se colocarán las partes ópticas del interferómetro. Cuanto más pequeña es la pupila, mayores son los ángulos de incidencia en las lentes de la cámara y tienden a afectar la calidad de la imagen en los bordes del campo. Por otro lado, está la necesidad de mantener suficiente colimación del haz en la sección del interferómetro, de modo que la resolución espectral no se degrade en los bordes del campo debido a la diferencia de camino óptico que cambia rápidamente en un ángulo de incidencia grande en el interferómetro [21]. Además, se debe mantener la escala de placa y el campo de visión; en consecuencia, el diseño de la cámara conserva la misma razón focal del reductor. La escala de la placa del reductor focal en el telescopio es de 0.355 segundos de arco por píxel, lo que implica una cobertura de campo completo de 6 x 6 minutos de arco cuadrados.

3.4.1. Formación de imágenes

La óptica geométrica, u óptica de rayos, representa la dirección en la cual la luz o la energía de una onda electromagnética viaja. Sus trayectorias se representan como líneas rectas y el uso de la geometría plana se ha empleado para el estudio de la reflexión y la refracción en superficies con formas diferentes. La óptica de primer orden está formada por todas las relaciones de trazado de rayos utilizando una aproximación de rayos paraxiales. La ubicación de una imagen para la posición de objeto en un sistema óptico puede encontrarse usando la óptica de primer orden mediante la denominada fórmula de Gauss. Por esta razón, la óptica gaussiana se considera sinónimo de óptica de primer orden.

La famosa ecuación del constructor de lentes determinada por Gauss, matemático alemán del siglo XIX, define la distancia focal f de una lente refractora como la distancia $l'_2 = f$ cuando $l_1 = \infty$:

$$\frac{1}{l'_2} = \frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (3.5)$$

En consecuencia, existen muchas combinaciones posibles de valores de n (índice de refracción), r_1 (radio de curvatura 1), r_2 (radio de curvatura 2) que proporcionan una misma f (ver figura 3.3).

La formación de la imagen perfecta ocurre cuando en un sistema óptico todos los rayos que se originan de un punto objeto llegan a un solo punto en el plano imagen, en otras palabras, cuando el frente de onda geométrico en la pupila de salida tiene una forma esférica centrada en el plano imagen. En general, un sistema real de imágenes ópticas no genera imágenes ideales. Así, rayos que emergen de un punto objeto, no todos se encontrarán en un solo punto imagen [30].

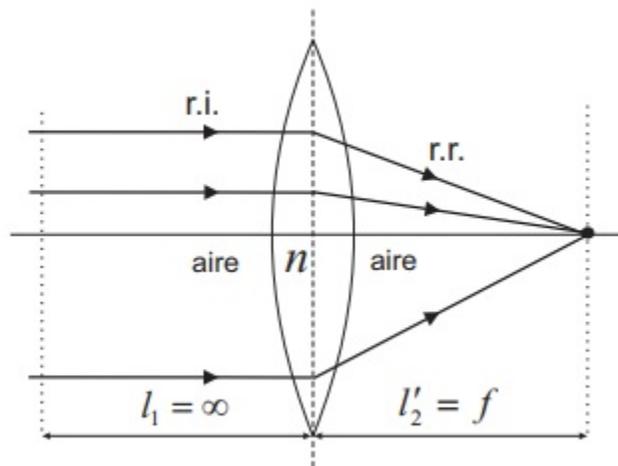


Figura 3.3: Distancia focal f de una lente delgada para un objeto real lejano [31].

Rayleigh proporcionó un sistema óptico que produce una imagen perfecta de un objeto, donde los caminos ópticos (CO) para cada uno de los rayos que conecten un punto del objeto a su correspondiente punto en la imagen (puntos conjugados), deben ser iguales. Esta situación nunca se satisface para un sistema óptico real con superficies ópticas esféricas o para las secciones ovales y cónicas fuera de su par de puntos conjugados. Esto nos lleva a considerar las desviaciones de la imagen ideal, llamadas aberraciones [32].

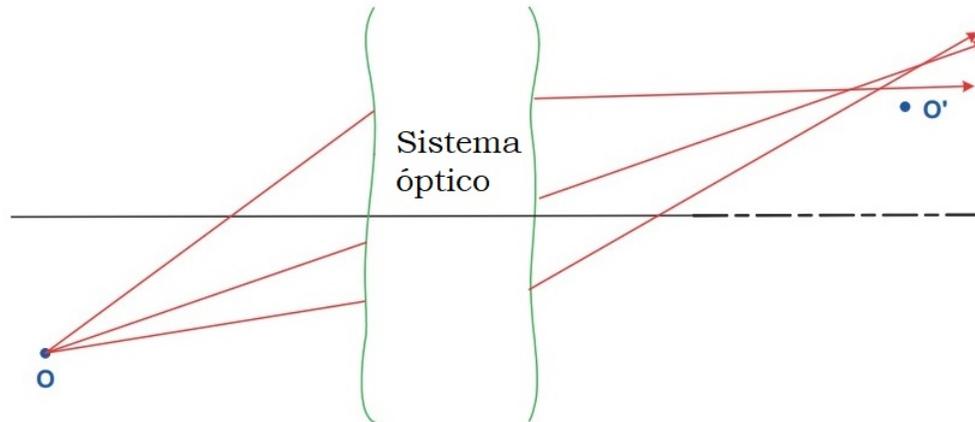


Figura 3.4: Aberraciones de un plano imagen [33].

En el proceso de diseño y fabricación se deben tomar en cuenta las aberraciones de todo el sistema óptico. Para eso es necesario calcular los parámetros que forman el sistema óptico con las características requeridas como: los valores de curvatura, espesor, material, distancia entre componentes. Los parámetros de la construcción incluyen los tipos de la superficie y parámetros diferentes para cada tipo de superficie, como el radio de curvatura, espesores y distancias a la próxima superficie.

3.4.2. Colimador

Los sistemas afocales, mejor conocidos como colimadores cuya potencia es cero, son sistemas focales con una distancia focal infinita. Los sistemas afocales no tienen puntos focales, planos principales ni planos nodales, es decir, ninguno de los puntos cardinales de un sistema focal [34]. En el sistema del colimador el haz de entrada pasa a través de una **lente de campo**, que tiene por objeto generar una pupila de salida reducida, la lente se coloca sobre el plano focal con material de número de **Abbe** grande para disminuir las aberraciones. Posteriormente se coloca un triplete de **Cooke** que tiene por objeto corregir las 7 aberraciones (consultar apéndice A), consta de dos lentes positivas y una negativa, donde se alternan los números de Abbe iniciando con el más alto [30]. La optimización del colimador se hizo en Zemax en modo “espacio imagen afocal”.

Para un colimador con una razón focal de **2631.24** se obtiene un diámetro de pupila colimado de 20 mm. Esta configuración proporciona una distancia de haz colimado de 150 mm, suficiente para colocar el interferómetro de ciencia. En la figura 3.5 se muestran los sistemas ópticos del colimador y cámara, notamos como los materiales son alternados de acuerdo a su número de Abbe, además, se agregó una cuarta lente para reducir la distorsión.

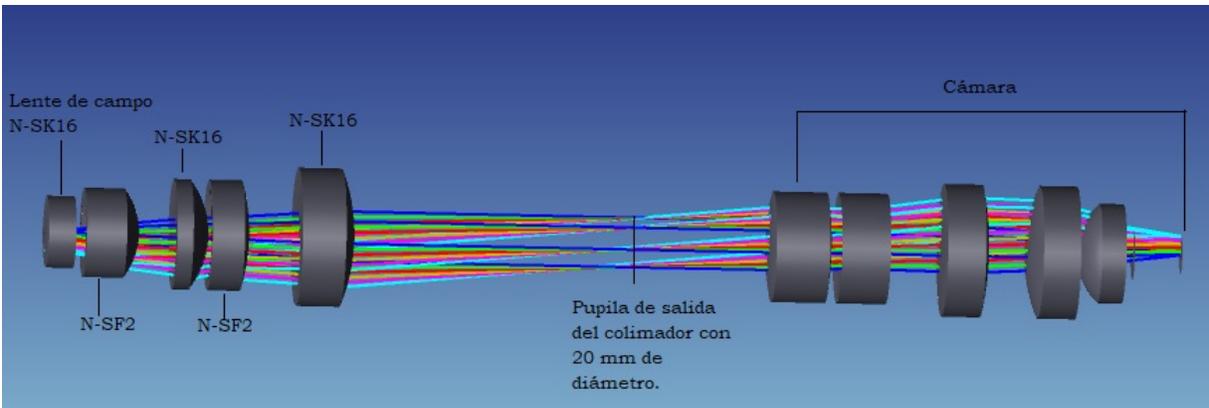


Figura 3.5: Diagrama del trazado de rayos de la configuración óptica de OFIUCO. Se combinan los materiales NSF-2 y N-SK16 del catálogo de SCHOTT. La lente de campo inicia con el material de número de Abbe más alto.

3.4.3. Cámara

El sistema de imagen recibe el haz colimado y lo enfoca en el detector. Está compuesto por 5 lentes. La cámara del diseño del acoplamiento de OFIUCO tiene una razón focal de $F/3.6$, misma que la del reductor focal por los parámetros iniciales ya especificados (ver Figura 3.6). La optimización de la cámara se hizo en Zemax para un sistema focal, estableciendo el número F ya definido.

Para llevar a cabo el diseño con los mejores resultados posibles, es decir, concentrar toda la energía en el área de 1 segundo de arco o 4 píxeles (limitación del seeing) para el rango espectral de 400 a 800 nm, fuimos disminuyendo la función de mérito o función de error a través de los coeficientes de Seidel, mediante las siguientes dependencias ópticas[30]:

- Las aberraciones cromáticas y la curvatura de campo, dependen principalmente de las potencias y separaciones.
- Las aberraciones de esfericidad, coma y astigmatismo dependen únicamente de las flexiones.
- La distorsión depende tanto de las distancias focales como de las flexiones.
- Una vez encontradas las potencias y separaciones, se encuentran las flexiones que anulen las aberraciones de esfericidad, coma y astigmatismo (flexiones de una lente son aquellas transformaciones mediante las cuales se modifican los radios de curvatura sin alterar la potencia inicial).

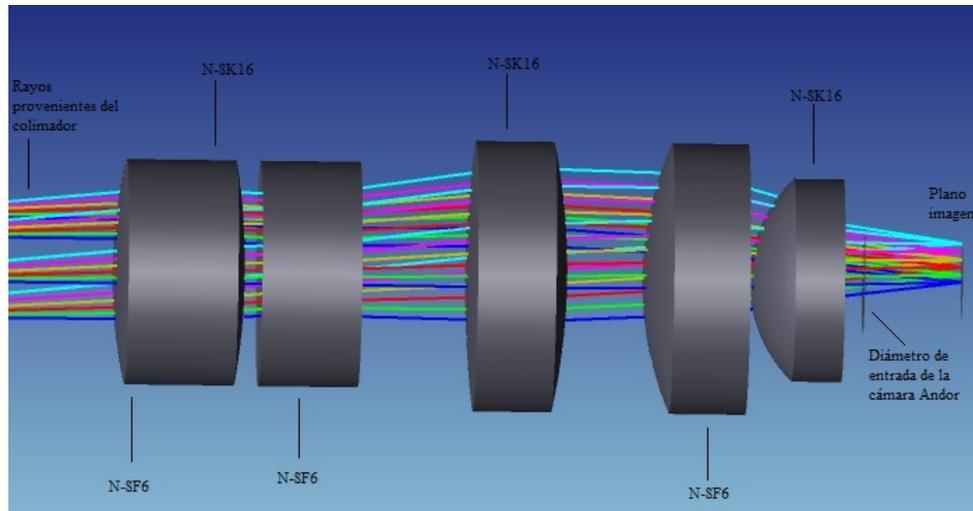


Figura 3.6: Sistema óptico de la cámara de OFIUCO. Conformado por 6 lentes, un doblote y 4 lentes. Se combinan los materiales N-SK16 y N-SF6 del catálogo de SCHOTT.

En la Tabla 3.3 se muestran las características del diseño colimador-cámara (radios, espesores, distancias, material y semidiámetro). Por último, en la Figura 3.7 se ilustran los diagramas con los sistemas implicados en OFIUCO (telescopio, reductor, colimador y cámara).

Especificaciones del diseño				
Elemento	Radio de curvatura	Espesor (mm)	Material	Semidiámetro (mm)
Lente de campo	118.083	10.668	N-SK16	13.000
	infinito	7.054		13.000
Lente 1 colimador	-19.299	16.688	N-SF2	11.000
	-26.409	13.407		16.163
Lente 2 colimador	-213.706	11.864	N-SK16	20.000
	-32.270	5.000		20.000
Lente 3 colimador	-28.910	9.644	N-SF2	16.282
	-71.300	18.288		20.000
Lente 4 colimador	-530.191	20.000	N-SK16	25.000
	-68.422	150.000		25.000
Lente 1 cámara	88.951	8.474	N-SF6	20.000
	34.218	0.000		20.000
Lente 2 cámara	34.218	15.000	N-SK16	20.000
	-120.114	5.000		20.000
Lente 3 cámara	-84.103	15.000	N-SF6	20.000
	569.639	19.286		20.000
Lente 4 cámara	188.515	18.000	N-SK16	24.000
	-115.211	13.435		24.000
Lente 5 cámara	60.306	18.000	N-SF6	24.000
	524.467	1.000		24.000
Lente 6 cámara	24.803	11.297	N-SK16	18.000
	14.174	9.000		11.000

Tabla 3.3: Características del diseño del colimador y cámara. El segundo espesor de cada lente indica la distancia en la que se colocada la lente posterior.

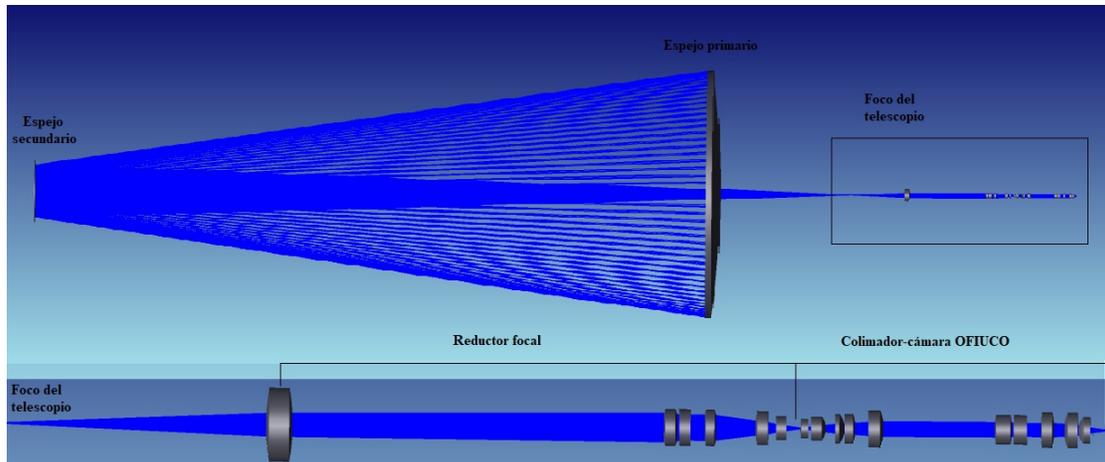


Figura 3.7: Telescopio y configuración óptica para OFIUCO con su trayectoria de luz. La luz entrante se refleja a través del espejo primario y secundario para converger en el foco Cassegrain como un haz de F/12. El reductor focal reduce el número F/12 hasta un F/3.6 con su óptica (colimador y cámara). En el plano imagen del reductor se localiza una lente de campo y 4 lentes del colimador con longitud suficiente para añadir el interferómetro y la cámara con una razón focal de F/3.6.

3.4.4. Análisis

Zemax cuenta con diversas herramientas de análisis de diseño. Retomando la primera parte de este capítulo, donde definimos el número de píxeles de muestreo de acuerdo al seeing y a la escala de placa, de acuerdo con la ecuación (3.3) necesitamos hacer un muestreo o **binning** de 4×4 píxeles.

El diagrama de energía encerrada es el porcentaje de la energía total encerrada como una función de la distancia desde el rayo principal o desde el centro de la imagen de un objeto puntual. En este análisis, el seeing es nuestra limitante más importante, por lo que ahora nos preocuparemos por encerrar el 100 % de la energía en un área de 4×4 píxeles, lo equivalente en distancia a $52\mu\text{m} \times 52\mu\text{m}$. En la Figura 3.8, la línea negra representa el diseño llevado al límite de difracción, las líneas de color representan la energía encerrada para cada campo. La distancia que nos interesa analizar es el radio de $26\mu\text{m}$ (radio de 4 píxeles), energía que supera el 99 % de la energía total.

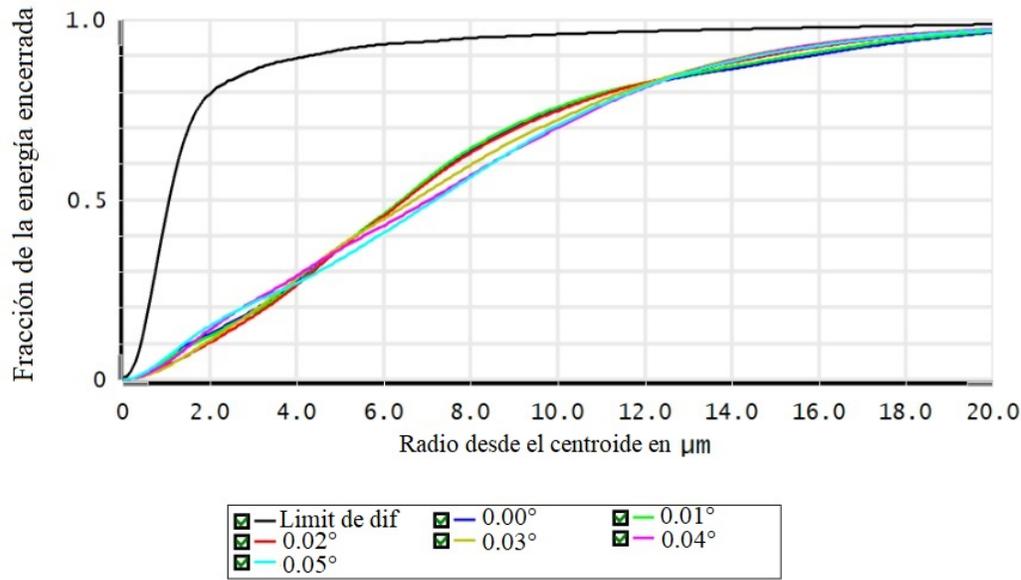
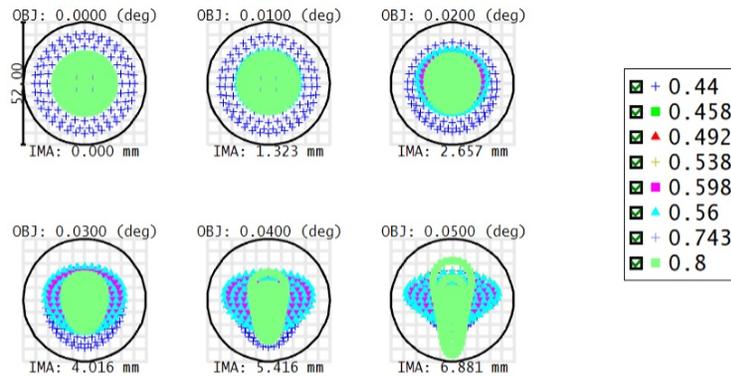


Figura 3.8: Evaluación de la energía encerrada en función de la distancia desde el centro de la imagen. Cada línea representa un campo diferente desde 0 grados hasta 0.05 grados, lo equivalente a 3 minutos de arco. La distancia equivalente del radio para 4 píxeles son $26 \mu\text{m}$.

A continuación presentamos otra herramienta de análisis: **Diagrama de manchas**; esta herramienta de Zemax nos permite observar la distribución de la energía en cada longitud de onda para cada campo en una área específica. En la Figura 3.9 cada color representa una longitud de onda en observación en cada uno de los campos. La distribución de los puntos se pueden interpretar como las aberraciones más perjudiciales en nuestro sistema. El arreglo se ha optimizado en el rango espectral de 400 a 800 nm. Sin embargo, la mancha se degrada en las longitudes de onda más cortas. Esto se puede mejorar combinando vidrios de índice de refracción más bajos (números de Abbe más altos) o desplazando el espejo secundario del telescopio (el motor del espejo permite un paso mínimo de $10 \mu\text{m}$). Por otro lado, cabe mencionar que el reductor focal logra cubrir todo el rango desde 400 a 800 nm con la ayuda de la combinación de los materiales CaF_2 con un número de Abbe = 95.14 y un índice de refracción $N_d = 1.43387$ y el $S - LAL18$ con un número de Abbe = 54.68 y un índice de refracción $N_d = 1.72915$.



Surface: IMA		Spot Diagram				
06/01/2021						
Units are μm . Legend items refer to Wavelengths						
Field :	1	2	3	4	5	6
RMS radius :	9.335	9.269	9.191	9.300	9.540	9.606
GEO radius :	21.230	21.153	20.595	20.358	19.974	23.199
Circle diam:	52	Reference : Chief Ray				
				cámara-2.zmx Configuration 1 of 1		

Figura 3.9: Evaluación del diagrama de manchas del sistema óptico de OFIUCO. El diagrama representa fuentes puntuales en 6 posiciones en el campo, la escala presentada es radial de 0 a 3 minutos de arco (0 a 0.05 grados). El círculo negro representa el área de la energía encerrada en 4 píxeles ($52\mu\text{m}$). Así mismo, cada una de las longitudes de onda se representan con un color diferente, tal como se aprecia en el cuadro de la derecha.

Como se menciona arriba, el diagrama muestra la mancha en cada uno de los campos generada por las longitudes de onda en operación. Notamos que todas las manchas en todos los campos se encuentran dentro del círculo, el cual acota el diámetro de $52\mu\text{m}$ equivalente a los 4 píxeles. El diseño cumple prácticamente con el total de la energía encerrada en el ángulo sólido equivalente limitado por el seeing $\sim 1.4''$ dentro del rango espectral de 440 a 800 nm. Sin embargo, a fin de observar longitudes de onda más cortas (más allá del azul), es necesario el uso de vidrios con gran transmisión en las longitudes de onda cortas por ejemplo, el CaF_2 .

3.5. Recubrimientos ópticos

Los recubrimientos de capas delgadas pueden modificar las propiedades de reflexión y transmisión y la fase de la luz en superficies ópticas. Es necesario controlar estas propiedades mediante el diseño de recubrimientos antirreflejantes. Cuando una onda de radiación electromagnética incide sobre la interfaz entre dos medios homogéneos, una parte se refleja, y otra se transmite. Para conocer la transmitancia y reflectancia de un sistema multicapas, es necesario considerar la contribución de cada una de las capas que constituyen el sistema. La contribución de cada interfaz está dada por los coeficientes de Fresnel. Pero además, es necesario considerar el cambio de fase que se genera por la propagación de las ondas a través de cada película, el cual depende del índice de refracción del material y su espesor.

Los primeros recubrimientos antirreflejantes fueron sobre vidrio para su uso en la región visi-

ble del espectro. No existe un método sistemático para el diseño de recubrimientos antirreflejantes, por lo que el ensayo y error, asistido por técnicas aproximadas respaldados por cálculos informáticos precisos se utiliza con frecuencia. Los diseños muy prometedores pueden mejorarse aún más mediante el refinamiento de la computadora. La gran mayoría de los recubrimientos antirreflejantes son necesarios para adaptar un elemento óptico al aire. El aire tiene un índice de alrededor de 1.0003 a temperatura y presión estándar, que, a efectos prácticos, puede considerarse como unidad. La teoría desarrollada para los recubrimientos antirreflejantes en materiales de alto índice de refracción se aplica de la misma forma a los materiales de bajo índice. El problema se vuelve más grave por la falta de materiales de películas delgadas de muy bajo índice [35]. El fluoruro de magnesio, con un índice de alrededor de 1.38, representa el índice práctico más bajo que se puede lograr. Las técnicas de diseño para recubrimientos antirreflejantes en materiales de bajo índice están menos organizadas e implican mucha más intuición y prueba y error que las de los materiales de alto índice.

Los recubrimientos antirreflejantes pueden variar desde una simple capa que tiene prácticamente cero reflectancia en una sola longitud de onda, hasta un sistema multicapa, que tiene prácticamente cero reflectancia en un cierto rango de longitud de onda. La forma más simple de revestimiento es una capa única. Cuando la onda incide a un ángulo diferente de cero, el camino óptico que influye sobre el cambio de fase es el espesor de la película multiplicado por el coseno del ángulo de propagación en la película.

Definiéndose entonces de manera general la ecuación para la fase como [35]:

$$\phi = \frac{2\pi n_p d_p \cos(\theta_p)}{\lambda}, \quad (3.6)$$

donde n_p y d_p son el índice de refracción y el espesor de la película respectivamente.

3.5.1. Diseño de películas antirreflejantes

El diseño del recubrimiento antirreflejante se hace con la ayuda del software **filmstart**. En nuestro caso se busca optimizar el recubrimiento para el rango de longitudes de onda de 400 a 800 nm con una longitud de onda central de 560 nm. El diseño final seleccionado es de cuatro capas con la combinación de dos materiales alternados por su número de Abbe, como se expresa en la Tabla 3.4. Es importante aclarar que el diseño se hizo con la finalidad de obtener la mayor transmisión posible en el reductor y el acoplamiento con el uso de una sola película. Es por esto que el diseño se optimizó para el sustrato NBK-7, el cual dio un mejor resultado en la simulación de Zemax. La figura 3.10 muestra la transmisión en función de la longitud de onda para los ángulos 0° y 15°.

Especificaciones del diseño		
Capa	Material	Espesor en $\lambda = 560 \text{ nm}$
1	$T A_2 O_5$	0.07393
2	$S i O_2$	0.07682
3	$T A_2 O_5$	0.51662
4	$S i O_2$	0.23442

Tabla 3.4: Características del recubrimiento antirreflejante centrado en la longitud de onda de 560 nm.

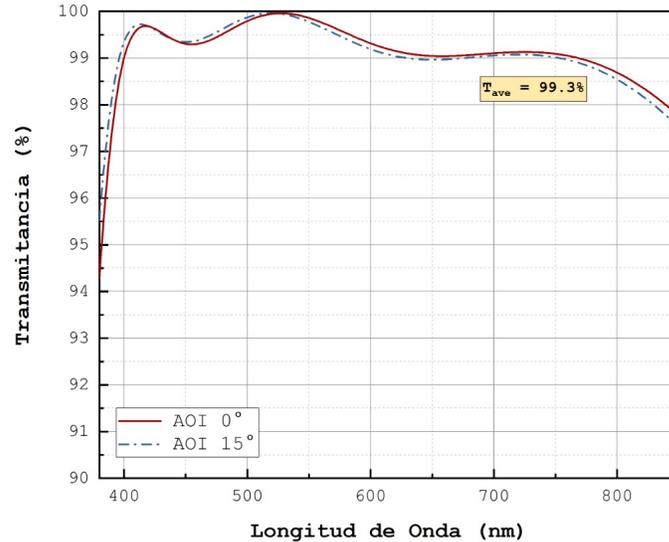


Figura 3.10: Transmiciencia de la película antirreflejante diseñada para el rango de longitudes de onda de 400 - 800 nm, para el sustrato N-BK7.

El diseño anterior se usa en la simulación de las lentes del reductor como para las lentes del acoplamiento del interferómetro. Lo que resulta en un total de 16 lentes o 32 superficies sin contar los componentes *cementados*. La forma ideal en el diseño de películas antirreflejantes es diseñar una película por sustrato y ángulos de incidencia máximos en cada superficie. Aquí solo diseñamos una película “general” que contribuyera a una mayor transmisión en todo el sistema.

3.5.2. Modelado de la reflectancia del telescopio del OAGH

Para obtener una estimación más precisa sobre la transmisión en el instrumento OFIUCO, es necesario conocer la reflexión total del telescopio OAGH. Sabemos que tiene un recubrimiento de aluminio y un factor de oscurecimiento por el espejo secundario en el rango visible (10.77 %)

[31]. En la Figura 3.11 se encuentra la porción de transmisión en cada una de las longitudes de onda para un película delgada de 140 nm de espesor y la reflectancia total afectada por el factor de oscurecimiento.

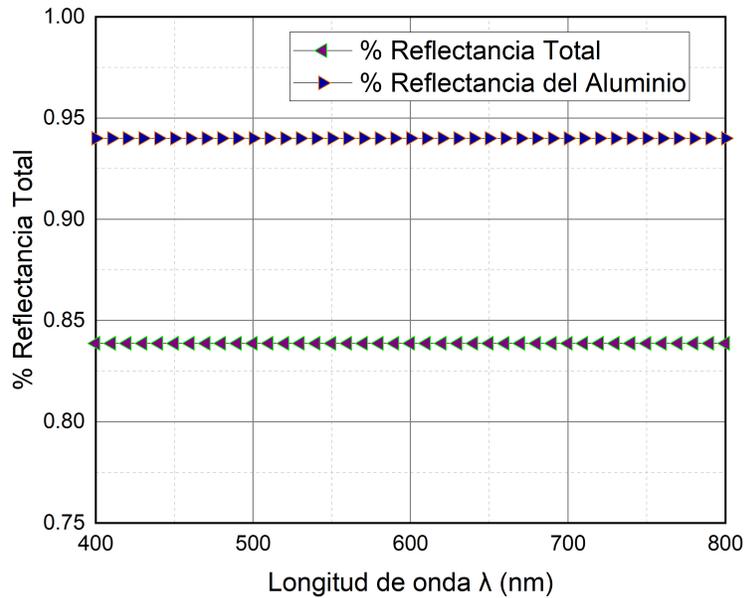


Figura 3.11: La línea superior representa la reflectancia del telescopio con película de aluminio. La línea inferior representa la reflectancia total de telescopio con película de aluminio y la oscurecimiento del espejo secundario.

3.6. Resumen

He presentado los parámetros importantes en el diseño óptico para el acoplamiento de OFIU-CO. Donde se ha utilizado una lente campo, 5 lentes para el colimador y 6 lentes para la cámara. Llegamos a los resultados finales logrando encerrar toda la energía en 4 píxeles en el rango espectral de 440 a 800 nm.

Por último, obtuvimos la transmitancia a lo largo de todos los componentes ópticos (incluyendo el reductor focal) del 68 %, donde la longitud de onda con menor transmitancia es la de 800 nm con 45 % en el campo central y en el último campo 42 %. La longitud de onda con mayor transmitancia es de 560 nm con un promedio del 79 % en el primer campo, y 78.5 % en el último campo. Multiplicando la reflectancia del telescopio, se obtiene una transmitancia total estimada del 57.1 %. En el siguiente capítulo se describen las características de cada sistema (telescopio, reductor, colimador, interferómetro, cámara y detector) y se evalúa del rendimiento del instrumento para fuentes puntuales.

Capítulo 4

Evaluación del rendimiento de OFIUCO

En el capítulo tres se presentó el desarrollo del diseño del acoplamiento óptico y de una película AR, el modelado de la reflexión total del telescopio OAGH y la estimación de la transmisión óptica del reductor y del acoplamiento en el rango espectral de 440 a 800 nm.

En este capítulo se presenta la descripción de las distintas componentes que también juegan un papel en la eficiencia total del instrumento, lo cual incluye las características del detector, la ganancia de conversión, la corriente oscura, el ruido de lectura y las curvas de su eficiencia cuántica. Posteriormente, se describe el rendimiento de imágenes de OFIUCO en el telescopio, estimando los puntos cero, el rendimiento y la magnitud límite para fuentes puntuales. Finalmente, se estima la resolución espectral en función del número de pasos, ancho del filtro y de los ángulos incidentes en el interferómetro centrado en el eje.

4.1. Introducción

La característica más importante de un instrumento astronómico es su rendimiento, el cual se define como la transmitancia de fotones a través de la atmósfera terrestre, el telescopio y el sistema óptico. El rendimiento puede estimarse multiplicando las eficiencias de transmisión de cada uno de los sistemas involucrados. La estimación en cada sistema se realiza calculando la relación entre el número incidente de fotones por segundo fuera de la atmósfera terrestre y el número de fotones por segundo recombinados en el detector. Para el caso de una estrella estándar, dada a una longitud de onda en particular y considerando una apertura de telescopio determinada, la eficiencia total del instrumento OFIUCO está dada por [36]:

$$Eficiencia = \frac{P_{mod}}{P_{in}} = ME \times T_{inter} \times T_{optics} \times QE, \quad (4.1)$$

donde ME es la eficiencia de modulación (por sus siglas en inglés), T_{inter} es la transmisión del interferómetro, T_{optics} es la transmisión de todos los sistemas ópticos involucrados en el instrumento (telescopio, reductor y acoplamiento) y QE es la eficiencia cuántica del detector.

4.2. Características del detector

En la Figura 4.7 se ilustra el detector de OFIUCO, que consiste en una cámara CCD de multiplicación de electrones (EMCCD, por sus siglas en inglés), Andor iXon Ultra 888 *back-illuminated* con un formato de sensor de 1024 x 1024 píxeles y un tamaño físico de píxel de 13 μm . Este detector tiene un ruido de lectura subelectrónica y está diseñado para aplicaciones con alta sensibilidad y velocidades de muestreo rápidas, puede funcionar en un modo único en el que se puede leer una imagen mientras se adquiere la siguiente. Alcanza una eficiencia cuántica media superior al 70 % en todo el rango visible (ver Figura 4.1). Cubre un campo de visión de 6 x 6 minutos de arco con una escala de placa de 0.355 segundos de arco por píxel. La comparación de rendimiento con el CCD de multiplicación de electrones (EMCCD) ha sido común al ser una tecnología muy rápida y de bajo ruido; si bien, el ruido de lectura de sCMOS (scientific Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) es muy bajo en comparación con los CCD, la tecnología EMCCD tiene la ventaja de poder eliminar prácticamente el ruido de lectura, haciéndolos sensibles a un solo fotón. La iXon Ultra 888 “sobrealimentada” representa un aumento masivo del rendimiento para el sensor EMCCD, así como para la primera cámara EMCCD con USB 3.0. Esta cámara fue seleccionada para el proyecto OFIUCO dado que las observaciones de espectroscopia de Fourier requieren el mínimo ruido electrónico y una alta eficiencia cuántica considerando los cortos tiempos de integración.

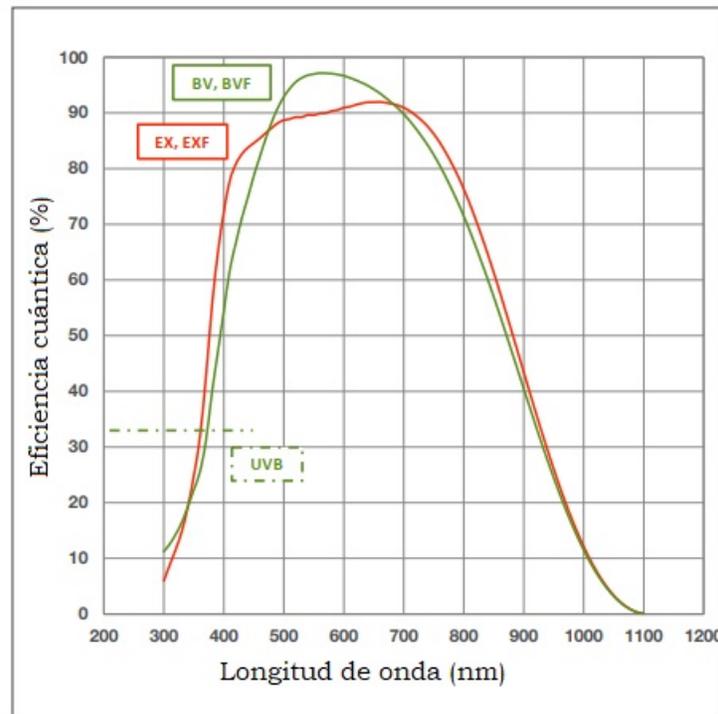
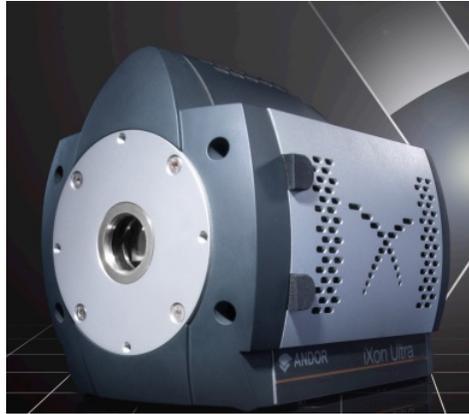


Figura 4.1: Eficiencia cuántica de la cámara **Andor iXon Ultra 888**. Cada curva representa un modo de operación diferente. La curva de color verde representa el modo de operación estándar con recubrimiento AR. La curva de color rojo representa la respuesta de eficiencia cuántica extendida más allá de la doble capa AR retroalimentada. Los CCDs utilizados para el proyecto OFIUCO corresponden a las versiones BV, BVF (curva verde) [37].

Figura 4.2: **Andor iXon Ultra 888** [37].

Descripción	Valor	Unidad
Formato del detector	1024 x 1024	píxeles
Tamaño del píxel	13	μm
Rango espectral	300 - 1100	nm
Escala de placa	0.355	segundo de arco/píxel
Campo de visión completo	6 x 6	(<i>minuto de arco</i>) ²
Razón focal	f/3.6	adimensional
Profundidad de pozo	80,000	e^-
Ganancia en la profundidad de Pozo	730,000	e^-
Eficiencia cuántica	> 60	%
Ruido de lectura	24.5	e^- /píxel
Conversión de ganancia	15.8	e^- /ADU

Tabla 4.1: Características del detector de la cámara **Andor iXon Ultra 888** [37].

4.2.1. Conversión de ganancia

Un parámetro importante al evaluar la eficiencia en un sistema óptico-electrónico es la conversión de ganancia. En un sistema de cámara, la conversión de fotoelectrones detectados en unidades digitales está relacionada linealmente. El resultado final de un CCD es un conjunto de números generados por el ADC (convertidor analógico-digital) a la computadora de almacenamiento [29]. El número asociado a un píxel en particular generalmente se denomina contenido de píxel y se mide en unidades analógicas a digitales (ADU's, por sus siglas en inglés). El contenido de un píxel es proporcional al voltaje que recibe el ADC del amplificador de salida. La ganancia del CCD es la cantidad de electrones que necesitan ser agregados a un píxel para aumentar el contenido de salida en una ADU. La técnica de transferencia de fotones se utiliza ampliamente para medir el número de parámetros del detector en términos absolutos [38]. La ganancia g en e^- /ADU puede ser estimada conociendo la ganancia general del amplificador y la capacitancia del CCD o por una serie de observaciones de forma que:

$$g = \frac{V_{fs}C}{2^n A_g e}, \quad (4.2)$$

donde V_{fs} es el voltaje de alimentación del ADC, n es el número de bits, A_g es la ganancia total de los amplificadores (la multiplicación de las ganancias), C es la capacitancia y e es la carga del electrón [29].

En la cámara determinamos la ganancia en e^-/ADU de acuerdo a la hoja de datos de desempeño proporcionada por el proveedor. La sensibilidad de la cámara depende de la velocidad de transferencia y del preamplificador seleccionado. Por otro lado, de la Figura 4.3, notamos que cuando aumentamos la velocidad de respuesta aumenta el ruido de lectura.

SENSITIVITY & READOUT NOISE			
System Readout Rate	Preamp setting	CCD Sensitivity *1 (electrons per A/D count)	Single Pixel Noise *2 (electrons)
30 MHz, 16-bit Single, EM amplifier	1	16.1	189
	2	4.96	126
20 MHz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.6	124
	2	4.17	68.9
10 MHz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.5	80.0
	2	3.91	40.0
1 MHz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.8	24.5
	2	3.88	12.0
1 MHz, 16-bit Single, Conventional amplifier	1	3.27	6.47
	2	0.790	4.68
0.1MHz, 16-bit Single, Conventional amplifier	1	3.30	8.84
	2	0.790	3.38

Figura 4.3: Prueba de datos del sistema de la cámara **Andor iXon Ultra 888** [37].

De lo anterior, podemos inferir que la velocidad óptima del detector para generar un ruido de lectura mínimo y una ganancia moderada es la de 1 MHz para ambos preamplificadores. Los parámetros seleccionados para definir la sensibilidad de OFIUCO son: ganancia de $15.8 e^-/ADU$ con ruido de lectura de $24.5 e^-/seg/píxel$. Una ganancia alta y ruido de lectura bajo permiten tiempos de integración reducidos, es decir, ocurre un sesgo en el rango dinámico de detección hacia las señales más débiles.

4.3. Rendimiento

La estimación del rendimiento de un sistema óptico se basa en la señal recolectada por un telescopio proveniente de una fuente de magnitud aparente a una longitud de onda dada, transmitida a través de un sistema óptico a un detector (ecuación (4.1)). El rendimiento de un sistema óptico debe determinarse de forma empírica, al realizar observaciones con calibradores conocidos, en condiciones repetibles. Sin embargo, para el alcance de este proyecto de tesis no es posible realizar dichas observaciones, ya que no se cuenta con un prototipo de instrumento capaz de instalarse en el telescopio de 2.1m del OAGH, por lo que la evaluación del rendimiento que se presenta a continuación es meramente teórica, y se supone una eficiencia de modulación = 1. Una vez que se disponga de un sistema que pueda probarse en el telescopio, estos cálculos podrán actualizarse con el valor de la EM. A continuación se presentan cada una de las partes del instrumento y su contribución en la transmisión.

La transmisión del interferómetro está definida por los recubrimientos ópticos de sus componentes. En la estimación se asume la transmisión proporcionada por el proveedor (Thorlabs) para cada una de las caras del divisor, compensador y espejos planos (Figura 4.4).



Figura 4.4: Gráfico de la transmisión en cada una de las superficies del interferómetro [39].

Detalles de filtros			
Filtro	Longitud de onda central (Å)	FWHM (Å)	Pico de transmisión (%)
U	3400	600	80
B	4200	1100	70
V	5400	1200	90
R	6000	700	70
I	8500	3000	100
656/10	6573	104	100
662/10	6635	97	100
668/10	6686	96	100
674/10	6753	97	100
680/10	6817	99	100
686/10	6873	99	100
373/10	3726	87	100
378/10	3780	100	100
385/10	3849	98	100
391/10	3916	112	100
397/10	3977	102	100
500/10	5011	100	100
506/10	5071	100	100
512/10	5135	104	100
518/10	5186	104	83
524/10	5252	109	83
530/10	5311	98	81

Figura 4.5: Configuración de la rueda de filtros del OAGH [40].

Por otro lado, para propósitos de este trabajo, se seleccionaron los filtros del sistema fotométrico de Jhoson-Cousins (BVRI) disponibles en la rueda de filtros de la cámara directa del OAGH (ver Figura 4.5). En este sistema de paso de banda los filtros de banda ancha corresponden a las longitudes de onda centrales: B (420 nm), V (450 nm), R (600nm) e I (850 nm). Para propósitos de esta simulación, y como primera aproximación, se ha promediado la transmisión en cada una de estas bandas, obteniendo el cociente de la suma de la transmisión entre el número de longitudes de onda, en lugar de utilizar la forma intrínseca de los filtros por unidad de longitud de onda. En la Tabla 4.2 se muestra la transmisión de cada sistema para los filtros.

El porcentaje de transmisión atmosférica se determinó tomando los valores de las longitudes de onda centrales, mediante el coeficiente de extinción dada por [41]. Finalmente, la curva de transmisión de cada sistema en función de la longitud de onda se ilustra en la Figura 4.6.

Descripción	B	V	R	I
Longitud de onda central λ_c (nm)	420	540	600	850
Ancho de banda $\Delta\lambda$ (nm)	110	120	70	300
Flujo absoluto $f_\lambda(0)$ ($W\text{cm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$)	7.2×10^{-12}	3.92×10^{-12}	1.76×10^{-12}	1.2×10^{-12}
Transmisión atmosférica (%)	78.0	88.0	90.8	92.7
Reflectividad del telescopio (%)	83.8	83.8	83.8	83.8
Transmisión del filtro (%)	70.0	90.0	70.0	100.0
Transmisión del acoplamiento (%)	53.6	74.4	82.6	65.8
Transmisión del reductor (%)	85.5	91.2	88.6	80.6
Transmisión del interferómetro (%)	96.0	96.0	94.5	80.8
Detector (QE) (%)	72.1	93.1	92.5	82.6
Rendimiento total (%)	14.5	37.4	34.0	27.5

Tabla 4.2: Rendimiento de OFIUCO

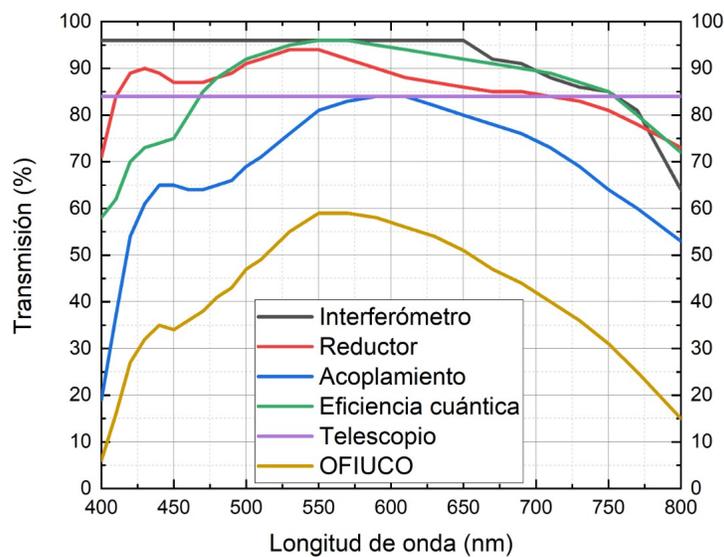


Figura 4.6: Gráfico de la contribución de cada sistema en OFIUCO.

4.3.1. Fotometría

La fotometría es el proceso de obtener valores numéricos precisos del brillo de un objeto, dicho en otras palabras, es la medición de la energía transportada por la radiación electromagnética [29]. La potencia (en Watts) recolectada por un telescopio de área A_{tel} (cm^2) en un intervalo $\Delta\lambda$ (μm) de una fuente de magnitud aparente m (bajo la atmósfera de la tierra) transmitida por un sistema óptico de eficiencia τ (<1) en un detector de eficiencia cuántica η (<1) se puede expresar como [29]:

$$P(\lambda) = \tau(\lambda) \eta(\lambda) A_{tel} \Delta\lambda f_{\lambda}(0) x 10^{-0.4m} \quad W, \quad (4.3)$$

donde $f_{\lambda}(0)$ es el flujo absoluto en $W cm^{-2} \mu m^{-1}$ de una estrella estándar de magnitud cero como Vega. La energía de un fotón de longitud de onda λ es hc/λ joules ($1W = 1J/s$), entonces la tasa de la detección de fotoelectrones es:

$$S(\lambda) = (hc)^{-1} \tau(\lambda) \eta(\lambda) A_{tel} \lambda \Delta\lambda f_{\lambda}(0) x 10^{-0.4m} \quad \text{electrones/s}, \quad (4.4)$$

donde $(hc)^{-1} = 5.03 x 10^{18} J^{-1} \mu m^{-1}$.

Filtro	B	V	R	I
Área del telescopio cm^2	32300	32300	32300	32300
Eficiencia cuántica del detector $\tau(\lambda)$	0.721	0.931	0.925	0.826
Eficiencia del sistema óptico $\eta(\lambda)$	0.201	0.401	0.367	0.332
Longitud de onda central (μm)	0.420	0.540	0.600	0.850
Ancho de banda (μm)	0.035	0.120	0.070	0.100
Flujo absoluto $f_{\lambda}(0)$ ($W cm^{-2} \mu m^{-1}$)	$7.2x10^{-12}$	$3.92x10^{-12}$	$1.76x10^{-12}$	$1.2x10^{-12}$
Escala de placa ("/píxel)	0.355	0.355	0.355	0.355
Seeing atmosférico (segundos de arco)	~ 1.4	~ 1.4	~ 1.4	~ 1.4

Tabla 4.3: Variables empleadas para el cálculo de la señal recolectada por el telescopio del OAGH en cada filtro. En el ancho de banda de los filtro B e I se ha tomado en cuenta solo en ancho del rango que será detectable por el instrumento. Por ejemplo, en el filtro B se detecta de 440 a 475 nm y en I de 700 a 800 nm.

La aproximación para obtener el ruido del cielo en $e^-/seg/píxel$, consiste en usar la misma formula como sigue [29]:

$$B(\lambda) = (hc)^{-1} \tau(\lambda) \eta(\lambda) A_{tel} \lambda \Delta\lambda f_{\lambda}(0) x 10^{-0.4m_{sky}} \theta_{pix}^2 \quad \text{electrones/s}, \quad (4.5)$$

pero m_{sky} representa el brillo del cielo empíricamente como una magnitud por segundo de arco cuadrado, relativo a una estrella de magnitud cero sobre la atmósfera e introduciendo el área del píxel en el cielo θ_{pix}^2 . Usando las ecuaciones (4.4) y (4.5) para los datos presentados en la Tabla 4.3 podemos obtener la señal detectada dentro del telescopio de Cananea que comprende un área efectiva de $A_{tel} = 32,300 cm^2$ (Ver Figura 4.7).

Dividiendo la señal observada por g da como resultado la tasa de la señal en cuentas por segundo. Si establecemos la señal en 1 cuenta/seg, entonces podremos derivar la magnitud de punto cero, la cual se define como la magnitud equivalente a 1 cuenta/seg para una estrella de color (sistema fotométrico) cero sobre la atmósfera. Significa entonces, que para una señal recogida por un telescopio a una velocidad de 1 ADU/s, la ecuación para la magnitud del punto cero se puede escribir como:

$$M_{zp} = 2.5 \log_{10} \left(\frac{\tau \eta \lambda_c \Delta \lambda A_{tel} F_{\lambda}(0)}{h c g} \right), \quad (4.6)$$

$$M_{zp} = 2.5 \log_{10} \left(\frac{S(\lambda)}{g} \right). \quad (4.7)$$

$S(\lambda)$ para $m = 0$ y g es la ganancia en e^-/ADU . La ganancia del detector es de $15.8 e^-/\text{ADU}$ con un ruido de lectura de $24.5 e^-/\text{seg/píxel}$.

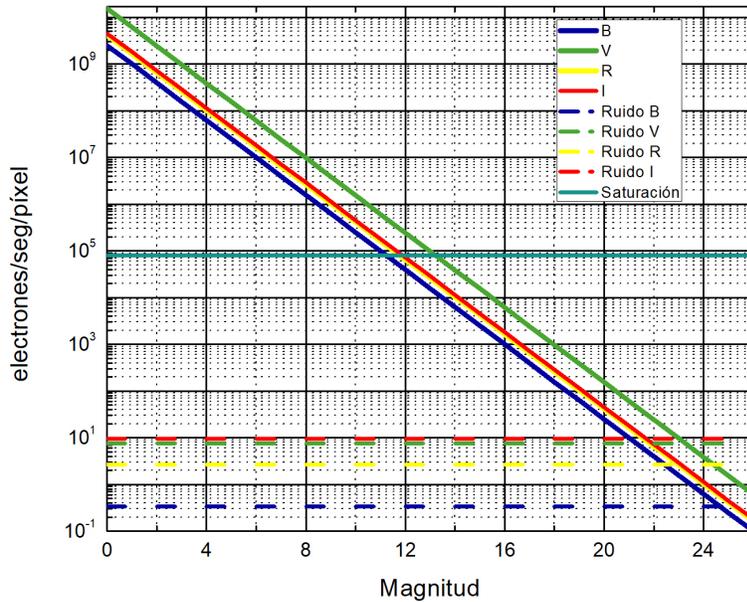


Figura 4.7: Número de electrones detectados por segundo por píxel afectados por la eficiencia total del instrumento (transmisión óptica, eficiencia cuántica del detector, reflexión del telescopio y filtro). En la parte inferior se muestra el fondo del cielo para cada filtro. La línea horizontal continua representa la saturación del detector. Las líneas punteadas representan el ruido de fondo para cada filtro de [41].

En cambio, obteniendo m_{zp} por observaciones podemos derivar el producto $\tau\eta$ el cual describe la eficiencia total del sistema en un ancho de banda dado:

$$2.5 \log(\tau\eta) = M_{zp} - 2.5 \log_{10} \left(\frac{\lambda_c \Delta \lambda A_{tel} F_{\lambda}(0)}{h c g} \right). \quad (4.8)$$

Donde los parámetros del lado derecho de la ecuación (4.8) son valores que se pueden obtener a través de mediciones y literatura. Consecuentemente, de la ecuación (4.6) podemos obtener M_{zp} para cada uno de los filtros. La transmisión total se obtiene multiplicando todas las transmisiones individuales de cada sistema. Encontramos las estimaciones teóricas para cada ancho de banda primario: B = 14.5 % , V = 37.4 % , R = 34.0 % e I = 27.5 %. Sustituyendo los valores de cada parámetro obtenemos las magnitudes instrumentales en el punto cero para cada filtro (Tabla 4.4).

Filtro	Magnitud límite (para SNR = 10 en 2000s)	Magnitud punto cero	Magnitud del cielo (mag/seg/arcsec ²)	Ruido de lectura y cielo (ADUs/seg/pixel)	Saturación por el ruido de lectura y del cielo [s]
B	24.83	21.37	22.39	1.57	3219
V	25.63	22.47	22.01	2.04	2487
R	24.40	21.03	20.72	1.72	2946
I	24.14	21.01	19.44	2.16	2346

Tabla 4.4: Rendimiento fotométrico de OFIUCO.

El tiempo de saturación del detector debido al ruido, es el cociente del tamaño del pozo (80,000 e^-) entre el ruido total en cada píxel. El tiempo de saturación por rayos cósmicos no se ha considerado, sin embargo, para tiempos de integración de segundos este factor no predomina en la observación.

4.3.2. Magnitud límite

La magnitud límite para la condición de fondo limitado es resolver S en términos de señal a ruido. Las magnitudes del cielo establecen el límite de la exposición máxima para una sola imagen antes de que el detector se sature:

$$M_{limt} = m_{zp} - 2.5 \ln \left(\frac{S/N}{g} \sqrt{\frac{N_{pix} B}{T_{in}}} \right), \quad (4.9)$$

donde

- S/N - es la relación señal a ruido.
- g - es la conversión de ganancia en e^-/ADU .
- N_{pix} - píxeles cubiertos por la fuente: $\pi(\text{seeing}/\text{escala de placa})$.
- B - es el ruido de fondo en $e^-/s/\text{píxel}$.

De [41] obtenemos el ruido de fondo que limita nuestra SNR para cada uno de los filtros. El brillo del cielo en magnitudes para cada filtro son $B = 22.39$, $V = 21.01$, $R = 20.72$ e $I = 19.44$. Esto se traduce en $e^-/s/píxel$: $B = 0.35$, $V = 7.66$, $R = 2.65$ e $I = 9.59$. Entonces, suponiendo un seeing atmosférico en la ubicación del observatorio OAGH $\sim 1.4''$, estimamos las magnitudes límite en función del tiempo de integración y de la relación señal a ruido deseada. Las gráficas para limitar la magnitud para dos diferentes SNRs (10 y 5) se muestran en las Figuras 4.8 y 4.9.

La magnitud límite crece cuando la SNR, N_{pix} y B decrecen. Sucede lo contrario para las variables m_{zp} , g y T_{in} . N_{pix} está dada por la limitación del seeing y la escala de placa (seeing/escala de placa), por ello las condiciones de la atmósfera son de suma importancia, ya que el ruido del fondo crece en proporción a este factor. Por otro lado, una ganancia grande conlleva a tiempos de exposición pequeños. No obstante, el ruido de lectura tiende a incrementarse. Para señales débiles lo mejor es utilizar una configuración que permita obtener una ganancia moderada y ruido de lectura reducido.

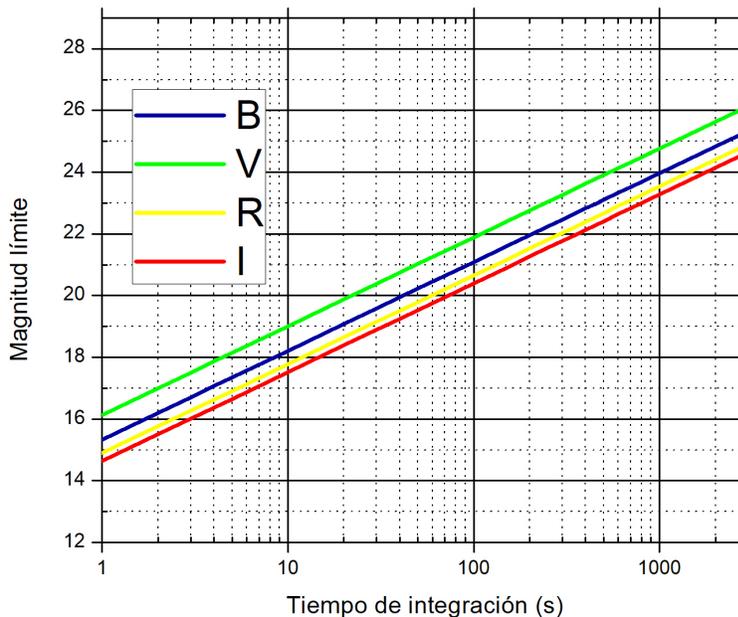


Figura 4.8: Gráfico de los valores de magnitud límite estimados en función de la SNR = 10 y el tiempo de integración. El panel muestra una magnitud límite que varía para diferentes valores de tiempo de integración a una SNR de 10.

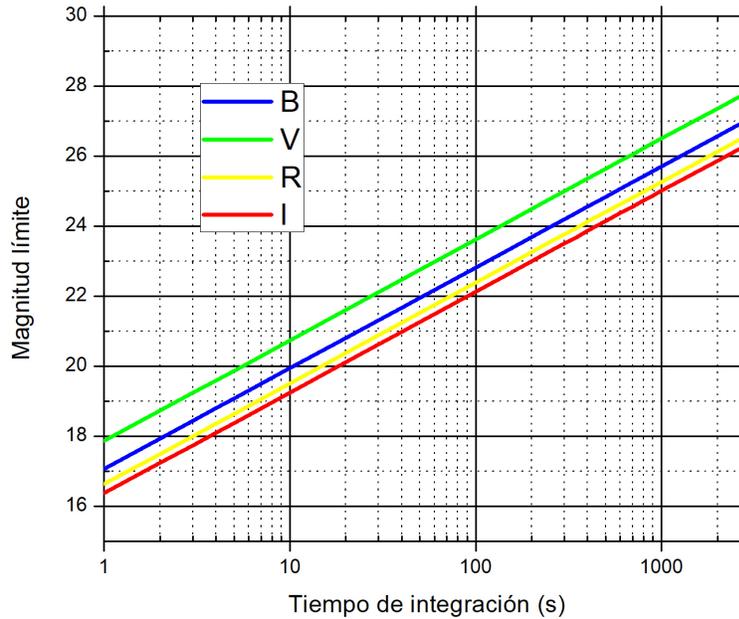


Figura 4.9: Gráfico de los valores de magnitud límite estimados en función de la SNR = 5 y el tiempo de integración. El panel muestra una magnitud límite que varía para diferentes valores de tiempo de integración a una SNR de 5.

4.3.3. Resolución Espectral

En un IFTS el requerimiento es que, para un haz fuera del eje, la dispersión angular sea menor que la resolución espectral deseada. Por lo tanto, la resolución espectral máxima está en función del campo de visión del IFTS y el campo angular total para un interferómetro acoplado a un telescopio está dado por [42]:

$$R = \frac{8}{\phi^2} \frac{1}{m^2} = \frac{8}{\phi^2} \left(\frac{d}{D} \right)^2. \quad (4.10)$$

Donde m es la magnificación angular, D es el diámetro del telescopio, ϕ es el diámetro del campo angular medido en radianes y d es el diámetro del haz en el FTS. Esta relación impone la máxima resolución espectral del campo ópticamente aceptado por el IFTS detrás del telescopio. Inversamente, en el diseño de un IFTS para un telescopio en específico, esta relación determina el diámetro del divisor de haz necesario para alcanzar una resolución espectral sobre un campo de visión deseado [42].

Dentro de estos límites, una característica importante y exclusiva de un IFTS se mantiene intacta, la posibilidad de variar continuamente la resolución espectral para adaptarla al problema científico, simplemente cambiando el número de muestras a registrar [42]. De esta manera, la resolución espectral depende del número de pasos adquiridos para llegar al desplazamiento máximo (x_{max}) del interferómetro lejos del ZPD. Con la ecuación (4.11) podemos calcular la resolución espectral en cualquier longitud de onda en el eje óptico:

$$R = \frac{1}{\lambda} \frac{2x_{max}}{1.2067}. \quad (4.11)$$

Un aspecto importante a considerar es aumentar la resolución espectral (establecida por el OPD máximo alcanzado al final de la adquisición del cubo) mientras se minimiza el número de pasos para alcanzar este OPD. Para satisfacer el criterio de muestreo de Nyquist, el tamaño del paso debe ser igual o menor que la mitad del valor de la longitud de onda más corta aceptable por el filtro. Sin embargo, suponiendo que no hay una señal medible fuera del paso de banda del filtro, se puede aumentar significativamente el tamaño del paso eligiendo convenientemente un orden de muestreo que tenga en cuenta el paso de banda del filtro y el ángulo de la luz incidente del interferómetro [21]. Entonces, el tamaño del paso está dado por la siguiente ecuación:

$$dX_n = \lambda_{min} \left(\frac{n+1}{2} \right), \quad (4.12)$$

donde λ_{min} es la longitud de onda más corta del filtro y n es el número de orden plegable. Como la resolución espectral varía en el eje de salida, hay un cambio gradual de resolución a lo largo del eje espectral. Además, dependiendo de la inclinación del interferómetro con respecto al haz colimado ($\cos \theta$), el poder de resolución cambia en función de la posición del detector. Para el cálculo del tamaño del paso, primero debemos definir λ_{min} , la cual depende del ancho del filtro y del $\cos \theta$ (el ángulo más pequeño de la luz incidente sobre el interferómetro):

$$\lambda_{min} = \frac{\lambda_{min_{filtro}}}{\cos \theta_{min}}. \quad (4.13)$$

Ahora calculamos el número de orden plegable ideal utilizando la ecuación (4.14) para múltiples órdenes plegables y elegimos el más eficiente. Cuanto más grande es n , más eficiente es la observación (SNR, tiempo y resolución):

$$\lambda_{max} = \lambda_{min} \left(\frac{n+1}{n} \right). \quad (4.14)$$

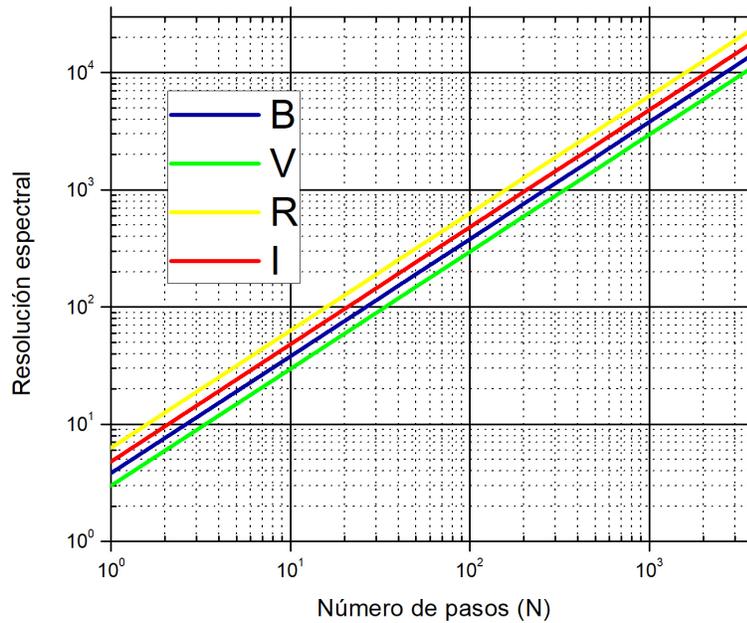
En cambio, λ_{max} definida por el número de orden plegable, debe ser mayor que la longitud de onda mas larga del filtro afectada por el ángulo de incidencia máximo:

$$\lambda_{max} = \frac{\lambda_{max_{filtro}}}{\cos \theta_{max}}. \quad (4.15)$$

De esta manera, la técnica de plegado espectral reduce el número de pasos necesarios para alcanzar la resolución espectral deseada mientras se siguen muestreando los interferogramas en la frecuencia de Nyquist. La Figura 4.10 muestra el comportamiento de la resolución espectral en función del número de pasos para las longitudes de onda centrales: 420 nm, 540 nm, 600 nm y 750 nm (los detalles en la Tabla 4.5). Cabe señalar que en la simulación el interferómetro está centrado sobre el eje óptico, los ángulos incidentes (máximo y mínimo) sobre el interferómetro (de todo el FoV en el detector) definidos por la simulación en Zemax son: 0.01° y 5.62°.

Filtro	Orden	Tamaño del paso	R(N = 1000)
B	3	730 nm	2547
V	3	960 nm	2651
R	7	2260 nm	5898
I	2	1050 nm	1740

Tabla 4.5: Resolución espectral para cada filtro con N= 1000.

Figura 4.10: Gráfico de los valores de la resolución espectral estimada. Muestra como la resolución R aumenta cuando aumenta el número de pasos N .

De lo anterior, notamos que la resolución espectral crece para las bandas espectrales más estrechas, lo cual aumenta el número de orden y, en consecuencia aumenta el tamaño del paso (muestreo). Por otro lado, cuando incrementa el ángulo se suprime el número de orden, por lo que se origina un truncamiento en el crecimiento de la resolución espectral.

Por último, el tiempo total de observación está dado por:

$$T = N(\tau + t_d), \quad (4.16)$$

donde τ es el tiempo de integración de cada imagen y t_d el tiempo de sobrecarga asociado a su grabación y recorrido del espejo móvil. τ es determinado a obtener las condiciones en función de la relación señal a ruido en las imágenes de la fuente a través del filtro elegido evitando la saturación.

En este capítulo se ha hecho un análisis del rendimiento teórico del instrumento OFIUCO. Se ha estimado el desempeño del instrumento para fuentes puntuales, utilizando una configuración que proporciona una ganancia favorable con menos ruido de lectura para el detector Andor iXon Ultra 888, del cual se han presentado sus características técnicas y que representa una excelente opción para la técnica FTS.

Por otro lado, hemos demostrado que el rango dinámico para las magnitudes límite puede cambiar significativamente de acuerdo a la ganancia del detector y la velocidad de transferencia en operación. Hemos estimado la resolución espectral en cada una de las bandas del sistema fotométrico de Jonhson-Cousins en función del número de muestras grabadas (número de pasos N), así como la magnitud límite en función del tiempo de integración para las mismas bandas fotométricas, considerando diferentes señales a ruido. En las Figuras 4.8 y 4.9 se define el tiempo de integración para cada imagen por su magnitud y la relación señal a ruido deseada (para una fuente puntual).

Cabe señalar que las estimaciones llevadas a cabo en este capítulo consideran un modelo teórico en donde no se han tomado en cuenta los efectos de la *eficiencia de modulación* ($EM = 1$). En un sistema real, este parámetro reduciría la eficiencia del instrumento, por lo que las magnitudes límite, tiempos de exposición y número de pasos tendrían que ser revisados de manera empírica. Las estimaciones en este capítulo son por lo tanto un límite superior de la eficiencia total del sistema OFIUCO para fuentes puntuales. En el siguiente capítulo se abordará el caso de fuentes extendidas y la aplicación del modelo OFIUCO para un caso astronómico específico.

Capítulo 5

Fuentes extendidas y comparación con la literatura

En el capítulo anterior se obtuvieron estimaciones teóricas de magnitud límite, tiempo de integración y número de pasos requeridos para observaciones FTS del sistema OFIUCO, considerando la emisión como fuentes puntuales. Sin embargo, la principal aplicación de la técnica FTS es obtener información espectroscópica espacialmente resuelta de objetos extendidos, en campos de visión de varios minutos de arco.

En este capítulo se presenta una estimación de la eficiencia del sistema OFIUCO para el caso de objetos extendidos, a través de una comparación con datos adquiridos por un instrumento con la misma configuración y el mismo principio de funcionamiento. De esta manera, podemos valorar las estimaciones teóricas obtenidas con nuestro modelo y validar el alcance del instrumento, teniendo en cuenta las suposiciones y restricciones mencionadas en el capítulo anterior. Para este ejercicio se analiza el caso de las observaciones FTS de la galaxia NGC 628 observada por SITELLE [43], comparando la resolución espectral, los tiempos de integración y número de pasos estimados con el sistema OFIUCO para el telescopio de 2.1m del OAGH, Cananea.

5.1. Aplicación al estudio de NCG 628

NGC 628 o Messier 74 (M74) es una galaxia espiral de gran diseño de tipo morfológico SA(s)c, con un tamaño angular de 10.5×9.5 arcmin, con magnitud aparente de 9.95, a una distancia de 9.3 Mpc ($z = 0.00219$) en la constelación de Piscis. NGC 628 es una galaxia ampliamente estudiada, con múltiples observaciones espectroscópicas en el óptico de rendija larga permitiendo la medición de múltiples líneas de emisión en una amplia ventana espectral ([44], [45], [46], [47], [48]), así como de espectroscopia de campo integral (IFS por sus siglas en inglés) cubriendo la parte central de la galaxia (3341 arcsec^2) con el instrumento SAURON [49] o la mayoría de su área proyectada a un radio $R_{25} \text{ mag/arcsec}^2$ a través de un mosaico de 33 posiciones observadas a lo largo de un periodo de 3 años ([50], [51], [52]), ver Fig 5.1. La técnica IFS ha brindado un avance de información espectral y espacial sobre las regiones HII extragalácticas. Sin embargo, la cobertura espacial incompleta de estos instrumentos no es conveniente para un estudio detallado de estas regiones para extraer algunas de sus propiedades intrínsecas (por ejemplo, luminosidad total y morfología).

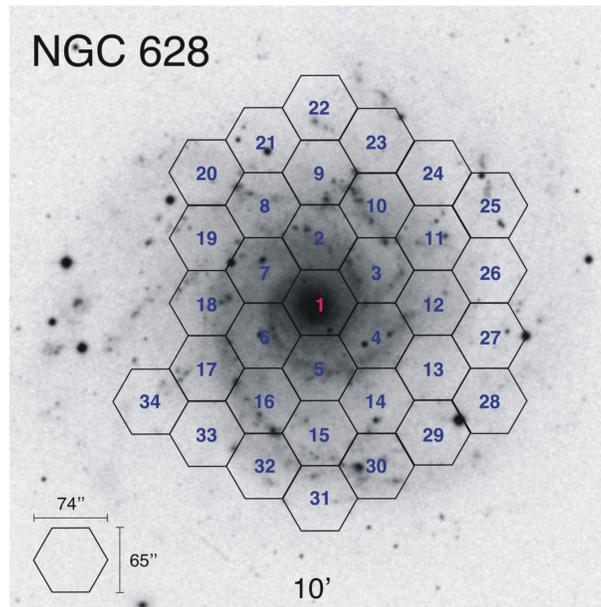


Figura 5.1: Imagen del Digital Sky Survey 2 (DSS) de NGC 628 mostrando el mosaico espectroscópico observado por el instrumento PMAS-PPAK (Centro Astronómico Hispano-Alemán de Calar Alto, España). El área cubierta por todas las posiciones representa aproximadamente 34 arcmin^2 , conteniendo más de 13,500 espectros individuales ([50]; [51]).

NGC 628 también ha sido observada con la ayuda de instrumentos Fabry-Pérot [53], para realizar estudios detallados de cinemática basado en mapas de $H\alpha$. Sin embargo, observaciones utilizando esta técnica están limitadas por el número de líneas de emisión accesibles y se ven afectados por problemas relacionados con el desplazamiento espectral de las líneas, debido a la dinámica nebular y galáctica que impide la medición precisa de éstas.

5.1.1. Observaciones de NGC 628 con SITELLE

En 2018, [43] presentaron observaciones de NGC 628 realizadas entre agosto del 2015 y enero del 2016 durante el comisionado y verificación científica del instrumento SITELLE (Spectro-Imageur à Transformée de Fourier pour l'Étude en Long et en Large des raies d'Émission), el IFTS del telescopio de 3.6m del observatorio Canadá-Francia-Hawai (CFHT), el cual permite una resolución espacial de $0.32'' \times 0.32''$ en todo el disco de la galaxia ($11' \times 11'$) con una cobertura espacial completa (factor de llenado del 100%), en un amplio rango de longitudes de onda (350 a 900 nm).

Sin embargo, las observaciones en el rango óptico de SITELLE necesitan hacer uso de filtros para reducir el ruido en una banda determinada. Una observación en crudo de SITELLE se compone de una secuencia de imágenes (única por cada posición del espejo móvil) que conforman un cubo de datos con más de 4 millones de interferogramas (un interferograma por cada píxel en cada uno de los 2 detectores de 2048×2064 píxeles). Después de la reducción de datos, SITELLE produce 4 millones de espectros por cada cubo de datos en un filtro determinado.

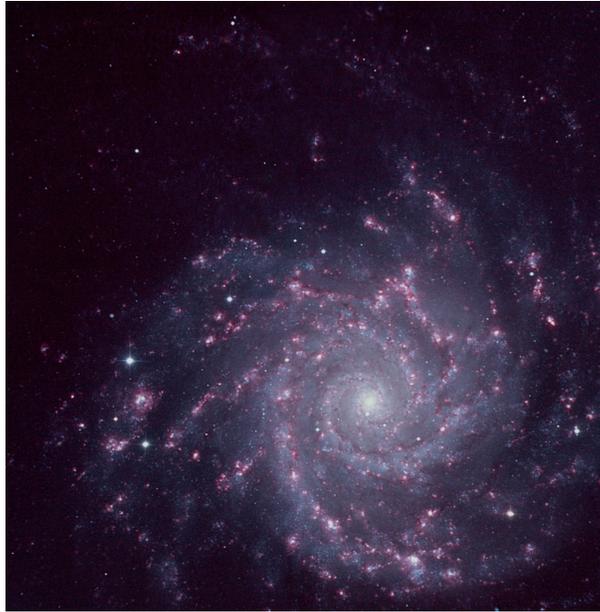


Figura 5.2: Imagen de NGC 628 obtenida a partir del cubo IFTS de SITELLE, la información de tres filtros fue sumada junto con un mapa de intensidad de $H\alpha$. El campo de visión es de 11 x 11 arcmin (figura adaptada de [43]).

Las observaciones IFTS de NGC 628 con SITELLE permitieron identificar y extraer parámetros físicos de 4,285 candidatos a regiones HII a lo largo de todo el disco de la galaxia, lo cual permite superar algunos de los problemas fundamentales para el análisis de regiones HII y gas ionizado difuso (DIG por sus siglas en inglés). La técnica IFTS aplicada a obtener datos espectroscópicos bidimensionales en este tipo de galaxias del Universo cercano tiene el potencial de obtener información sobre la posición, extinción, composición química, cinemática, luminosidad, tamaño, morfología y propiedades del gas difuso del fondo para spaxeles individuales o regiones integradas. Dada la exquisitez de los datos obtenidos por [43]) fue posible obtener la función de luminosidad de las regiones HII de NGC 628 y estudiar su variación con respecto al radio galactocéntrico, así como el nivel de DIG en la galaxia.

La Tabla 5.1 muestra los principales parámetros de observación obtenidos con SITELLE. Los ángulos incidentes en el interferómetro para determinar de la resolución espectral fueron 11.8° y 19.6° [21].

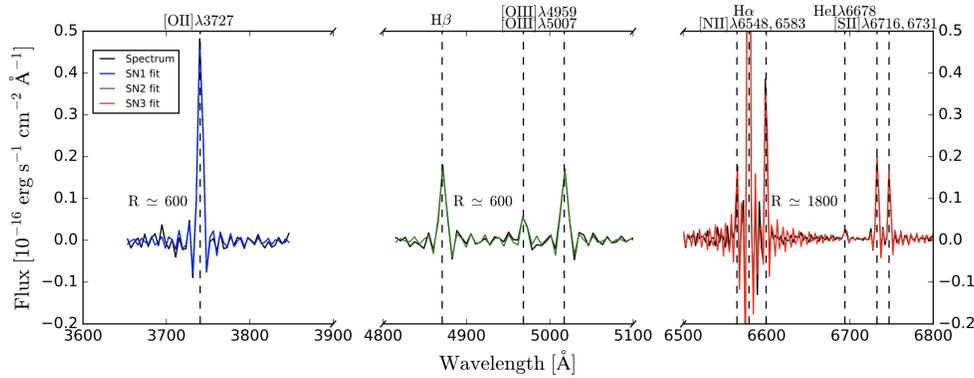


Figura 5.3: Espectro de una región H II de NGC 628 observado con SITELE en una apertura de 1.6 arcsec (con continuo estelar sustraído), mostrando líneas de emisión en tres diferentes bandas observadas (figura adaptada de [43]).

Filtro	SN1	SN2	SN3
Rango espectral [Å]	3640-3850	4840-5120	6480-6860
Fecha de observación	2016/01/13	2016/01/11	2015/08/09
Tiempo de exposición/paso [s]	73.0	103.3	25.0
Número de pasos	105	138	323
Orden plegable	8	6	8
Tamaño del paso [nm]	1647	1680	2943
Tiempo de exposición total [h]	2.13	3.96	2.24
Resolución media	~600	~600	~1800
Calidad de imagen [seg de arco]	1.28	0.96	0.9

Tabla 5.1: Parámetros de observación de SITELE [43].

5.1.2. Comparación entre datos de SITELE y el modelo para OFIUCO

Los tiempos de exposición obtenidos en el capítulo 4 se estimaron para el análisis de fuentes puntuales. Por lo que, en la estimación del tiempo de exposición para fuentes extendidas debemos plasmar la energía de la fuente en $(\prime\prime)^2$, mejor expresado como $mag/arcsec^2$. En el estudio de fuentes extendidas, la señal detectada $S(\lambda)$ de una fuente puntual de magnitud m es dividida entre al área que ocupa en segundos de arco cuadrados. Por ejemplo, la energía de la galaxia NGC 628 se distribuye en un área de 282,037 segundos de arco cuadrados ($315\prime\prime \times 285\prime\prime \times \pi$). Siendo el campo de OFIUCO de 6×6 minutos de arco, la galaxia espiral no será visible en su totalidad, cuyo tamaño es de $10.5' \times 9.5'$. La Tabla 5.2 muestra la variación de la magnitud de punto cero para una fuente puntual de $m = 9.95$ y una fuente extendida de $282,037(\prime\prime)^2$ de la misma magnitud.

Filtro	B	V	R	I
Fuente puntual (m_{zp})	20.49	22.47	21.03	21.15
NGC 628 (m_{zp})	6.87	8.85	7.40	7.52
N_{pix}	12.39	12.39	12.39	12.39
Ganancia (g)	15.8	15.8	15.8	15.8

Tabla 5.2: Variación de la magnitud de punto cero entre una fuente puntual y una fuente extendida. La magnitud límite será determinada por la SNR y el tiempo de integración.

Una vez que definimos las magnitudes de punto cero, aplicamos de la misma manera la ecuación (4.9) definida en el capítulo anterior para estimar el tiempo de exposición de la fuente extendida. Es importante mencionar que para tener una comparación precisa, hemos estimado los tiempos de integración para dos filtros utilizados por SITELLE (SN2 y SN3) con la ayuda de las hojas de cálculo (consultar el apéndice B) para la resolución de las magnitudes límite de acuerdo a los parámetros ingresados por el usuario, tales como: ancho del filtro, transmisión, escala de placa, ruido de fondo, ruido del detector, seeing atmosférico, tamaño de la fuente, etc. (consultar el apéndice B). En el cálculo de la resolución espectral se usaron los mismos ángulos de SITELLE. Los parámetros estimados se resumen en la Tabla 5.3.

Filtro	SN2	SN3
Rango espectral [\AA]	4840-5120	6480-6860
Tiempo de exposición/paso [s]	430	139
Número de pasos	138	323
Orden plegable	6	8
Tamaño del paso [nm]	1680	2943
Tiempo de exposición total [h]	16.4	12.47
Resolución media	~ 600	~ 1800
Calidad de imagen [seg de arco]	$\sim 1.4''$	$\sim 1.4''$

Tabla 5.3: Parámetros estimados para los filtros SN2 y SN3 con SNRs de 5 y 3.

Es difícil realizar una comparación precisa de los tiempos de exposición en ausencia de información exacta sobre la relación señal a ruido. Por tanto, la diferencia en el tiempo de exposición se explica principalmente por la relación entre las áreas de los espejos primarios de los telescopios, de aproximadamente 3, la relación entre la calidad de imagen ~ 1.3 y la transmisión total entre ambos instrumentos ~ 1.3 (la transmisión de SITELLE es alrededor de 60 % en ambos filtros) [21]. Por lo anterior, podríamos asumir que las observaciones de SITELLE se realizaron para una SNR = 6 en el filtro SN2 y una SNR = 3 para el filtro SN3, la cual resulta en un tiempo de exposición de ~ 5 veces más grande para OFIUCO.

Capítulo 6

Conclusiones

El trabajo presentado en esta tesis consistió en cubrir diversas necesidades instrumentales para evaluar el desempeño espectrofotométrico de OFIUCO (Optical Fourier-transform Imaging Unit for Cananea Observatory).

La simulación del interferómetro en Zemax fue el primer objetivo de este trabajo, sin embargo, el tiempo de simulación se prolongó más de lo esperado, por lo que para la producción de un cubo de imágenes resultó ser un método ineficiente, por lo que será necesario utilizar un software completamente matemático y no de diseño óptico. Por otro lado, la optimización del diseño óptico de acoplamiento se realizó con los vidrios disponibles, esa fue nuestra primer limitante para cumplir con uno de los importantes parámetros iniciales, el cual es el ancho de banda. Logramos encerrar toda la energía en 1 segundo de arco desde 440 a 800 nm; si se desea observar más allá del azul (violeta, ultravioleta), es necesario utilizar materiales con gran transmisión en tales longitudes de onda, un ejemplo de ello y muy utilizado es el CaF_2 . Otro factor importante es el diseño de películas delgadas, lo más conveniente es diseñar una película para cada sustrato, tomando en cuenta los ángulos máximos incidentes, se estima que esto podría aumentar la transmisión entre el reductor focal y el acoplamiento hasta en un $\sim 30\%$.

Además, cabe resaltar que el interferómetro de Michelson se simuló sobre el eje óptico. Sin embargo, para evitar pérdidas debido a luz que regresa a la fuente, el ángulo de incidencia en el interferómetro debe cambiar para obtener una configuración similar a la de la Fig. 1.9. Para ello será necesario desplazar los espejos a una distancia equivalente a la tangente del ángulo incidente y del tamaño del haz (FoV completo). De ahí la importancia de tener una sección de haz colimada lo suficientemente grande. En cuanto a la evaluación de la resolución espectral empleamos los mismos ángulos de SITELLE, donde ponderamos cada uno de los parámetros que conforman el desempeño final del instrumento, tales como: la ganancia y el ruido de lectura del detector son parámetros fundamentales para la reducción o amplificación de la relación señal a ruido y de los tiempos de integración, el uso de filtros de banda estrecha son de suma importancia para aumentar la resolución espectral, sobre todo si se desea observar fuentes extendidas.

Finalmente, los parámetros importantes en una observación astronómica son la relación señal a ruido deseada, el tamaño del telescopio, el ancho de banda del filtro y la limitación del seeing atmosférico. Los largos tiempos de exposición estimados para OFIUCO en el OAGH se deben principalmente por el diámetro del telescopio y la limitación del seeing, por lo que un sistema IFTS en

telescopios con una apertura mayor ($> 4\text{m}$) tendrían un mucho mejor desempeño. Concluimos que OFIUCO en el telescopio de 2.1m del OAGH podría operar para resoluciones espectrales medias ($R \sim 500 - 1,800$ en fuentes extendidas de hasta 6×6 minutos de arco, con magnitudes de entre 8 a 10 para tiempos de exposición razonables.

6.1. Trabajo futuro

Como se mencionó anteriormente, el diseño óptico del acoplamiento puede mejorarse utilizando otras lentes con mayor transmisión en el violeta y el ultravioleta, una vez definido el diseño final, se debe realizar el análisis de tolerancias para su fabricación, así como el diseño mecánico. En cuanto al diseño de películas delgadas, lo más conveniente es optimizar un recubrimiento para cada sustrato (CaF_2 , $S - \text{LAL18}$, $N - \text{SK16}$, $N - \text{SF2}$ y $N - \text{SF6}$). Por otro lado, se debe analizar la configuración óptica en el que operará el interferómetro (fuera del eje o centrado) y realizar el cálculo de la resolución espectral de acuerdo a los ángulos incidentes reales. Para obtener ángulos similares a los de SITELLE, la distancia de los espejos con respecto al divisor de haz y el compensador debe ser mayor o igual a 45 mm, ya que el tamaño del haz colimado es de 32 mm (la sección de haz colimada es de 150 mm, lo suficientemente grande para colocar los espejos a esta distancia). Por último, hemos graficado el tiempo de exposición con diferentes valores de eficiencia de modulación para los filtros V, R y SN2. En la Figura 6.1 se muestra como cambian los tiempos de integración para fuentes puntuales y NGC 628 con diferentes valores de EM.

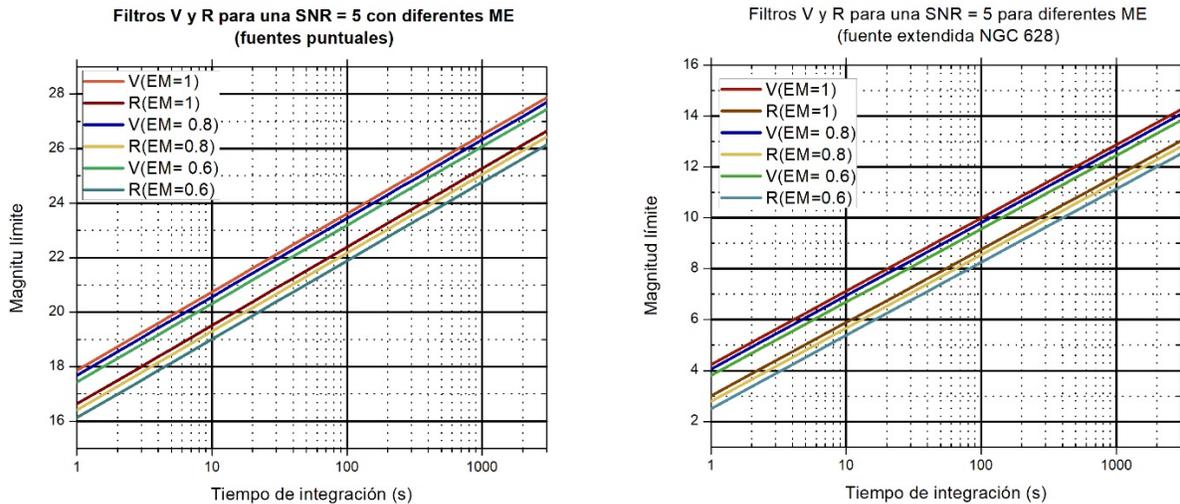


Figura 6.1: Tiempo de integración en los filtros V y R para fuentes puntuales y para NCG 628 con diferentes eficiencias de modulación.

En las Figura 6.2 se muestra como cambiarían los tiempos de integración en el filtro SN2 para fuentes puntuales y NGC 628 con la misma SNR analizada en el capítulo 5 (SNR=6).

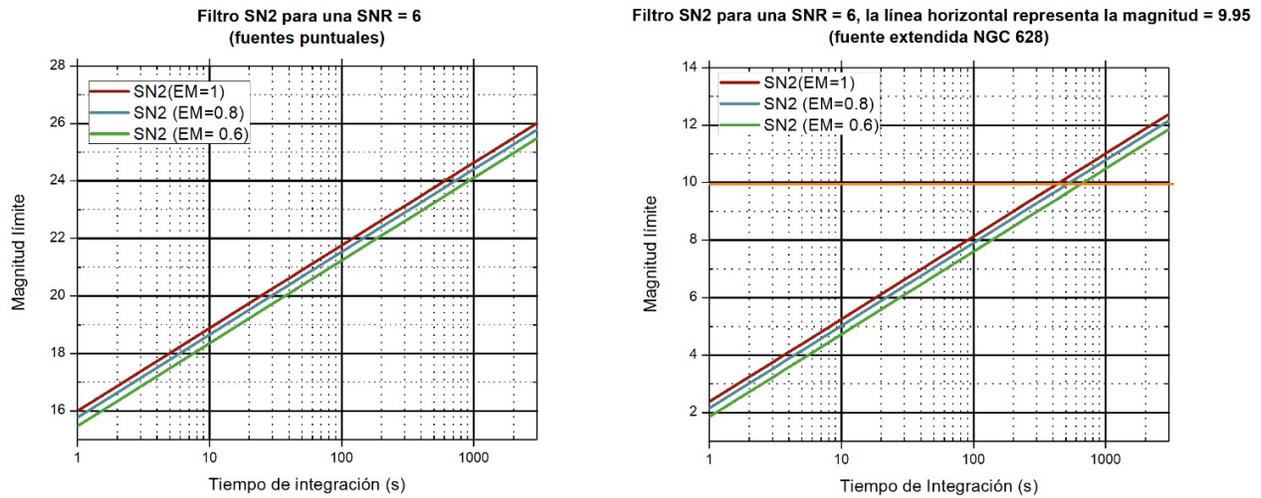


Figura 6.2: Tiempo de integración en el filtro SN2 para fuentes puntuales y para NCG 628 con diferentes eficiencias de modulación.

A continuación se presentan las gráficas los filtros SN2, V y R, suponiendo un aumento en la transmisión por AR del 30 % en el sistema óptico reductor - acoplamiento. La figura 6.3 muestra el comportamiento de los filtros V y R para fuentes puntuales y para la fuente extendida NGC 628, mientras que la Figura 6.4 muestran el comportamiento para el filtro SN2 para los mismos casos.

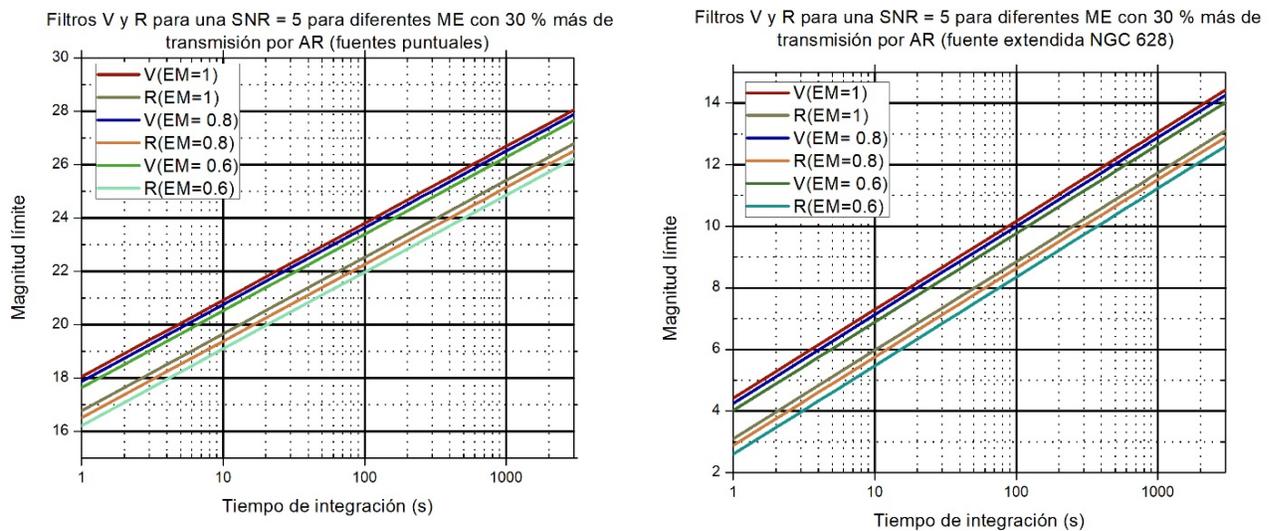


Figura 6.3: Tiempo de integración en los filtros V y R con la transmisión aumentada del 30 % en las lentes ópticas reductor-acoplamiento. Del lado izquierdo el análisis es para fuentes puntuales y del lado derecho para NCG 628 con diferentes eficiencias de modulación.

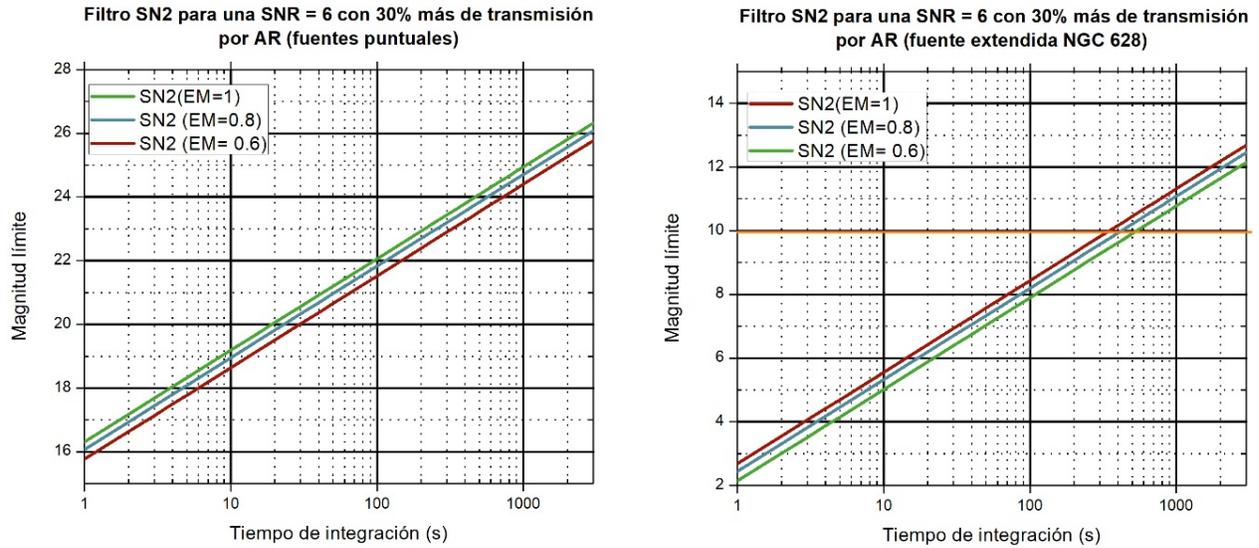


Figura 6.4: Tiempo de integración en el filtro SN2 con la transmisión aumentada del 30 % en las lentes ópticas reductor-acoplamiento. Del lado izquierdo el análisis es para fuentes puntuales y del lado derecho para NCG 628 con diferentes eficiencias de modulación.

Por último, podemos decir que existen factores que afectaran de manera negativa y positiva a la transmisión final del instrumento, tales como la eficiencia de modulación y el mejoramiento de las AR, respectivamente. Ambos aspectos son un compromiso fuerte entre costo-beneficio que deberá ser evaluado.

6.1.1. Un IFTS para el proyecto TSPM 6.5 metros

El proyecto TSPM: Telescopio de San Pedro Mártir, es una iniciativa para el desarrollo, construcción y operación de un nuevo telescopio óptico-infrarrojo de 6.5m en la sierra de San Pedro Mártir (SPM), Baja California, y su explotación científica en conjunto con el telescopio MMT (6.5m) en Mt. Hopkins, Arizona, como un laboratorio binacional de astrofísica México-EEUU. En este proyecto participan el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE) y el Instituto de Astronomía de la UNAM por parte de México; y la Universidad de Arizona y el Observatorio Astrofísico Smithsonian de la Universidad de Harvard por parte de Estados Unidos.



Figura 6.5: Modelo 3D del domo, telescopio y edificio de servicio del proyecto TSPM desarrollado por la empresa M3.

En el escenario mundial de los telescopios gigantes que verán luz en las próximas décadas¹, telescopios como el TSPM con 6.5 metros de apertura podrán especializarse en patrullajes periódicos del cielo gracias a su gran campo de visión. Un nicho de oportunidad del TSPM radica precisamente en la espectroscopía de gran campo (~ 1 grado), por lo que un instrumento IFTS representa una excelente opción para la relevancia internacional del TSPM en el futuro, garantizando una sinergia y competitividad natural con los grandes telescopios del futuro.

Teniendo en cuenta este potencial, podemos utilizar los resultados de este trabajo para cuantificar el desempeño de un instrumento tipo IFTS en un telescopio de 6.5m con las características del cielo del Observatorio Astronómico Nacional de la Sierra de San Pedro Mártir (SPM). El área del telescopio (alrededor de ~ 10 veces mayor que la del OAGH) y la calidad de imagen en la ubicación de SPM (aproximadamente $\sim 0.7''$), son dos factores importantes para disminuir el tiempo de integración. A manera de ejemplo, los datos de la Tabla 6.1 muestran los tiempos de exposición para una fuente extendida utilizando un instrumento tipo OFIUCO en un telescopio de 6.5m con la calidad de imagen de San Pedro Mártir.

¹e.g. Gran Telescopio Magallanes, GMT, 28 m, Chile; Telescopio de Treinta Metros, TMT, Hawaii; Telescopio Europeo de Gran Tamaño, E-ELT, 39 m, Chile.

Filtro	SN2	SN3
Rango espectral [\AA]	4840-5120	6480-6860
Tiempo de exposición/paso [s]	31.3	14.4
Número de pasos	138	323
Orden plegable	6	8
Tamaño del paso [nm]	1680	2943
Tiempo de exposición total [h]	1.7	1.29
Resolución media	~ 600	~ 1800
Calidad de imagen [seg de arco]	$\sim 0.7''$	$\sim 0.7''$

Tabla 6.1: Parámetros estimados para el caso de NGC 628 en un telescopio de 6.5m. La SNR es de 5 y 3 para los filtros SN2 y SN3 respectivamente.

Como puede observarse, los tiempos de integración se redujeron alrededor de 10 veces con respecto a los tiempos estimados para el OAGH (2.1m) y ~ 3.5 comparados con los tiempos obtenidos por SITELE (3.6m), obteniendo una SNR de ~ 5 y una resolución de $R \sim 1,800$ en un campo de visión considerable. Dados estos tiempos de integración, y considerando una cobertura espacial de varias decenas de minutos de arco, concluimos que patrullajes espectroscópicos de gran campo y resolución media serían perfectamente factibles para un telescopio como el TSPM utilizando un instrumento tipo OFIUCO-IFTS.

Apéndice A

Aberraciones

Las aberraciones son altamente dependientes de las curvaturas de la superficie de los componentes, de la localización de la abertura de salida y su diámetro, y de los ángulos de campo. De acuerdo con estos parámetros estas pueden clasificarse como:

- **Aberraciones cromáticas** son el resultado de la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda. Esto causa que las propiedades de un sistema óptico (distancia focal, amplificación, localización de los puntos principales) sean diferentes para cada longitud de onda que atraviesa el sistema óptico.
- **Aberraciones difractivas** son debidas a desviaciones de la óptica geométrica originadas por la naturaleza ondulatoria de la luz. Los efectos de difracción representan el límite de la mejor imagen posible en un sistema óptico.
- **Aberraciones por limitaciones físicas** de un sistema óptico (calidad de superficie, tamaño limitado de abertura en componentes ópticos, exactitud de superficie, etc).

La teoría de primer orden predice que un sistema formado por lentes tiene diferentes distancias focales para distintas longitudes de onda. Esta variación de la distancia focal hace que tanto la posición como el tamaño de la imagen sean diferentes para cada longitud de onda. El camino de posición es lo que se conoce como aberración cromática axial y el cambio de tamaño como aberración cromática lateral.

Aún si la luz es monocromática existen otras aberraciones que no se pueden predecir con la teoría de primer orden, estas se pueden calcular en forma aproximada con la teoría de tercer orden. Las aberraciones monocromáticas se pueden observar tanto cuando la luz incidente es pancromática como cuando es monocromática. La teoría de tercer orden describe las cinco primeras aberraciones o aberraciones de Seidel, la aberración esférica, coma, astigmatismo, curvatura de campo y distorsión.

Las aberraciones son sumamente dependientes de las curvaturas de las superficies de los componentes ópticos, de los ángulos de incidencia y de la localización y tamaño de la abertura de salida. De acuerdo con estos parámetros, las aberraciones se pueden clasificar como:

- **Aberración cromática axial:** Cuando un objeto emite diferentes longitudes de onda y las imágenes se encuentran en planos diferentes se dice que la lente tiene aberración cromática

axial o longitudinal. Se puede lograr que estas coincidan en un mismo plano combinando dos o más lentes con aberraciones cromáticas opuestas. El sistema es acromático si los focos coinciden, pero esto implica que las distancias focales y planos principales sean iguales[34].

- **Aberración cromática de amplificación:** Cuando las imágenes coinciden en un mismo plano pero tienen diferentes distancias focales y por lo tanto tienen diferentes tamaños. Esto sucede cuando los planos principales no coinciden en un mismo lugar, a esto se le llama aberración lateral o de amplificación.
- **Aberración de esfericidad:** La aberración esférica es la más importante de todas las aberraciones de Seidel o monocromáticas, porque afecta a todo el campo de una lente, incluida la vecindad del eje óptico. El nombre de esta aberración proviene del hecho de que se observa en las superficies esféricas refractoras y reflectoras. La aberración se debe a las diferentes alturas de los rayos incidentes sobre la superficie óptica.

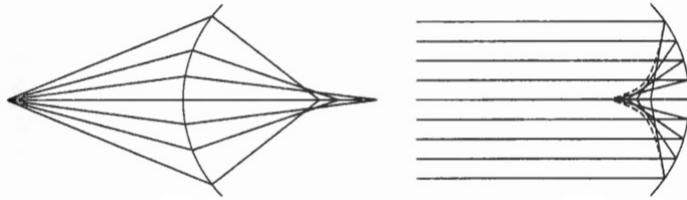


Figura A.1: Aberración de esfericidad en superficie refractora y reflectora respectivamente.

- **Aberración de coma:** Esta aberración aparece cuando los puntos se encuentran fuera del eje óptico. La coma se debe a que la amplificación paraxial es diferente de la amplificación marginal. El rayo que pasa a través del centro de la lente tiene la amplificación más alta que la de los rayos tangenciales y sagitales. Por definición la coma sagital es la distancia del foco paraxial al foco marginal sagital y la coma tangencial es la distancia del foco paraxial al foco marginal tangencial.

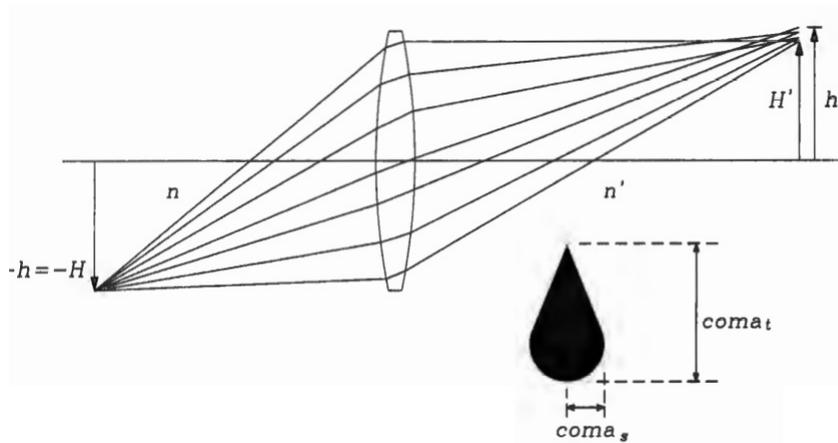


Figura A.2: Formación de imagen comática[34].

- **Astigmatismo:** Al igual que la coma, también contribuye a la degradación de la imagen fuera del eje. Esta aberración es la separación entre el punto de convergencia de los rayos meridianales y el punto de convergencia de los rayos sagitales. Las superficies donde los rayos tangenciales y sagitales están enfocados se llaman superficies tangencial y sagital, respectivamente. Si el campo es pequeño, estas superficies tienen forma aproximadamente esférica. Si el astigmatismo de una lente se eliminara de alguna manera las dos superficies, tangencial y sagital cambian su curvatura aproximándose a la de Petzval, que permanece estacionaria [34].
- **Curvatura de Campo:** Si se forma una imagen de un objeto plano por medio de una superficie refractara o lente, la imagen no será en general plana como el objeto, sino que tendrá por lo común una curvatura. Esta curvatura dependerá de varios factores, pero en un sistema complicado, si se desea, se pueden combinar a fin de que la imagen final sea plana[34].
- **Distorsión:** Aún si todos los rayos que parten de un punto en el objeto llegaran a un solo punto en el plano focal, podría existir un tipo más de aberración llamado distorsión. La distorsión puede ser positiva (llamada también de barril) o negativa. Si el objeto es un cuadrado, la imagen tiene forma de barril cuando la distorsión es positiva, o los lados se curvan hacia adentro si la distorsión es negativa [34].

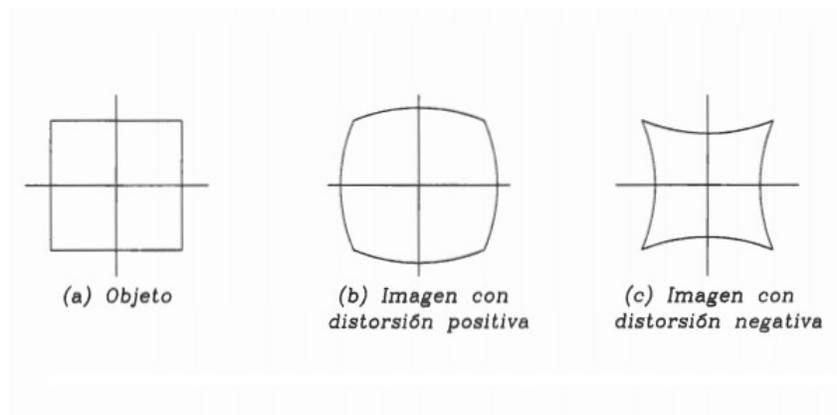


Figura A.3: Formación de imágenes con distorsión.

Apéndice B

Cálculos

Los análisis fotométricos de fuentes puntuales y fuentes extendidas se han realizado con la ayuda de hojas de cálculo en el programa Excel, donde el usuario puede ingresar sus parámetros de interés, como las características de los filtros, las condiciones de observación (seeing atmosférico, ruido de fondo), transmisión del instrumento, eficiencia cuántica del detector, área del telescopio, etc. En la Figura B.1 se encuentran los datos iniciales que debemos ingresar para su análisis. Todos los datos que se encuentran en esta figura deben ser ingresados por el usuario excepto en la parte de abajo, donde el tamaño de la fuente es generado al ingresar el radio en segundos de arco en los ejes x y y . En este ejemplo tenemos el área de la fuente NGC 628.

Señal recolectada por un telescopio de una fuente de magnitud aparente a una longitud de onda dada, transmitida a través de un sistema óptico. (electrones/seg/píxel)				
Filtro	B	V	R	I
Área del telescopio (cm) ²	32300	32300	32300	32300
Eficiencia cuántica del detector $\tau(\lambda)$	0.721	0.931	0.925	0.826
Eficiencia del sistema óptico $\eta(\lambda)$	0.201	0.401	0.367	0.332
Longitud de onda central (μm)	0.420	0.540	0.600	0.850
Ancho de banda $\lambda\Delta$ (μm)	0.035	0.120	0.070	0.100
Flujo absoluto de estrella Vega magnitud cero $\mathcal{F}(\lambda)$ ($\text{W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$)	7.200E-12	3.920E-12	1.760E-12	1.200E-12
$(hc)^{-1}$ ($\text{J}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$)	5.03E+18	5.03E+18	5.03E+18	5.03E+18
Escala de placa (en segundos)	0.355			
Seeing Atmosférico (en segundos)	1.4			
Si se desea analizar fuentes puntuales, asigna el valor de $\pi = 1$, y el radio de la fuente en segundos de arco para que la distribución se encuentre en un segundo de arco ²				
Radio de la fuente en x (en segundos)	285			
Radio de la fuente en y (en segundos)	315			
Valor de π	3.1416			
Tamaño de la fuente en arcseg ²	282037			

Figura B.1: Parámetros iniciales.

Posteriormente se genera la tasa de detección $S(\lambda)$ en función de la magnitud (ver Figura B.2).

Magnitud	Tasa de detección de fotoelectrones			
	S (λ) B	S (λ) V	S (λ) R	S (λ) I
0	8.84E+03	5.46E+04	1.45E+04	1.61E+04
1	3.52E+03	2.17E+04	5.75E+03	6.41E+03
2	1.40E+03	8.66E+03	2.29E+03	2.55E+03
3	5.58E+02	3.45E+03	9.12E+02	1.02E+03
4	2.22E+02	1.37E+03	3.63E+02	4.05E+02
5	8.84E+01	5.46E+02	1.45E+02	1.61E+02
6	3.52E+01	2.17E+02	5.75E+01	6.41E+01
7	1.40E+01	8.66E+01	2.29E+01	2.55E+01
8	5.58E+00	3.45E+01	9.12E+00	1.02E+01
9	2.22E+00	1.37E+01	3.63E+00	4.05E+00
10	8.84E-01	5.46E+00	1.45E+00	1.61E+00
11	3.52E-01	2.17E+00	5.75E-01	6.41E-01
12	1.40E-01	8.66E-01	2.29E-01	2.55E-01
13	5.58E-02	3.45E-01	9.12E-02	1.02E-01
14	2.22E-02	1.37E-01	3.63E-02	4.05E-02
15	8.84E-03	5.46E-02	1.45E-02	1.61E-02
16	3.52E-03	2.17E-02	5.75E-03	6.41E-03
17	1.40E-03	8.66E-03	2.29E-03	2.55E-03
18	5.58E-04	3.45E-03	9.12E-04	1.02E-03
19	2.22E-04	1.37E-03	3.63E-04	1.14E+02
20	8.84E-05	5.46E-04	1.45E-04	1.61E-04
21	3.52E-05	2.17E-04	5.75E-05	6.41E-05
22	1.40E-05	8.66E-05	2.29E-05	2.55E-05
23	5.58E-06	3.45E-05	9.12E-06	1.02E-05
24	2.22E-06	1.37E-05	3.63E-06	4.05E-06

Figura B.2: Tasa de detección.

Después, se deben ingresar los siguientes datos: ruido de fondo en magnitud por segundo de arco, ruido de lectura, ganancia y profundidad de pozo del detector para obtener el ruido del cielo en $e^-/\text{seg}/\text{píxel}$, el ruido total en cuentas/seg, el tiempo de saturación del detector y la magnitud de punto cero (ver Figura B.3).

Ruido del cielo mag/seg/arcseg ²	B	V	R	I	Ruido en cuentas/s (ruido del fondo + ruido de lectura)																																																		
	22.39	21.01	20.72	19.44																																																			
Ruido del cielo e/s/pixel [el área del pixel es 0.355" x 0.355" = 0.126(") ²]	0.35	7.66	2.65	9.59																																																			
Área del pixel en seg ²	0.126																																																						
$B(\lambda) = (hc)^{-1} \tau(\lambda) \eta(\lambda) A_{tel} \lambda \Delta \lambda F_{\lambda}(0) \times 10^{-0.4m_{\lambda}} \theta_{pix}^2$ electrons/s																																																							
Ganancia del detector en e/ADU: La ganancia depende de la velocidad de transferencia y del preamplificador en uso (ver figura de abajo). Notamos que el ruido de lectura aumenta cuando aumentamos la ganancia y la velocidad. Para estas estimaciones vamos a utilizar el preamplificador 1 a la velocidad de 1Mhz	Ganancia en e/ADU			15.8	Tiempo de saturación del detector en segundos (El pozo del detector dividido entre el ruido de fondo y de lectura)																																																		
	Ruido de lectura e/s/pixel			24.5																																																			
	Tamaño del pozo del pixel (e)			80000																																																			
	Saturación en ADUs			5063																																																			
La magnitud de punto cero se define como la magnitud equivalente a 1 cuenta/seg para una estrella de color cero sobre la atmósfera.																																																							
<table border="1"> <tr> <td>B</td> <td>V</td> <td>R</td> <td>I</td> </tr> <tr> <td>6.87</td> <td>8.85</td> <td>7.40</td> <td>7.52</td> </tr> </table>						B	V	R	I	6.87	8.85	7.40	7.52																																										
B	V	R	I																																																				
6.87	8.85	7.40	7.52																																																				
$M_{zp} = 2.5 \log_{10} \left(\frac{\tau \eta \lambda_c \Delta \lambda A_{tel} F_{\lambda}(0)}{h c g} \right)$																																																							
<table border="1"> <thead> <tr> <th colspan="4">SENSITIVITY & READOUT NOISE</th> </tr> <tr> <th>System Readout Rate</th> <th>Preamp setting</th> <th>CCD Sensitivity x1 (electrons per ADU count)</th> <th>Single Pixel Noise x2 (electrons)</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td rowspan="2">30 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier</td> <td>1</td> <td>16.1</td> <td>189</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>4.96</td> <td>126</td> </tr> <tr> <td rowspan="2">20 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier</td> <td>1</td> <td>15.6</td> <td>124</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>4.17</td> <td>68.9</td> </tr> <tr> <td rowspan="2">10 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier</td> <td>1</td> <td>15.5</td> <td>80.0</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>3.91</td> <td>40.0</td> </tr> <tr> <td rowspan="2">1 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier</td> <td>1</td> <td>15.8</td> <td>24.5</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>3.88</td> <td>12.0</td> </tr> <tr> <td rowspan="2">1 Mhz, 16-bit Single, Conventional amplifier</td> <td>1</td> <td>3.27</td> <td>6.47</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>0.790</td> <td>4.68</td> </tr> <tr> <td rowspan="2">0.1 Mhz, 16-bit Single, Conventional amplifier</td> <td>1</td> <td>3.30</td> <td>8.84</td> </tr> <tr> <td>2</td> <td>0.790</td> <td>3.38</td> </tr> </tbody> </table>						SENSITIVITY & READOUT NOISE				System Readout Rate	Preamp setting	CCD Sensitivity x1 (electrons per ADU count)	Single Pixel Noise x2 (electrons)	30 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	16.1	189	2	4.96	126	20 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.6	124	2	4.17	68.9	10 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.5	80.0	2	3.91	40.0	1 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.8	24.5	2	3.88	12.0	1 Mhz, 16-bit Single, Conventional amplifier	1	3.27	6.47	2	0.790	4.68	0.1 Mhz, 16-bit Single, Conventional amplifier	1	3.30	8.84	2	0.790	3.38
SENSITIVITY & READOUT NOISE																																																							
System Readout Rate	Preamp setting	CCD Sensitivity x1 (electrons per ADU count)	Single Pixel Noise x2 (electrons)																																																				
30 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	16.1	189																																																				
	2	4.96	126																																																				
20 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.6	124																																																				
	2	4.17	68.9																																																				
10 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.5	80.0																																																				
	2	3.91	40.0																																																				
1 Mhz, 16-bit Single, EM amplifier	1	15.8	24.5																																																				
	2	3.88	12.0																																																				
1 Mhz, 16-bit Single, Conventional amplifier	1	3.27	6.47																																																				
	2	0.790	4.68																																																				
0.1 Mhz, 16-bit Single, Conventional amplifier	1	3.30	8.84																																																				
	2	0.790	3.38																																																				

Figura B.3: Ruido y características del detector. A la derecha se encuentran los resultados: ruido en cuentas/seg, tiempo de saturación y magnitudes de punto cero.

Finalmente, en la Figura B.4 se ilustran las magnitudes límite para los filtros en función del tiempo de integración. Aquí solo es necesario ingresar la SNR deseada.

La magnitud límite para la condición de fondo limitado es resolver la tasa de detección en términos de señal a ruido. Las magnitudes del cielo establecen el límite de exposición máxima para una sola imagen antes de que el detector se sature				
$M_{lim} = m_{zp} - 2.5 \ln \left(\frac{S/N}{g} \sqrt{\frac{N_{pix} B}{T_{int}}} \right)$				
Relación señal a ruido deseada		5		
Npix (Número de pixeles donde cae la fuente), para fuentes puntuales: $\pi(\text{seeing}/\text{escala de placa})^2 \pi(1.4"/0.355")^2$.		12.39		
Tiempo de integración (seg)	B	V	R	I
1	2.58	4.24	3.01	2.84
2	3.45	5.11	3.87	3.71
3	3.96	5.61	4.38	4.21
4	4.32	5.97	4.74	4.57
5	4.60	6.25	5.02	4.85
10	5.46	7.12	5.89	5.72
15	5.97	7.62	6.39	6.23
20	6.33	7.98	6.75	6.58
30	6.83	8.49	7.26	7.09
40	7.19	8.85	7.62	7.45
50	7.47	9.13	7.90	7.73
100	8.34	10.00	8.76	8.60
200	9.21	10.86	9.63	9.46
250	9.49	11.14	9.91	9.74

Figura B.4: Resultados: Magnitudes límite.

Por último, en la segunda hoja del libro se encuentra la sección de la resolución espectral (ver Figura B.5), donde ingresando los ángulos (máximo y mínimo), el número de orden y la resolución

espectral requerida, se obtienen los datos como: λ_{max} definida por el número de orden (n), el tamaño del paso y el número de pasos necesarios para alcanzar la resolución espectral esperada.

Filtro		Ángulos incidentes		λ_{min}		λ_{max}		Número de orden	λ_{max} (dependiente de n)	Tamaño del paso	Resolución	Número de pasos
403	438	11.80	19.60	411.19	464.41	6	479.72	1439.16	600	110.05		
480	600	11.80	19.60	490.36	636.90	6	572.09	1716.27	600	126.56		
565	635	11.80	19.60	577.20	674.06	8	649.35	2597.39	1800	265.51		
800	900	11.80	19.60	817.27	955.36	2	1225.91	1225.91	1740	770.73		
El número de orden plegable depende del valor de lambda max. Cuanto más grande es n ma eficiente es la observación (resolución espectral, SNR y tiempo)												
La configuración de SITELE opera con los ángulos mínimo y máximos de: 11.8 y 19.6 (grados) OFIUCO opera con ángulos mínimos y máximos de: 0.01° y 5.62° (sobre el eje)												

Figura B.5: Resolución espectral.

Bibliografía

- [1] Christopher A Palmer and Erwin G Loewen. *Diffraction grating handbook*, volume 5. Thermo RGL New York, 2002.
- [2] Eugene Hecht et al. *Optics*. Reading, Mass.: Addison-Wesley,, 2002.
- [3] Erwin G Loewen and Evgeny Popov. *Diffraction gratings and applications*. CRC Press, 2018.
- [4] JP Maillard, L Drissen, F Grandmont, and S Thibault. Integral wide-field spectroscopy in astronomy: the imaging fts solution. *Experimental Astronomy*, 35(3):527–559, 2013.
- [5] R Bacon, E Emsellem, G Monnet, and JL Nieto. Sub-arcsecond 2d photometry and spectrography of the nucleus of m31: The supermassive black hole revisited. *Astronomy and Astrophysics*, 281:691–717, 1994.
- [6] Evencio Mediavilla, Santiago Arribas, Martin Roth, Jordi Cepa-Nogué, and Francisco Sánchez. *3D Spectroscopy in Astronomy*, volume 17. Cambridge university press, 2010.
- [7] Martin M Roth, Andreas Kelz, Thomas Fechner, Thomas Hahn, Svend-Marian Bauer, Thomas Becker, Petra Böhm, Lise Christensen, Frank Dionies, Jens Paschke, et al. Pmas: The potsdam multi-aperture spectrophotometer. i. design, manufacture, and performance. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 117(832):620, 2005.
- [8] E Le Coarer, S Bensammar, G Comte, JL Gach, and Y Georgelin. Pytheas: A multi-channel fabry-perot spectrometer for astronomical imaging. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 111:359, 1995.
- [9] Florence Laurent, Francois Henault, Edgard Renault, Roland Bacon, and Jean-Pierre Dubois. Design of an integral field unit for muse, and results from prototyping. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118(849):1564, 2006.
- [10] Lothar Weitzel, A Krabbe, H Kroker, N Thatte, LE Tacconi-Garman, M Cameron, and R Genzel. 3d: The next generation near-infrared imaging spectrometer. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 119(3):531–546, 1996.
- [11] Brian C Smith. *Fundamentals of Fourier transform infrared spectroscopy*. CRC press, 2011.
- [12] Vidi Saptari. *Fourier transform spectroscopy instrumentation engineering*. SPIE Optical Engineering Press Bellingham Washington, DC, 2003.
- [13] R Brent Tully. The kinematics and dynamics of m51. 1. the observations. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 27:415, 1974.

- [14] Kevin L Priddy and Paul E Keller. *Artificial neural networks: an introduction*, volume 68. SPIE press, 2005.
- [15] James R Graham, Mark Abrams, C Bennett, J Carr, K Cook, A Dey, J Najita, and E Wishnow. The performance and scientific rationale for an infrared imaging fourier transform spectrograph on a large space telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110(752):1205, 1998.
- [16] JR Graham. Ifirs: an imaging fourier transform spectrometer for the next generation space telescope. In *Next Generation Space Telescope Science and Technology*, volume 207, page 240, 2000.
- [17] SL Morris, J Ouellette, A Villemaire, F Grandmont, and L Moreau. A canadian ifts for the ngst. In *Next Generation Space Telescope Science and Technology*, volume 207, page 276, 2000.
- [18] W Posselt, J-P Maillard, and G Wright. Nircam-ifts: imaging fourier transform spectrometer for ngst. In *Next Generation Space Telescope Science and Technology*, volume 207, page 303, 2000.
- [19] J-P Maillard. Comparison of two concepts of imaging fts. In *Next Generation Space Telescope Science and Technology*, volume 207, page 479, 2000.
- [20] C Reylé, J Richard, L Cambrésy, M Deleuil, E Pécontal, L Tresse, et al. Sitelle’s data release.
- [21] Laurent Drissen, Thomas Martin, Laurie Rousseau-Nepton, Carmelle Robert, R Pierre Martin, Marc Baril, Simon Prunet, Gilles Joncas, Simon Thibault, Denis Brousseau, et al. Sitelle: an imaging fourier transform spectrometer for the canada–france–hawaii telescope. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485(3):3930–3946, 2019.
- [22] R Devaraj, YD Mayya, L Carrasco, and A Luna. Characterization and performance of the cananea near-infrared camera (canica). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 130(987):055001, 2018.
- [23] Jyrki Kauppinen and Jari Partanen. *Fourier transforms in spectroscopy*. John Wiley & Sons, 2011.
- [24] Zemax. Zemax home. <https://my.zemax.com/en-US/>, 2020.
- [25] Thorlabs. Stabilized red hene laser. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5281&pn=HRS015B#5281, 2019.
- [26] Thorlabs. Spatial filter systems. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=997&pn=KT310/M#1907, 2019.
- [27] Richard S Longhurst. *Geometrical and physical optics*. Orient BlackSwan, 1970.
- [28] Lambdasys. Leoi-19 michelson fabry-perot interferometer. <https://lambdasys.com/products/detail/420>, 2010.

- [29] Ian S McLean. *Electronic imaging in astronomy: detectors and instrumentation*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [30] Daniel Malacara. *Optical shop testing*, volume 59. John Wiley & Sons, 2007.
- [31] Alejandro Cornejo and Daniel Malacara. Design of a ritchey-chrétien telescope for the inaoe. *BITon*, 1:35–44, 1974.
- [32] F Zernike. The diffraction theory of aberrations. In *Optical Image Evaluation Symposium, NBS Circular*, volume 526, page 1, 1954.
- [33] Z Hannfried, Martin Peschka, et al. *Handbook of Optical Systems, Volume 3: Aberration Theory and Correction of Optical Systems*, volume 3. Wiley-Vch, 2007.
- [34] D Malacara. *Optica básica*, 484–488 fondo de cultura económica. México, DF, 2004.
- [35] H Angus Macleod. *Thin-film optical filters*. CRC press, 2017.
- [36] Julie Mandar, Frédéric Grandmont, Simon Thibault, and Laurent Drissen. Performance model of sitelle, a wide-field imaging fts for the study of visible emission lines of astronomical objects. In *Adaptive Optics: Methods, Analysis and Applications*, page JWA2. Optical Society of America, 2011.
- [37] Oxford Instruments. Andor ixon ultra 888. ANDOR, 2019.
- [38] Frederick R Chromey. *To measure the sky: an introduction to observational astronomy*. Cambridge University Press, 2016.
- [39] Thorlabs. Cube beamsplitters. https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=754&pn=BS013#817, 2019.
- [40] OAGH. Cámara directa. <https://www.inaoep.mx/ydm/oagh-imaging-esp.html>, 2021.
- [41] M Ortíz, B Carrasco, A Carramiñana, and S Pacheco. Site characterization at the "observatorio astrofísico guillermo haro"(poster). In *Astronomical Site Evaluation in the Visible and Radio Range*, volume 266, page 470, 2002.
- [42] JP Maillard. 3-d spectroscopy with a fourier transform spectrometer. In *International Astronomical Union Colloquium*, volume 149, pages 316–327. Cambridge University Press, 1995.
- [43] Laurie Rousseau-Nepton, Carmelle Robert, RP Martin, L Drissen, and Thomas Martin. Ngc628 with sitelle: I. imaging spectroscopy of 4285 h ii region candidates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 477(3):4152–4186, 2018.
- [44] MARSHALL L McCALL, PM Rybski, and GA Shields. The chemistry of galaxies. i-the nature of giant extragalactic h ii regions. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 57:1–62, 1985.
- [45] Annette MN Ferguson, Rosemary FG Wyse, JS Gallagher, and Deidre A Hunter. Discovery of recent star formation in the extreme outer regions of disk galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 506(1):L19, 1998.

- [46] Liese van Zee, John J Salzer, Martha P Haynes, Aileen A O'Donoghue, and Thomas J Balonek. Spectroscopy of outlying h ii regions in spiral galaxies: abundances and radial gradients. *The Astronomical Journal*, 116(6):2805, 1998.
- [47] Marcelo Castellanos, Ángeles I Díaz, and Guillermo Tenorio-Tagle. On the large escape of ionizing radiation from giant extragalactic h ii regions. *The Astrophysical Journal Letters*, 565(2):L79, 2002.
- [48] John Moustakas and Robert C Kennicutt Jr. An integrated spectrophotometric survey of nearby star-forming galaxies. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 164(1):81, 2006.
- [49] Katia Ganda, Reynier F Peletier, Richard M McDermid, Jesús Falcón-Barroso, PT De Zeeuw, Roland Bacon, Michele Cappellari, Roger L Davies, Eric Emsellem, Davor Krajnović, et al. Absorption-line strengths of 18 late-type spiral galaxies observed with sauron. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380(2):506–540, 2007.
- [50] F Fabián Rosales-Ortega, RC Kennicutt, SF Sánchez, Angeles I Díaz, A Pasquali, BD Johnson, and CN Hao. Pings: the ppak ifs nearby galaxies survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 405(2):735–758, 2010.
- [51] SF Sánchez, F Fabián Rosales-Ortega, RC Kennicutt, BD Johnson, Angeles I Díaz, A Pasquali, and CN Hao. Ppak wide-field integral field spectroscopy of ngc 628–i. the largest spectroscopic mosaic on a single galaxy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410(1):313–340, 2011.
- [52] F Fabián Rosales-Ortega, Angeles I Díaz, RC Kennicutt, and SF Sánchez. Ppak wide-field integral field spectroscopy of ngc 628–ii. emission line abundance analysis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415(3):2439–2474, 2011.
- [53] Kambiz Fathi, John E Beckman, Claude Carignan, and Olivier Hernandez. Fabry-perot interferometry and dynamics of spiral galaxies. *arXiv preprint arXiv:0706.0407*, 2007.
- [54] S Arribas, P Ferruit, P Jakobsen, T Boeker, A Bunker, S Charlot, D Crampton, M Franx, M Garcia-Marin, R Maiolino, et al. of book: Science perspectives for 3d spectroscopy. Springer, 2007.
- [55] José Ramón Valdés Parra. El observatorio astrofísico “guillermo haro”. *saberes compartidos*, 2007.
- [56] MA Nieto-Suárez, FF Rosales-Ortega, E Castillo, P García, G Escobedo, SF Sánchez, J González, J Iglesias, M Mollá, M Chávez, et al. Beyond mos and fibers: Optical fourier-transform imaging unit for cananea observatory (ofiuco). In *Cosmic Feast of the Elements*, 2017.
- [57] F Grandmont, L Drissen, Julie Mandar, S Thibault, and Marc Baril. Final design of sitelle: a wide-field imaging fourier transform spectrometer for the canada-france-hawaii telescope. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446, page 84460U. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [58] MS Westmoquette, KM Exter, L Christensen, M Maier, M Lemoine-Busserolle, J Turner, and T Marquart. The integral field spectroscopy (ifs) wiki. *arXiv preprint arXiv:0905.3054*, 2009.

- [59] L Drissen, A-P Bernier, M Charlebois, É Brière, C Robert, G Joncas, P Martin, and F Grandmont. Science results from the imaging fourier transform spectrometer spiommm. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, volume 7014, page 70147K. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [60] A-P Bernier, F Grandmont, J-F Rochon, M Charlebois, and L Drissen. First results and current development of spiommm: an imaging fourier transform spectrometer for astronomy. In *Ground-Based and Airborne Instrumentation for Astronomy*, volume 6269, page 626949. International Society for Optics and Photonics, 2006.
- [61] PB Fellgett. On the ultimate sensitivity and practical performance of radiation detectors. *JOSA*, 39(11):970–976, 1949.
- [62] Pierre Connes. Pierre jacquinot and the beginnings of fourier transform spectrometry. *Journal de Physique II*, 2(4):565–571, 1992.
- [63] RJ Winkel, Sumner P Davis, and Mark C Abrams. Fourier transform spectroscopy of las in the infrared. *Applied optics*, 35(16):2874–2878, 1996.
- [64] Christopher R Kitchin. *Optical astronomical spectroscopy*. CRC Press, 1995.

[2] [30] [27] [54] [4] [55] [56] [15] [57] [36] [6] [58] [59] [60] [20] [5] [13] [29] [41] [31] [33] [35] [34] [61] [62] [41] [23] [11] [21] [63] [64] [12] [22] [50] [52] [51] [48] ferguson1998discovery [44] van1998spectroscopy [47] [49] [3]