



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

CENTRO DE FÍSICA APLICADA Y TECNOLOGÍA AVANZADA.

MEDICIONES DE TURBULENCIA ÓPTICA EN LA
ATMÓSFERA DEL OBSERVATORIO ASTRONÓMICO
NACIONAL DE SAN PEDRO MÁRTIR.

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

Licenciado en Tecnología

PRESENTA:

Oscar Valdés Hernández

TUTOR:

Dr. Remy Fernand Avila Foucat.



Querétaro, Juriquilla, 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A mi familia.

Declaración de autenticidad

Por la presente declaro que, salvo cuando se haga referencia específica al trabajo de otras personas, el contenido de esta tesis es original y no se ha presentado total o parcialmente para su consideración para cualquier otro título o grado en esta o cualquier otra Universidad. Esta tesis es resultado de mi propio trabajo y no incluye nada que sea el resultado de algún trabajo realizado en colaboración, salvo que se indique específicamente en el texto.

Oscar Valdés Hernández. Querétaro, Juriquilla, 2018

Resumen

En esta tesis se presentan y discuten perfiles de turbulencia óptica medidos en el Observatorio Astronómico Nacional (OAN) de San Pedro Mártir (Baja California, México). Las mediciones fueron hechas con los instrumentos Generalized SCIDAR (GS) y Low Layer SCIDAR (LOLAS). El equipo LOLAS es capaz de medir capas muy cercanas al suelo (debajo de los 2000 m de altura) con una resolución mayor que el GS. Sin embargo, este último puede detectar capas más allá de 20 km de altura. El principal resultado de este trabajo fue el diseño de una herramienta que facilita la obtención de perfiles de turbulencia óptica atmosférica a partir del análisis y la inversión de funciones de autocovarianza de la distribución de irradiancia de una estrella doble. La herramienta permite analizar cada autocovarianza medida y facilita la obtención de dichos perfiles. Las rutinas pueden fácilmente ser integradas al software de adquisición de datos en uso, lo cual permitirá hacer mediciones en tiempo real.

Esta investigación fue realizada con el apoyo de los Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica, PAPIIT IN103913 e IN102517: Estudios Astroclimatológicos y de Óptica Atmosférica en el Observatorio Astronómico Nacional y Caracterización Astroclimatológica del Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir, Responsable: Dr. Leonardo J. Sánchez Peniche.

Índice general

Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XIII
1. Introducción	1
1.1. Consideraciones iniciales	2
1.2. Objetivo	3
2. Antecedentes teóricos	5
2.0.1. Estructura de la turbulencia	5
2.0.2. Fluctuaciones de índice de refracción	6
2.0.3. Fluctuaciones de irradiancia	7
2.0.4. Medición de C_N^2 por triangulación	11
2.0.5. Viabilidad instrumental	12
2.0.6. GS	12
2.0.7. Seeing	15
2.0.7.1. Radio crítico o parámetro de Fried	15
2.0.7.2. Ángulo isoplanático	16
2.0.7.3. Partición del seeing	16
3. Método	17
3.0.1. Inversión	17
3.0.1.1. Cálculo de B'	17
3.0.1.2. Sensibilidad	18
3.0.1.3. Limpieza de la autocovarianza medida	19
3.0.1.4. NNLS	20
3.0.1.5. CLEAN	22
3.0.1.6. Pruebas con perfiles teóricos	23
4. Resultados y discusión	27
4.1. Software	27
4.1.0.1. Diagrama de flujo	29
4.2. Análisis previo	30

ÍNDICE GENERAL

4.3. Perfiles	34
4.3.1. 2013	34
4.3.2. 2014	38
4.3.3. 2015	46
5. Análisis y conclusiones	53
6. Epílogo	57
Bibliografía	59

Índice de figuras

2.1. Desarrollo de la turbulencia producida por dos capas horizontales separadas por una membrana delgada (izquierda arriba) moviéndose a distintas velocidades y condiciones controladas de laboratorio. La membrana es retirada y el tiempo avanza de izquierda a derecha y de arriba a abajo. Tomada de (13), p. 425.	6
2.2. Espectro de potencia unidimensional de las fluctuaciones de irradiancia que teóricamente generaría una sola capa a diferentes alturas y $C_N^2(h)\delta h = 1$	9
2.3. Función de autocovarianza teórica que generaría una sola capa turbulenta a distintas alturas y $C_N^2(h)\delta h = 1$. La línea continua es la función generada a partir del método FFT (Fast Fourier Transform) según la ecuación (2.22) y normalizada al valor teórico $\sigma_I^2(h)$. Los puntos son una interpolación según la ecuación (3.2). La línea rayada horizontal indica $\sigma_I^2(h)$	10
2.4. Izquierda: medición con GS, las pupilas están traslapadas. Derecha: medición con LOLAS, las pupilas no se sobreponen.	11
2.5. Función de autocovarianza medida según la ecuación (2.30) usando GS. Cada pixel corresponde a 0.01 metros. Se distinguen dos picos además del central: turbulencia a nivel del suelo y ~ 5000 m arriba. La distancia de conjugación es $h_{gs} = 3000$ m y $\theta = 6.35$ arcsec.	13
2.6. Autocorrelación de distintas superficies colectoras con obscuración central.	14
2.7. Error relativo para distintas separaciones angulares. Derecha: para un telescopio sin obscuración central. Izquierda: con un 30 por ciento de obscuración central. $A_2 = 0.25$ y $h_{gs} = 4$ km.	14
3.1. Límite de detección para diferentes diámetros y tiempos de exposición. $N_{ph} = 100$ fotones por área, $\tau = 0.002$ segundos, $h_{gs} = 3000$ metros, $\theta = 1 \times 10^{-4}$ radianes y $B(\vec{0}) = 2$	19
3.2. Un perfil de turbulencia óptica generado con la GUI para la noche del 13/05/2014 medido con el GS.	20

ÍNDICE DE FIGURAS

3.3.	Arriba: caja útil de la función de autocovarianza medida, se puede observar un gradiente de ruido de fondo que va de izquierda a derecha. Abajo: caja útil tratada, el gradiente de ruido desaparece y el ruido de fondo es llevado a cero.	21
3.4.	Matriz usada para la inversión por mínimos cuadrados no negativos y $m = n$	22
3.5.	Pasos a seguir para hacer pruebas con perfiles teóricos.	24
3.6.	Autocovarianza de un perfil teórico en dientes triangulares.	24
3.7.	Comparación entre la autocovarianza teórica (arriba) y el residuo del método CLEAN (abajo).	25
3.8.	Residuo del método CLEAN.	25
3.9.	Pruebas con perfiles teóricos. $\theta = 10$ segundos de arco, $h_{gs} = 3000$ y $s_{pix} = 0.01$. Arriba: distribución en dos escalones. Enmedio: distribución en dientes triangulares. Abajo: distribución senoidal.	26
4.1.	GUI para la modificación de cabeceras. Los botones de arriba permiten hacer una selección personalizada de los archivos a modificar. Abajo se establecen los valores a corregir.	28
4.2.	GUI para la visualización de inversiones. El usuario puede ver el perfil o la función de autocovarianza para verificar los resultados.	29
4.3.	Diagrama de flujo del proceso de inversión.	30
4.4.	Ejemplo de estimación de h_{gs} a partir de las autocovarianzas medidas. Arriba: LOLAS. Abajo: GS. Las líneas negras indican $d_{gd} = \theta h_{gs}$	32
4.5.	Ejemplo de zona útil de inversión para LOLAS. Arriba izquierda: zona útil de la autocovarianza medida. Arriba derecha: zona útil tratada para quitar el ruido de fondo. Se puede observar la presencia de turbulencia a nivel del suelo que se extiende unos metros hacia arriba. Abajo: El correspondiente perfil de turbulencia óptica.	35
4.6.	LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 16/11/2013. Abajo: valores de r_0 . Los valores altos de C_h se pueden deber a que el instrumento LOLAS está prácticamente a nivel del suelo dónde las fluctuaciones de temperatura son más intensas, además el instrumento se montó al lado de un acantilado.	36
4.7.	LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 17/11/2013. Abajo: valores de r_0 . Se mantiene la turbulencia a nivel del suelo con valores de seeing constantes. Esta es la aportación de la capa del suelo al seeing.	37
4.8.	LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 18/11/2013. Abajo: valores de r_0 . La capa del suelo se extiende unos 200 m para arriba, después disminuye su intensidad aumentando los valores de r_0	38
4.9.	LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 09/05/2014. Abajo: valores de r_0 . Esta noche logramos detectar sólo la capa del suelo y de hecho hubo cambios no sólo de separación sino de h_{gs}	39

<p>4.10. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 10/05/2014. Abajo: valores de r_0. El ruido periódico a lo largo de h se debió a problemas de captura, a pesar de ello se pueden apreciar regiones con comportamiento turbulento, por ejemplo una capa a 5 km que se mantiene estable. A las 10 UT se observa otra capa a 11 km que sube un poco al final de la noche.</p>	40
<p>4.11. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 11/05/2014. Abajo: valores de r_0. Al inicio de la noche se pueden apreciar tres zonas con comportamiento turbulento: en los primeros 2 km de altura y a 10 y 15 km. La capa más alta estaba justo en el límite de detección por lo que cambiamos de objeto a uno cuya separación angular fuese más pequeña. Para las 10 UT la capa a 10 km se había disuelto casi completamente así como la capa a 15 km, que subió un par de kilómetros. Cerca del suelo y al final de la noche la turbulencia se concentró en una capa a 2 km de altura. Al final de la noche tenemos valores de r_0 más grandes, es decir el seeing mejoró.</p>	41
<p>4.12. LOLAS. Esta noche sólo capturamos tres registros por lo que muestro los tres perfiles. Arriba está un ejemplo de una autocovarianza medida esta noche que pone en evidencia la presencia de turbulencia fuera del suelo. Abajo muestro los tres perfiles de esta noche. Los valores de r_0 son 0.04, 0.04 y 0.05 m.</p>	42
<p>4.13. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 12/05/2014. Abajo: valores de r_0. Se puede observar que, al inicio de la noche, entre los 5 y 15 km de altura hay turbulencia. Conforme avanza el tiempo se forma una capa a 12 km que sube un poco y baja a 11 km, estabilizándose. También, a las 9 UT se forma una capa a 4 km. La turbulencia a nivel del suelo se extiende casi 3 km hacia arriba durante toda la noche. . . .</p>	43
<p>4.14. LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 12/05/2014. Abajo: valores de r_0. Lamentablemente para esta noche, tuvimos problemas de captura y muchos datos no fueron candidatos a inversión. Aún así, los perfiles que logramos obtener muestran la presencia de una capa a 4 km de altura.</p>	44
<p>4.15. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 13/05/2014. Abajo: valores de r_0. Esta noche pudimos generar perfiles que ponen en evidencia la resolución del instrumento pues se distinguen dos capas muy cercanas a 9 y 12 km de aproximadamente 1 km de espesor. Para las 9 UT estas capas se disolvieron. La turbulencia más intensa se extiende 2 km desde el suelo en casi toda la noche. Por otro lado, a las 6:30 UT aparece una capa delgada a 3 km que se ensancha y se pierde con la turbulencia del suelo.</p>	45

ÍNDICE DE FIGURAS

4.16. LOLAS. Perfiles de turbulencia óptica atmosférica medidos con LOLAS para la noche del 13/05/2014. Arriba: mapa de evolución. Abajo: valores de r_0 . Estos perfiles muestran la presencia de una capa a aproximadamente 3 km.	46
4.17. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 03/05/2015. Abajo: valores de r_0 . Aunque capturamos pocos datos esta noche, podemos observar que hay una capa a 7 km que al final se intensifica, disminuyendo los valores de r_0	47
4.18. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 04/05/2015. Abajo: valores de r_0 . La capa del suelo se mantiene debajo del kilómetro de altura y hay trazas de turbulencia sobre toda la atmósfera durante toda la noche entre los 5 y 15 km.	48
4.19. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 05/05/2015. Este es un ejemplo de una noche con buen seeing (vea los altos valores de r_0). Durante toda la noche la capa del suelo se mantiene debajo del kilómetro de altura.	49
4.20. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 06/05/2015. Las fluctuaciones tan altas de r_0 pueden deberse a problemas de captura o a muy baja presencia de turbulencia en el camino óptico. A pesar de estas fluctuaciones, no se observa ninguna capa turbulenta y los valores de r_0 no bajan de 0.1 m por lo que esta fue una noche con buena calidad de cielo.	50
4.21. GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 07/05/2015. Por último tenemos una noche no tan buena como las anteriores –en términos de seeing– pero sin la presencia de capas lejos de los 5 km. Se observa turbulencia cerca del suelo que se intensifica entre las 6 y las 8 UT. . . .	51
5.1. El instrumento LOLAS en las instalaciones del OAN.	54

Índice de tablas

4.1. Relación de los datos invertidos.	31
4.2. Estimación de h_{gs} para todos los datos, según el objeto (θ). La resolución máxima de esta estimación se calcula con la expresión s_{pix}/θ . Para LOLAS es $\sim 20m$, mientras que para GS es de $\sim 130m$. Podemos observar que en muchos casos no se cambió de objeto a pesar de que la cabecera lo indicaba.	33

Introducción

Para telescopios de gran apertura, la baja resolución angular se debe principalmente al efecto de flujos turbulentos en la atmósfera (21). El *seeing* describe la calidad de la imagen y se relaciona con la distribución de turbulencia a lo largo de la línea de visión.

Para medir la estructura de la turbulencia se han propuesto distintos métodos que van desde globos meteorológicos, hasta el análisis de la distribución de irradiancia de una estrella doble de separación angular conocida. En este trabajo se explotó la última idea.

El desarrollo de sistemas de medición de turbulencia óptica atmosférica es tema activo de investigación y aquí presento mediciones obtenidas en el Observatorio Astronómico Nacional de San Pedro Mártir, Baja California (OAN). Para lograrlo se diseñó un programa de inversión de datos que complementa a los sistemas de adquisición desarrollados por el equipo del Dr. Remy Avila y el Dr. Leonardo Peniche en el Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada (CFATA) y en el Instituto de Astronomía (IA) de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM).

El fundamento de estos instrumentos es el método *Scintillation Detection an Ranging* (SCIDAR) que consiste en el análisis de fluctuaciones de luz debidas a flujos turbulentos. Los instrumentos Low Layer SCIDAR (LOLAS) y Generalized SCIDAR (GS) determinan la distribución vertical de la turbulencia óptica mediante la detección del centelleo de una estrella doble. La alta resolución en altura que logra el LOLAS contrasta con su altura máxima de detección (debajo de los 2 km). El GS puede detectar capas debajo de los 30 km con una resolución en altura más baja que el LOLAS.

Las mediciones que presentamos están sustentadas en un modelo físico que relaciona la estadística de una distribución de luz y la estadística de un flujo turbulento. Esta conexión permite distinguir la presencia de flujos turbulentos al comparar la distribución de luz de dos fuentes cercanas (por ejemplo, una estrella doble). El resultado es la distribución de turbulencia a lo largo de la línea de visión.

Consideraciones iniciales

Las soluciones a las ecuaciones de Navier-Stokes describen el campo de velocidades y presión de cualquier fluido. Sin embargo, cuando el campo de velocidades es aleatorio aparece un problema mal planteado: más incógnitas que ecuaciones (9). Pese a ello, el modelo propuesto por Kolmogorov en 1941 permitió dar una descripción estadística para la distribución de energía cinética (energía) como función de la frecuencia espacial. Esta ley de potencias se restringe a un flujo turbulento estadísticamente homogéneo¹ y estadísticamente estacionario².

El modelo de Kolmogorov sustentó el desarrollo de modelos sobre degradación óptica debida particularmente a flujos turbulentos. Tatarski (24) y Roddier (21) figuran en este campo. La turbulencia óptica se refiere a fluctuaciones turbulentas de índice de refracción.

Azouit y Vernin fueron pioneros en medir y describir perfiles de turbulencia óptica atmosférica en los primeros 30 km de altura (11).

Existen diferentes métodos ópticos para medir turbulencia óptica (por ejemplo MASS, SLODAR o SCIDAR). El método SCIDAR (*Scintillation Detection And Ranging*) consiste en analizar la irradiancia de una estrella doble y fue el método usado en este trabajo. Rocca, Roddier y Vernin fueron los primeros en reportar perfiles de turbulencia óptica usando SCIDAR (véase (20)).

Ya que SCIDAR es poco sensible para detectar turbulencia cerca del suelo, Fuchs, Tallon y Vernin (1998) propusieron colocar el detector a una distancia virtual por debajo (o por arriba) de la pupila del telescopio. Este método se llamó *Generalized SCIDAR* o GS y permite medir capas cercanas al suelo (16). En 1997, Avila, Vernin y Masciadri fueron los primeros en poner en práctica esta idea (7).

Mediciones obtenidas con GS en el OAN –reportados por Avila, Vernin y Cuevas en 1998– motivaron a la UNAM a invertir en el desarrollo de un SCIDAR propio. En 2003 Cruz, González, Avila, Sánchez et al. publican los avances del instrumento mexicano (12). En 2008 Avila, Avilés, Wilson, Chun, Butterley y Carrasco presentan LOLAS (acrónimo de *Low Layer SCIDAR*), un método capaz de medir capas bajas (≤ 1 km) con alta resolución en altura (3).

Actualmente, una variante de GS: Stereo-SCIDAR (desarrollada por Derie, Wilson, Osborn et. al. del European Southern Observatory y la Universidad de Durham) está siendo acoplado a un sistema de óptica adaptativa para el European Extremely Large Telescope.

Yo me uní al equipo de Remy Avila al inicio de la licenciatura y los resultados que presento corresponden a mediciones hechas en 2013, 2014 y 2015 en el OAN.

¹i. e. la distribución de energía, como función de la escala, es la misma.

²es decir, que la distribución de energía no cambia el tiempo.

Objetivo

Objetivo general.

- Obtener, analizar y discutir las mediciones de perfiles de turbulencia óptica en la atmósfera del OAN en 2013, 2014 y 2015. Las mediciones fueron obtenidas con los instrumentos GS y LOLAS.

Objetivos particulares.

- Obtener perfiles de turbulencia a partir de las mediciones de autocovarianza de centelleo.
- Analizar estadísticamente los perfiles obtenidos en términos de parámetros astroclimáticos.

Antecedentes teóricos

Estructura de la turbulencia

Un flujo se considera turbulento cuando el número de Reynolds $Re = VL/\nu$ supera un valor crítico, donde V es la velocidad característica¹ a una escala espacial L y ν es la viscosidad cinemática a esa escala. El aire atmosférico es casi siempre turbulento ya que $Re \sim 10^6$ (21). En la naturaleza, el viento casi siempre produce flujos turbulentos debido a la presencia de distintas fases (e. g. aire frío y caliente). Cuando se supera el valor crítico de Re aparecen remolinos a escala L que se rompen y forman vórtices de escalas más pequeñas. Después de un tiempo suficientemente grande se logra un mezclado completo de las fases involucradas.

La figura 2.1 muestra la evolución de dos fluidos, de diferentes densidades, fluyendo a distintas velocidades. Conforme avanza el tiempo aparecen vórtices que se rompen y dan paso a una estructura turbulenta.

La turbulencia se puede ver como la transferencia de energía cinética $E \propto V^2$ de una escala a la siguiente más pequeña (cascada de energía). La cascada de energía termina a una escala l_0 tal que Re es suficientemente pequeño y la energía se disipa en calor. Cuando hay un suministro constante de energía turbulenta² el sistema llegará a un estado estadísticamente estacionario y estadísticamente homogéneo. Este escenario se conoce como turbulencia totalmente desarrollada. Kolmogorov sugirió que, para el caso de turbulencia totalmente desarrollada, la tasa de producción de energía turbulenta y la tasa de disipación de energía ϵ_0 debían ser iguales. De hecho, la velocidad tangencial de un vórtice a escala L estaría dada por

$$V \propto \epsilon_0^{\frac{1}{3}} L^{\frac{1}{3}}. \quad (2.1)$$

Sea $L \equiv \frac{1}{\kappa}$, Kolmogorov demostró que

$$E(\kappa) \propto \kappa^{-\frac{5}{3}}, \quad (2.2)$$

¹velocidad promedio.

²por ejemplo, corrientes de viento de diferentes temperaturas.

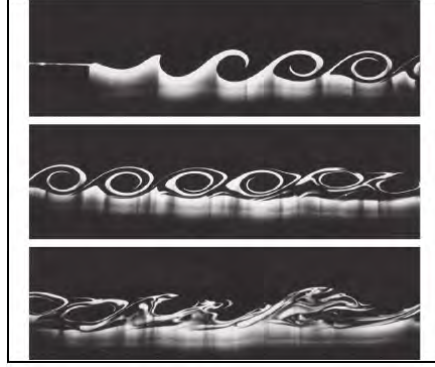


Figura 2.1: Desarrollo de la turbulencia producida por dos capas horizontales separadas por una membrana delgada (izquierda arriba) moviéndose a distintas velocidades y condiciones controladas de laboratorio. La membrana es retirada y el tiempo avanza de izquierda a derecha y de arriba a abajo. Tomada de (13), p. 425.

definiendo $E(\kappa)d\kappa$ como la energía cinética entre las frecuencias espaciales κ y $\kappa + d\kappa$.

La ley (2.2) es válida en el intervalo inercial: $L_0^{-1} \ll \kappa \ll l_0^{-1}$ donde L_0 es la escala a la que se suministra energía cinética y l_0 es la escala a la que aparece disipación viscosa.

Fluctuaciones de índice de refracción

La ley de Gladstone establece que el índice de refracción es función de la temperatura y de la humedad del aire. Friehe y Larue (15) y Antonia, Chambers y Friehe (1) demostraron que, en longitudes de onda visibles y lejos de la superficie del mar, el efecto de la humedad puede ser despreciado y así las fluctuaciones del índice de refracción se deben casi únicamente a las de la temperatura del aire.

A partir de la teoría sobre la micro-estructura del campo de temperatura en un flujo turbulento, desarrollada por Obukhov en 1959 (18), Tatarski estudió las fluctuaciones turbulentas del índice de refracción, entre otros resultados, mostró que el espectro de potencia de las fluctuaciones del índice de refracción es (21):

$$\Phi_N(\vec{\kappa}) \propto \kappa^{-\frac{11}{3}}. \quad (2.3)$$

El teorema de Wiener-Khinchine permite relacionar la covarianza de las fluctuaciones de índice de refracción $B_N(\vec{\rho})$ con el espectro de potencia. Esto es,

$$B_N(\vec{\rho}) = \int_0^\infty \Phi_N(\vec{\kappa}) \exp[i\vec{\kappa} \cdot \vec{\rho}] d\kappa, \quad (2.4)$$

donde

$$B_N(\vec{\rho}) = \langle N(\vec{r})N(\vec{r} + \vec{\rho}) \rangle_r. \quad (2.5)$$

\vec{r} es un vector en el espacio, $N = n - \langle n \rangle$ (n es el índice de refracción medido), $\langle \rangle$ indica un promedio temporal y $\langle \rangle_r$ un promedio espacial.

Si usamos la función de estructura

$$D_N(\vec{\rho}) = \langle |N(\vec{r} + \vec{\rho}) - N(\vec{r})|^2 \rangle_r \quad (2.6)$$

y consideramos que D_N también depende de la tasa de producción de las fluctuaciones de índice de refracción η_0 , entonces

$$D_N \propto \eta_0 \epsilon_0^{\frac{1}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} \quad (2.7)$$

donde $|\vec{\rho}| = \rho$. O bien,

$$D_N(\vec{\rho}) = C_N^2 \rho^{\frac{2}{3}}. \quad (2.8)$$

C_N^2 se conoce como *constante de estructura del índice de refracción*. Así, Tatarski demostró que (21)

$$\Phi_N(\vec{\kappa}) = \frac{\Gamma\left(\frac{8}{3}\right) \sin(\pi/3)}{4\pi^2} C_N^2 \kappa^{-\frac{11}{3}} = 0.033 C_N^2 \kappa^{-\frac{11}{3}}, \quad (2.9)$$

donde Γ es la función gamma usual. C_N^2 indica la contribución de la turbulencia a la degradación óptica según la ley de Kolmogorov.

Fluctuaciones de irradiancia

Consideremos luz monocromática de longitud de onda λ proveniente de una estrella en el cenit, la amplitud compleja del campo eléctrico en (\vec{x}, h) (\vec{x} es un vector que está en un plano normal a la dirección del cenit y h la altura medida desde el suelo) se escribe:

$$\Psi_h(\vec{x}) = |\Psi_h(\vec{x})| \exp[i\phi_h(\vec{x})]. \quad (2.10)$$

Suponiendo una amplitud normalizada fuera de la atmósfera ($\Psi_\infty(\vec{x}) = 1$) y refiriendo la fase $\phi_h(\vec{x})$ a su valor promedio (es decir $\langle \phi_h(\vec{x}) \rangle = 0$), a la salida de una capa turbulenta entre h y $h + \delta h$ (suficientemente delgada como para no generar cambios en la amplitud) se tiene:

$$\Psi_h(\vec{x}) = \exp[i\phi(\vec{x})], \quad (2.11)$$

ya que a la entrada $\Psi_{h+\delta h} = 1$. Donde

$$\phi(\vec{x}) = k \int_h^{h+\delta h} dz N(\vec{x}, z) \quad (2.12)$$

es la fase introducida por las fluctuaciones del índice de refracción y $k = 2\pi/\lambda$.

2. ANTECEDENTES TEÓRICOS

Si suponemos perturbaciones de fase débiles¹, es decir $\phi(\vec{x}) \ll 1$, la amplitud compleja a la salida de la capa se puede escribir como:

$$\Psi_h(\vec{x}) = 1 + i\phi(\vec{x}). \quad (2.13)$$

Usando la aproximación de Fresnel, al nivel del suelo

$$\Psi_0(\vec{x}) = \Psi_h(\vec{x}) * \frac{1}{i\lambda h} \exp\left(i\pi \frac{x^2}{\lambda h}\right) = 1 + \epsilon(\vec{x}) \quad (2.14)$$

donde $*$ indica una convolución. La parte real de ϵ es igual a

$$\chi(\vec{x}) = \phi(\vec{x}) * \frac{1}{\lambda h} \cos\left(\pi \frac{x^2}{\lambda h}\right). \quad (2.15)$$

Como $\phi \ll 1$, el módulo de ϵ también es mucho menor que 1 y las fluctuaciones de χ se aproximan en buena medida al módulo $|\Psi_0(\vec{x})|$ (21).

Sea $B_\phi(\vec{\xi}) = \left\langle \phi(\vec{x})\phi(\vec{x} + \vec{\xi}) \right\rangle_r$ la covarianza bidimensional de la fase ϕ . Sustituyendo en esta expresión la ecuación (2.12) e introduciendo $\zeta \equiv z' - z$ se obtiene:

$$B_\phi(\vec{\xi}) = k^2 \delta h \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \cdot B_N(\vec{\xi}, \zeta), \quad (2.16)$$

donde $B_N(\vec{\xi}, \zeta) = \left\langle N(\vec{x}, z)N(\vec{x} + \vec{\xi}, z + \zeta) \right\rangle_r$ es la covarianza tridimensional de las fluctuaciones de índice de refracción.

El espectro de potencia bidimensional de $\phi(\vec{x})$, $W_\phi(\vec{f})$ está dado por la ecuación (2.4):

$$W_\phi(\vec{f}) = \int d\vec{\xi} \cdot B_\phi(\vec{\xi}) \exp\left(-2i\pi \vec{f} \cdot \vec{\xi}\right). \quad (2.17)$$

Así, combinando las ecuaciones (2.4) y (2.16)

$$W_\phi(\vec{f}) = k^2 \delta h W_N(\vec{f}, 0), \quad (2.18)$$

con $W_N(f_x, f_y, f_z) = (2\pi)^3 \Phi_N(2\pi f_x, 2\pi f_y, 2\pi f_z)$. Tomando el módulo al cuadrado de la transformada de Fourier de χ se obtiene el espectro de potencia de las fluctuaciones relativas de irradiancia (21). Así, el espectro de potencia de $\chi(\vec{x})$ es:

$$W_\chi(\vec{f}, h) = W_\phi(\vec{f}) (\sin \pi \lambda h f^2)^2 = 0.38 \lambda^{-2} f^{-\frac{11}{3}} C_N^2(h) \delta h \sin^2(\pi \lambda h f^2). \quad (2.19)$$

Para una distribución continua de capas turbulentas

$$W_\chi(\vec{f}) = 0.38 \lambda^{-2} f^{-\frac{11}{3}} \int_0^\infty C_N^2(h) dh \sin^2(\pi \lambda h f^2), \quad (2.20)$$

¹Esta aproximación es válida para observaciones cerca del cenit, a más de 60 grados desde el cenit aparece un efecto de saturación.

ya que las distintas capas producen fluctuaciones de fase estadísticamente independientes.

Finalmente, el espectro de potencia de las fluctuaciones relativas de irradiancia está dado por:

$$W(\vec{f}) = 4W_\chi(\vec{f}). \quad (2.21)$$

De este modo,

$$B(\vec{\xi}) = F \left\{ W(\vec{f}) \right\}, \quad (2.22)$$

donde $B(\vec{\xi})$ es la función de covarianza teórica de las fluctuaciones de irradiancia para una distribución de $C_N^2(h)$ dada. $F \{ \}$ indica el operador transformada de Fourier.

El método SCIDAR consiste en obtener $C_N^2(h)$ a partir de $B(\vec{\xi})$ ya que el espectro $W(\vec{f})$ se puede calcular teóricamente. Ejemplos de $W(\vec{f})$ se muestran en la figura 2.2.

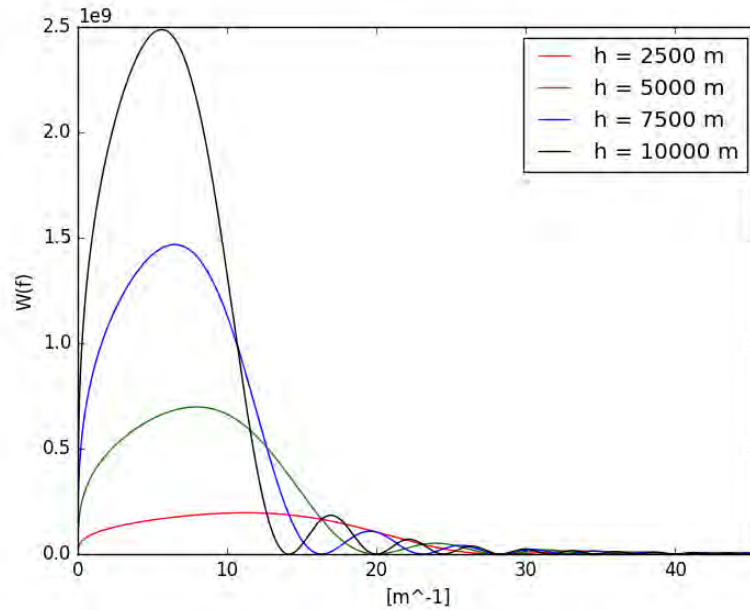


Figura 2.2: Espectro de potencia unidimensional de las fluctuaciones de irradiancia que teóricamente generaría una sola capa a diferentes alturas y $C_N^2(h)\delta h = 1$.

La varianza de las fluctuaciones de irradiancia relativas σ_I^2 está dada por la suma del espectro de potencia $W(\vec{f})$ sobre todas las frecuencias y sobre todas las alturas. De hecho (21),

$$B(\vec{0}, h) = \sigma_I^2 = 19.12\lambda^{-7/6} \int_0^\infty dh \cdot h^{5/6} C_N^2(h) \quad (2.23)$$

2. ANTECEDENTES TEÓRICOS

para una sola capa ubicada en $h + \delta h$. Ejemplos de funciones de autocovarianza se muestran en la figura 2.3.

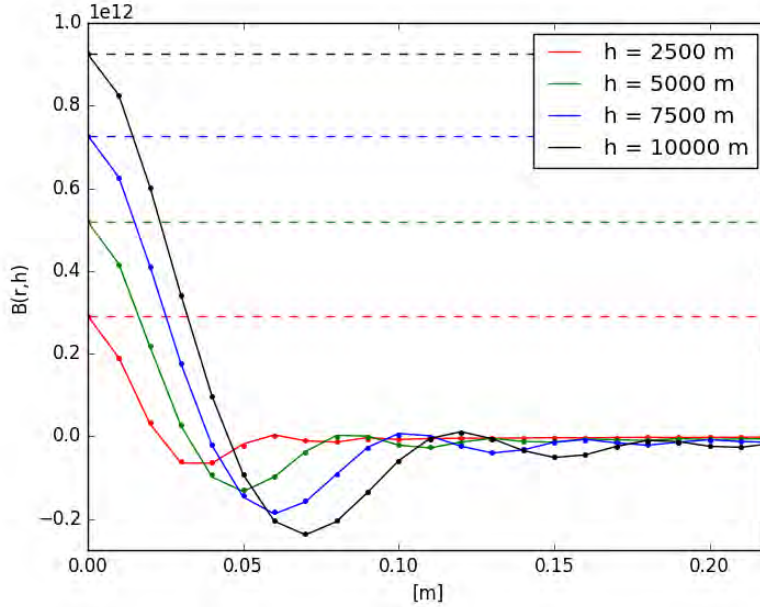


Figura 2.3: Función de autocovarianza teórica que generaría una sola capa turbulenta a distintas alturas y $C_N^2(h)\delta h = 1$. La línea continua es la función generada a partir del método FFT (Fast Fourier Transform) según la ecuación (2.22) y normalizada al valor teórico $\sigma_I^2(h)$. Los puntos son una interpolación según la ecuación (3.2). La línea rayada horizontal indica $\sigma_I^2(h)$.

Fuera del foco de cualquier superficie colectora, la distribución de irradiancia I de una estrella que pasa por una atmósfera turbulenta, tendrá la apariencia de racimos de uvas de diferentes tamaños. El diámetro típico de estas uvas (o motas) Υ está dado por la longitud de coherencia (9):

$$\Upsilon \propto \sqrt{\lambda h}. \quad (2.24)$$

Cada capa turbulenta contribuye a I con un patrón de motas de diámetro Υ . La figura 2.4 exhibe dos imágenes captadas de las distribuciones de irradiancia de estrellas dobles medidas fuera del foco y distorsionadas por la atmósfera.

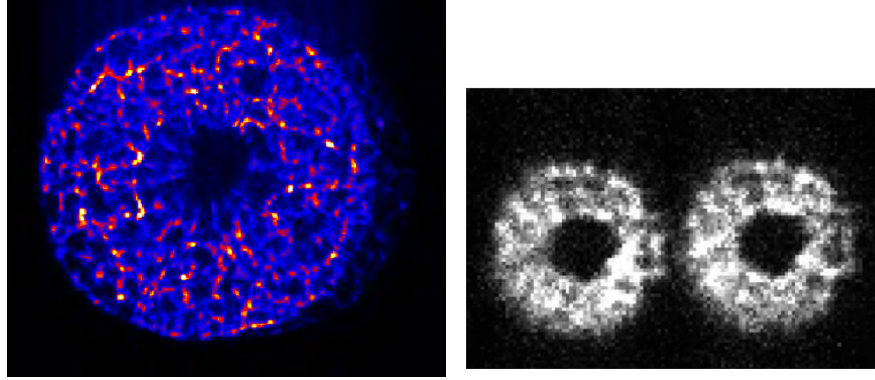


Figura 2.4: Izquierda: medición con GS, las pupilas están traslapadas. Derecha: medición con LOLAS, las pupilas no se sobrepone.

Medición de C_N^2 por triangulación

La función de covarianza $B(\vec{\xi})$ depende de la distribución de $C_N^2(h)$. Se puede calcular una $B(\vec{\xi})$ teórica proviene de mediciones de irradiancia de una estrella doble es posible obtener $C_N^2(h)$. Si la fuente observada es una estrella doble, de separación angular θ conocida, la función de autocovarianza medida en la superficie del instrumento óptico está dada por (2)

$$B(\vec{\xi}) = \int C_N^2(h) [A_1 B'(\vec{\xi}, h) + A_2 (B'(\vec{\xi} - \vec{\theta}h, h) + B'(\vec{\xi} + \vec{\theta}h, h))] dh, \quad (2.25)$$

con

$$B'(\vec{\xi}, h) = 4 \int_0^\infty \frac{W_\chi(\vec{f}, h)}{C_N^2(h) \delta h} \exp[i\vec{f} \cdot \vec{\xi}] d\vec{f}, \quad (2.26)$$

$$A_1 = \frac{1 + \gamma^2}{(1 + \gamma)^2}, \quad (2.27)$$

$$A_2 = \frac{\gamma}{(1 + \gamma)^2}, \quad (2.28)$$

y $\gamma = 10^{-0.4\Delta m}$. Δm es la diferencia de magnitud entre las estrellas.

La ecuación (2.25) está compuesta por:

- El pico central: la contribución de todas las capas, $\int C_N^2(h) A_1 B'(\vec{\xi}, h) dh$.
- Los picos laterales (a lo largo de $\vec{\theta}$), $\Lambda_{d,i} = \int C_N^2(h) A_2 B'(\vec{\xi} \pm \vec{\theta}h, h) dh$.

No se puede decir mucho a partir del pico central, pero a partir de los picos laterales se puede inferir la distribución de la turbulencia en la atmósfera en términos de $C_N^2(h)$. Por eso, sólo es necesario analizar el lado derecho de B : Λ_d o el lado izquierdo: Λ_i .

Viabilidad instrumental

Sea $I(\vec{x})$ la distribución de irradiancia de una estrella doble detectada en la entrada de la superficie colectora. Además consideremos que $I = \frac{I' - \langle I' \rangle_r}{\langle I' \rangle_r}$, es decir, las fluctuaciones de irradiancia están referidas y normalizadas a su valor promedio. Así, la función de autocovarianza de las fluctuaciones de irradiancia relativa es:

$$B(\vec{\xi}) = \left\langle \left(\frac{I(\vec{x})}{\langle I(\vec{x}) \rangle} - 1 \right) \left(\frac{I(\vec{x} + \vec{\xi})}{\langle I(\vec{x} + \vec{\xi}) \rangle} - 1 \right) \right\rangle_r. \quad (2.29)$$

Considerando que los promedios espaciales y temporales son equivalentes para el caso estacionario, obtenemos:

$$B(\vec{\xi}) = \frac{\langle C_I(\vec{\xi}) \rangle}{C_{\langle I \rangle}(\vec{\xi})} - 1, \quad (2.30)$$

donde

$$\langle C_I(\vec{\xi}) \rangle = \langle I(\vec{x}) * I(-\vec{x}) \rangle \equiv \left\langle \int_{\mathfrak{R}^2} I(\vec{x}) I(\vec{\xi} + \vec{x}) d\vec{x} \right\rangle \quad (2.31)$$

es la autocorrelación de $I(\vec{x})$ y

$$C_{\langle I \rangle}(\vec{\xi}) = \langle I(\vec{x}) \rangle * \langle I(-\vec{x}) \rangle \equiv \int_{\mathfrak{R}^2} \langle I(\vec{x}) \rangle \langle I(\vec{\xi} + \vec{x}) \rangle d\vec{x} \quad (2.32)$$

es la autocorrelación de la imagen promedio.

La ecuación (2.30) es experimentalmente sencilla de calcular, ya que tomamos suficientes imágenes de corto tiempo de exposición (~ 2 ms) en un lapso de 1 a 2 minutos. Los detalles sobre el sistema de adquisición de datos y cálculo de $\langle B(\vec{\xi}) \rangle$ de GS y LOLAS se pueden consultar en (8, 9, 10).

GS

Separar el pico central de los picos laterales de la ecuación (2.25) implica suponer que sólo es necesario resolver

$$\Lambda_d(\vec{\xi}) = A_2 \int_0^\infty C_N^2(h) B'(\vec{\xi} + \vec{\theta}h, h) dh \quad (2.33)$$

para obtener $C_N^2(h)$. El método GS consiste en hacer $h \rightarrow h + h_{gs}$ donde $h_{gs} \neq 0$. Esto equivale a colocar el detector en una posición del arreglo óptico tal que se mida en un plano virtual unos cuantos kilómetros lejos de la superficie colectora (2). De esta forma, $C_N^2(h) = 0 \forall |\vec{\xi}| < \theta h_{gs}$.

Una función de autocovarianza medida con el método GS se muestra en la figura 2.5. Claramente se pueden observar dos zonas con comportamiento turbulento: los dos picos simétricos más cercanos al centro corresponden a turbulencia dentro del domo

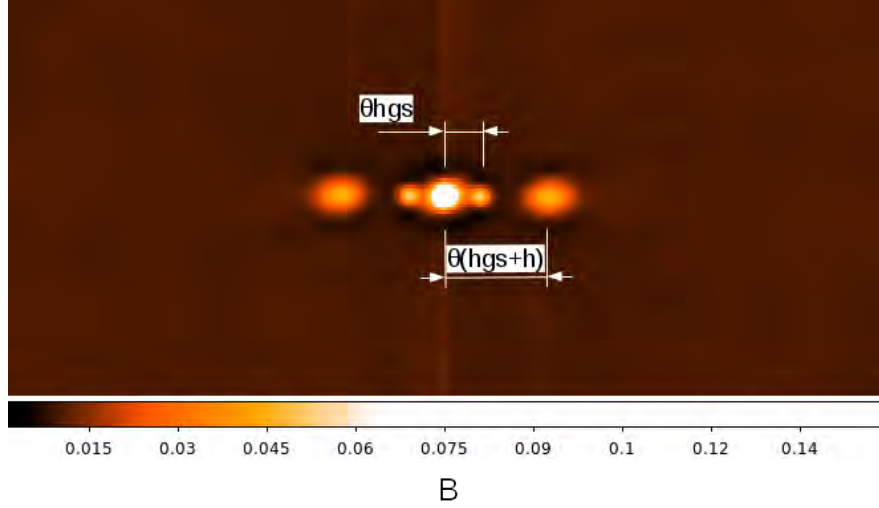


Figura 2.5: Función de autocovarianza medida según la ecuación (2.30) usando GS. Cada pixel corresponde a 0.01 metros. Se distinguen dos picos además del central: turbulencia a nivel del suelo y ~ 5000 m arriba. La distancia de conjugación es $h_{gs} = 3000$ m y $\theta = 6.35$ arcsec.

del observatorio y el piso; los dos picos más alejados del centro ponen en evidencia la presencia de una zona con comportamiento turbulento.

Avila y Cuevas (2009) encontraron que remplazar h por $h + h_{gs}$ en la ecuación (2.33) conduce a un error en las mediciones. El error relativo se define como:

$$e(\vec{\xi}) \equiv \frac{\Lambda_d^{real} - \Lambda_d}{\Lambda_d} \quad (2.34)$$

donde Λ_d^{real} es la autocovarianza real medida.

Para el caso de GS donde $0 < h_{gs}\theta < D$ (siendo D el diámetro del telescopio), el error inducido en la medición es (4):

$$e(\vec{\xi}) = \frac{S(\vec{\xi} - \vec{\theta}h_{gs})}{A_1 S(\vec{\xi}) + A_2 [S(\vec{\xi} + \vec{\theta}h_{gs}) + S(\vec{\xi} - \vec{\theta}h_{gs})]} - 1, \quad (2.35)$$

donde $S(\vec{\xi}) = F^{-1} [|F[P(\vec{\xi})]|^2]$ es la autocorrelación de $P(\vec{\xi})$, la función de transmitancia del telescopio ($P = 1$ dentro de la superficie colectora y 0 afuera). Ejemplos de $S(\vec{\xi})$ para superficies colectoras circulares de diámetro D con obscuración central de diámetro d se muestran en la figura 2.6.

Para el caso del LOLAS ($h_{gs}\theta > D$) y SCIDAR ($h_{gs} = 0$) $\Lambda_d^{real} = \Lambda_d$, y la ecuación (2.33) es una aproximación válida.

Finalmente, los valores de $C_N^2(h)$ obtenidos a partir de Λ_d deben multiplicarse por

2. ANTECEDENTES TEÓRICOS

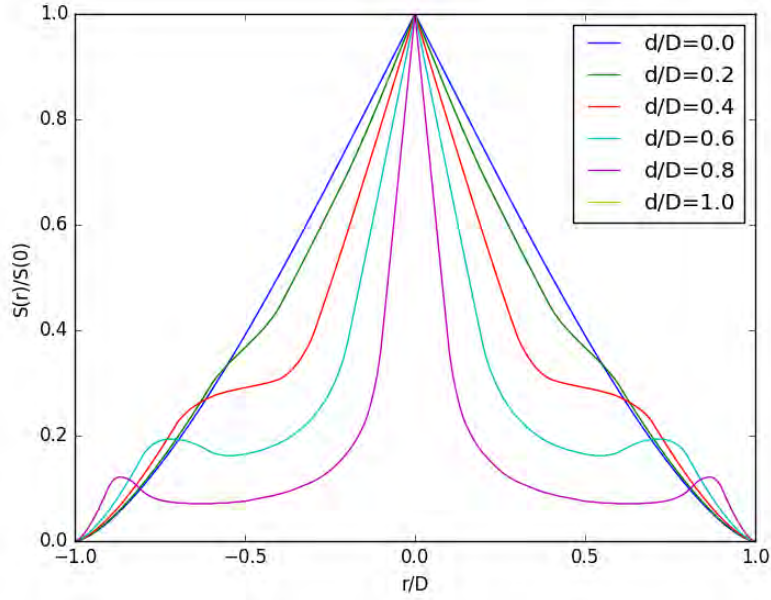


Figura 2.6: Autocorrelación de distintas superficies colectoras con obscuración central.

un factor de corrección $\frac{1}{1+e(\vec{\xi})}$ para todos los perfiles obtenidos con el GS. Valores de $e(\vec{\xi})$ se muestran en la figura 2.7.

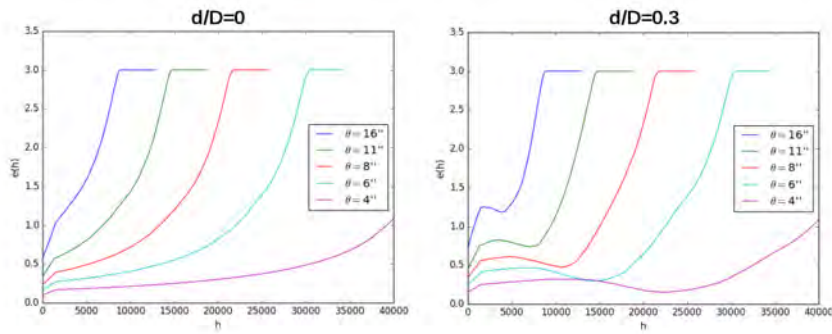


Figura 2.7: Error relativo para distintas separaciones angulares. Derecha: para un telescopio sin obscuración central. Izquierda: con un 30 por ciento de obscuración central. $A_2 = 0.25$ y $h_{gs} = 4$ km.

Seeing

Radio crítico o parámetro de Fried

El radio crítico o parámetro de Fried es el diámetro de un telescopio sin aberraciones que en ausencia de turbulencia da la misma resolución angular que si hubiera turbulencia atmosférica.

El momento de segundo orden o función de coherencia de $\Psi_0(\vec{x})$ es:

$$B_0(\vec{\xi}) = \left\langle \Psi_0(\vec{x}) \Psi_0^*(\vec{x} + \vec{\xi}) \right\rangle. \quad (2.36)$$

Para una distribución de capas con estadística de Kolmogorov la función de coherencia se puede escribir como

$$B_0(\vec{\xi}) = \exp -\frac{1}{2} \left[2.91 k^2 \xi^{5/3} \int dh \cdot C_N^2(h) \right]. \quad (2.37)$$

La resolución de un telescopio está limitada por el área de la superficie colectora y por la estructura turbulenta de la atmósfera. El poder de resolución R se define como la integral de la función de transferencia de todo el sistema (telescopio y atmósfera):

$$R = \int d\vec{\xi} \cdot T_{atm}(\vec{\xi}) T(\vec{\xi}). \quad (2.38)$$

R es análogo al ancho de banda en electrónica. $T(\vec{\xi}) = \frac{1}{a} \int d\vec{x} \cdot P(\vec{x}) P^*(\vec{x} + \vec{\xi})$ es la función de transferencia del telescopio, T_{atm} es la función de transferencia de la atmósfera y a es el área de la pupila en el longitudes de onda cuadradas. En un telescopio de gran apertura puede despreciarse el efecto de T , mientras que en uno pequeño el efecto de la atmósfera es despreciable (21).

Fried (14) introdujo el concepto de radio crítico r_0 para el cual se cumple que

$$\int d\vec{\xi} \cdot T_{atm}(\vec{\xi}) = \int d\vec{\xi} \cdot T(\vec{\xi}). \quad (2.39)$$

De la forma de la ecuación (2.37) se tiene que $T_{atm}(\vec{\xi})$ puede escribirse como:

$$T_{atm}(\vec{\xi}) = \exp \left[-3.44 (\xi/r_0)^{5/3} \right]. \quad (2.40)$$

Igualando la ecuación (2.40) con la ecuación (2.37):

$$r_0 = \left[0.423 k^2 \int dh \cdot C_N^2(h) \right]^{-3/5}. \quad (2.41)$$

Para observaciones fuera del cenit

$$r_0 = \left[0.423 k^2 \cos^{-1} \gamma \int dh \cdot C_N^2(h) \right]^{-3/5}, \quad (2.42)$$

donde γ es la elevación de la estrella doble.

Ángulo isoplanático

El ángulo isoplanático η es la distancia angular sobre la cuál se puede considerar un frente de onda plano (de una fuente puntual). η es muy útil en óptica adaptativa ya que indica la distancia angular en la que se debe buscar una fuente de referencia alrededor del objeto cuya fase se quiera compensar.

Como es de esperar η depende de la distribución de $C_N^2(h)$. Existen distintos enfoques para asignar un valor a η (véase (6)). Fried y Roddier sugieren usar(6, 21)

$$\eta = 0.31 \frac{r_0}{\bar{h}^{3/5}}, \quad (2.43)$$

con

$$\bar{h} = \frac{\int dh h^{5/3} C_N^2(h)}{\int dh C_N^2(h)}. \quad (2.44)$$

Partición del seeing

El ancho a media altura de la imagen de largo tiempo de exposición de una fuente puntual se relaciona con la distribución de $C_N^2(h)$ sobre toda la atmósfera. La contribución al seeing se puede ver como (6)

$$\epsilon_{h_1, h_2} = 5.25 \lambda^{-1/5} \left[\int_{h_1}^{h_2} dh C_N^2(h) \right]^{3/5} \quad (2.45)$$

para el segmento de atmósfera entre h_1 y h_2 . Categorías útiles son:

- ϵ_{NG} : la contribución del domo del observatorio y la capa del suelo (*Near Ground*), $h_1 = 0$ y $h_2 = 1$ km.
- ϵ_{FA} : la contribución del resto de atmósfera (*Full Atmosphere*), $h_1 = 1$ y $h_2 = \infty$ km.
- ϵ_{WOP} : la atmósfera, el domo y el suelo (*Whole Optical Path*), $h_1 = 0$ y $h_2 = \infty$ km.

El sistema de adquisición de autocovarianzas (B) según la ecuación (2.30) fue desarrollado por el equipo de Remy Avila y Leonardo Sánchez. Los detalles instrumentales y computacionales se pueden consultar en (3, 8, 9, 10). Aquí solo describo la metodología para resolver la ecuación (2.33).

Inversión

La inversión de B se logra usando métodos como: MEM (Método de Entropía Máxima), CLEAN (método iterativo ampliamente usado en astronomía) o NNLS (mínimos cuadrados no negativos), entre otros. Aquí presento la implementación de los métodos CLEAN y NNLS.

Cálculo de B'

Para calcular \vec{B}' partimos de la ecuación (2.26) y transformamos de coordenadas cartesianas a polares para obtener un corte radial de B' :

$$B'(\xi, h) = 0.243C_h k^2 \int_0^\infty f^{-8/3} \sin^2(\pi\lambda h f^2) J_0(2\pi f\xi) df. \quad (3.1)$$

J_0 es la función de Bessel de primer tipo de orden cero, $C_h = \int_{h-\delta h/2}^{h+\delta h/2} C_N^2(h) dh$ se conoce como factor de turbulencia y es la contribución de una capa de ancho δh . Cada función generada con este método es renormalizada a su valor teórico según la ecuación (2.23). Finalmente se genera un arreglo discreto \vec{B}' a partir de la ecuación (3.1).

Se puede reducir el tiempo de cálculo si se cuenta con un banco de $\vec{B}'(\vec{\rho}, h_i) = \vec{B}'_i$ previamente generadas para distintas alturas h_i . Para cada altura h se busca una \vec{B}'_i tal que h_i sea lo más cercana a h y se realiza una interpolación según:

$$\vec{B}'(\vec{\xi}, h) = \left(\frac{h_i}{h}\right)^{5/6} \vec{B}'_i(\vec{\xi}, \sqrt{h/h_i}). \quad (3.2)$$

3. MÉTODO

Este arreglo unidimensional se usa para construir la matriz del método de mínimos cuadrados. También es necesario generar un arreglo bidimensional B' de simetría axial a partir de \vec{B}' para la inversión por el método CLEAN. La figura 2.3 muestra \vec{B}' para distintas alturas generado con la ecuación (3.1) y usando la interpolación de la ecuación (3.2).

Sensibilidad

La función de autocovarianza medida tiene una incertidumbre estadística dada por (9)

$$\Delta B(\vec{\xi}) = \left[B(\vec{0}) + 0.25N_{ph} + 0.5(n/N_{ph})^2 \right] \sqrt{\frac{s(\vec{\xi})\tau_c}{TS(\vec{\xi})}}, \quad (3.3)$$

donde N_{ph} es el número promedio de fotones por pixel en un registro, n es el lado del cuadrado de área que cumple con el teorema de muestreo (e. g. $n = 2$), τ_c es el tiempo de coherencia atmosférico¹, T es el tiempo de integración (el tiempo total al tomar todos los registros) y D es el diámetro del telescopio. $s(\vec{\xi})$ está dada por la primera zona de Fresnel de una mota proyectada por una capa en $h = \frac{|\vec{\xi}|}{\theta}$:

$$s(\vec{\xi}) = \sqrt{\lambda(h + h_{gs})/2\pi}. \quad (3.4)$$

$S(\vec{\xi})$ es el área de todas las motas correladas proyectadas en el plano de análisis:

$$S(\vec{\xi}) = \frac{D^2}{2} \left[\arccos \frac{\xi}{D} - \frac{\xi}{D} \sqrt{1 - \left(\frac{\xi}{D}\right)^2} \right] \quad (3.5)$$

Luego, el límite en el que se tiene certeza estadística de los valores de C_N^2 es:

$$\Delta C_N^2(\vec{\xi}) = \theta \frac{\Delta B(\vec{\xi})}{3.36k^{2/3}h^{4/3}} \quad (3.6)$$

N_{ph} se calcula a partir de la magnitud M de las estrellas, el área de coherencia A del detector (2×2 pixeles) y el tiempo de exposición. Considerando que la atmósfera absorbe el 25% de los fotones de la banda visible en el OAN (22) y usando la relación entre la magnitud y el flujo en Jansky de una estrella se demuestra que

$$N_{ph} = 1.5e^7 \times 10^{-\frac{M-8.9}{2.5}} \times 0.75 \times A \times \tau_c, \quad (3.7)$$

para una sola estrella. En nuestro caso hay que calcular el número de fotones de cada estrella y después sumar estos resultados para obtener N_{ph} .

¹Experimentalmente τ_c está limitado por el tiempo necesario para tomar una imagen o registro es decir, el tiempo de exposición.

Algunos ejemplos de $\Delta C_N^2(\vec{\xi})$ se muestran en la figura 3.1. La ecuación 3.3 contiene la aportación de la desviación estándar de la dispersión por fotón y el ruido de lectura de la cámara pero no incluye otras fuentes de ruido. Por eso se desarrolló un método de limpieza de las autocorrelaciones basado en la morfología de la autocovarianza medida, esto se explica más adelante en esta sección.

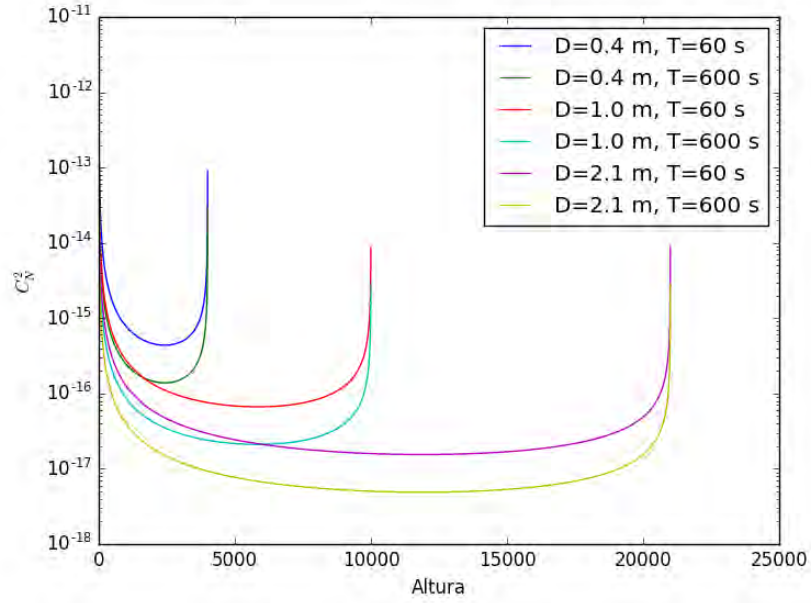


Figura 3.1: Límite de detección para diferentes diámetros y tiempos de exposición. $N_{ph} = 100$ fotones por área, $\tau = 0.002$ segundos, $h_{gs} = 3000$ metros, $\theta = 1 \times 10^{-4}$ radianes y $B(\vec{0}) = 2$.

Finalmente, una expresión para el límite de detección de $C_N^2 \Delta C_N^2$ se puede obtener a partir de la desviación estándar σ_r del nivel de ruido en $\langle B_I(\vec{\rho}) \rangle$. En la práctica se utilizan $3\sigma_r$ como margen de detección (9). Así,

$$\Delta C_N^2 = 3\sigma_r \frac{\lambda^{7/6}\theta}{19.12h_{gs}^{5/6}s_{pix}} \quad (3.8)$$

siendo s_{pix} el ancho de un pixel dado por el arreglo óptico. Un perfil mostrando la sensibilidad se muestra en la figura 3.2.

Limpieza de la autocovarianza medida

Para eliminar el ruido en las funciones de autocovarianza se escribió una rutina que toma un corte radial con centro en el pico del suelo (h_{gs}) y fuera de $\vec{\theta}$. Después este

3. MÉTODO

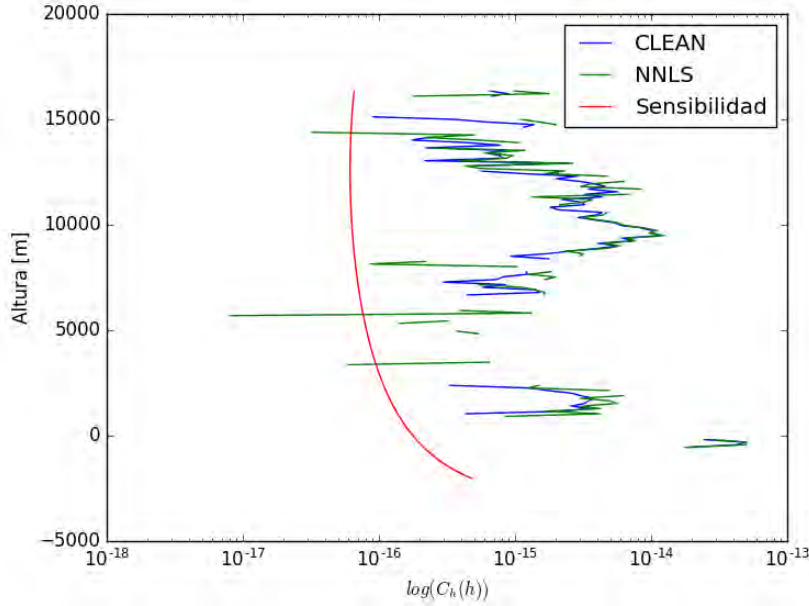


Figura 3.2: Un perfil de turbulencia óptica generado con la GUI para la noche del 13/05/2014 medido con el GS.

vector se resta en dirección axial a todo el arreglo bidimensional alrededor del pico del suelo. Esto con el fin de eliminar señales falsas a la hora de hacer la inversión.

También está incluida una rutina para filtrar frecuencias altas a lo largo de $\vec{\theta}$ ya que en varias mediciones aparecía este ruido periódico de origen desconocido. El procedimiento consiste en tomar cada renglón de la caja útil Λ_d y aplicar una transformada de Fourier. Este nuevo arreglo se multiplica por una función puerta cuyo ancho es igual a una frecuencia límite. Luego se aplica una transformada de Fourier inversa.

Un ejemplo de estos dos métodos se muestra en la figura 3.3.

Una vez realizadas estas operaciones estamos en condiciones de dar una aproximación más confiable de acuerdo con el modelo descrito. El siguiente paso es la inversión de la función de autocovarianza para obtener $C_N^2(\vec{h})$

NNLS

El método de Mínimos Cuadrados No Negativos (NNLS por sus siglas en inglés) es un método que consiste en resolver el problema

$$A\vec{c} = \vec{b} - \vec{n}\vec{r}, \quad (3.9)$$

donde A es una matriz de $m \times n$, \vec{c} es un vector de $n \times 1$ que corresponde a los valores de $C_N^2(\vec{h})$, \vec{b} es un vector de $m \times 1$ construido a lo largo de $\vec{\theta}$ en Λ_d^{real} y $\vec{n}\vec{r}$ es un vector

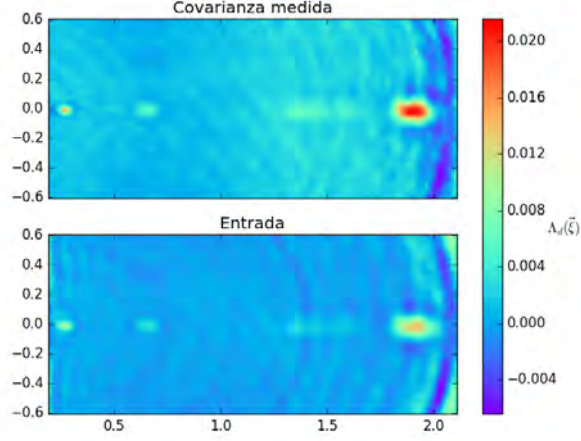


Figura 3.3: Arriba: caja útil de la función de autocovarianza medida, se puede observar un gradiente de ruido de fondo que va de izquierda a derecha. Abajo: caja útil tratada, el gradiente de ruido desaparece y el ruido de fondo es llevado a cero.

construido a partir de la varianza del ruido de las mediciones. A se construye usando

$$A = \left[\vec{B}'(\theta h_{gs}), \vec{B}'(\theta h_{gs} + \Delta h), \dots, \vec{B}'(\theta h_{gs} + n\Delta h) \right], \quad (3.10)$$

donde \vec{B}' es un vector de $m \times 1$ que corresponde al caso discreto de B' en un corte radial. $\Delta h = s_{pix}/\theta$ es la resolución en altura del método (s_{pix} es el tamaño que le corresponde a un pixel en unidades de $\vec{\xi}$ —no debe ser confundido con el tamaño del pixel del detector—). La restricción física es $C_N^2 \geq 0$. El problema es equivalente a resolver:

$$\arg \min_{x \geq 0} \left(\frac{1}{2} \vec{c}^T A^T A \vec{c} + (-A^T \vec{b})^T - \vec{n} \vec{r} \right). \quad (3.11)$$

El algoritmo más usado es el propuesto por Lawson y Hanson en su libro *Solving Least Squares Problems* (17). El algoritmo reza:

- Entradas: A, \vec{b}
- Inicialización:
 - $P = \emptyset$ un arreglo vacío
 - $R = [1, \dots, n]$
 - $\vec{c} = [0, \dots, 0]$
 - $\vec{w} = A^T (\vec{b} - \vec{n} \vec{r} - A \vec{c})$

3. MÉTODO

- Ciclo principal: mientras $R \neq \emptyset$.
 - Sea j en R el índice de $\text{máx}(\vec{w})$.
 - Agregar j a P .
 - Quitar j de R .
 - Sea s un vector del mismo tamaño que \vec{c}
 - Sea $s^P = ((A^P)^T A^P)^{-1} (A^P)^T \vec{b}$, donde A^P es A restringido a los valores incluídos en P
 - Sub-ciclo: mientras $\text{mín}(s^P) \leq 0$
 - Sea $a = \text{mín} \frac{c_i}{c_i - s_i}$ para i en P donde $s_i \leq 0$.
 - $\vec{c} = \vec{c} + a(s - \vec{c})$
 - Mover a R todos los índices j en P tales que $p_j = 0$
 - $s^P = ((A^P)^T A^P)^{-1} (A^P)^T \vec{b}$
 - $\vec{c} = s$
 - $\vec{w} = A^T (\vec{b} - \vec{n}\vec{r} - A\vec{c})$

Una matriz A típica se muestra en el figura 3.4. La biblioteca SciPy, de Python, contiene un módulo NNLS y fue usado para la inversión por este método. Finalmente, \vec{c} es el vector que mejor se ajusta a los valores teóricos.

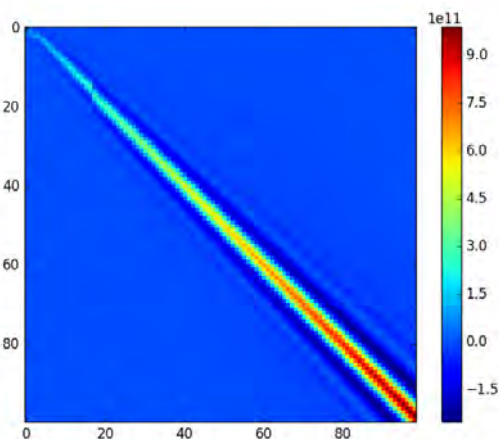


Figura 3.4: Matriz usada para la inversión por mínimos cuadrados no negativos y $m = n$.

CLEAN

Para este método se necesitan dos arreglos bidimensionales: Λ_d y $Cl_m = \Lambda_d \times 0$. Luego, se siguen los siguientes pasos (19):

-
1. Buscar el máximo z_k a lo largo de $\vec{\theta}$ en Λ_d y determinar la altura $h_k = \frac{d_k}{\theta}$ en ese punto.
 2. Restar $A_2 J_k B'(\vec{\rho}, h)$ a Λ_d de tal forma que el centro de $B'(\vec{\rho}, h)$ esté en d_k . Donde

$$J_k = \frac{z_k}{19.12\lambda^{-7/6}h_k^{5/6}A_2}$$

3. Sumar z_k a Cl_m en d_k .
4. Buscar un nuevo máximo y verificar que es mayor que un valor umbral, repetir desde el paso 1. En otro caso, el proceso se detiene.

Finalmente Cl_m es un mapa limpio (*clean*) que contiene los valores de $C_N^2(h)\delta h$ buscados. El umbral de detección se toma como tres veces la desviación estándar σ_r de $\langle \Lambda_d \rangle$ en una zona alejada de los picos señal (19).

Pruebas con perfiles teóricos

Para comparar ambos métodos de inversión se generaron distintas $\Lambda_d(\vec{\xi})$ teóricas según la ecuación 2.33 a partir de vectores de $C_N^2(h)$ conocidos. La figura 3.5 es un diagrama que muestra cómo se hicieron las pruebas de inversión: primero se genera un perfil con un factor de turbulencia $C_h = \int_{h-\delta h/2}^{h+\delta h/2} C_N^2(z) dz$ conocido (por ejemplo, una función peine con once cerdas). Luego se usa la ecuación (3.1) para calcular la función de autocovarianza teórica que se generaría de dicho perfil. Finalmente se hace la inversión por los métodos CLEAN y NNLS.

Un ejemplo de una función de autocovarianza obtenida a partir de una distribución de $C_N^2(h)$ teórica se muestra en la figura 3.6. La comparación entre la autocovarianza y el residuo del método CLEAN para este caso se muestra en la figura 3.7. El residuo se muestra en la figura 3.8.

Otros perfiles reconstruidos se muestran en la figura 3.9. Podemos observar que mientras aumenta la altura, ambos métodos muestran inestabilidad en su predicción así como en las discontinuidades (vea el caso de la distribución en peine). Además, la suma $\int C_h(h)dh$ tiene un error menor al 6% respecto al valor teórico para ambos métodos.

Estas pruebas indican que los métodos de inversión son capaces no sólo de detectar la presencia de turbulencia óptica, sino de dar valores de $C_N^2(h)$ con una precisión bastante confiable.

3. MÉTODO

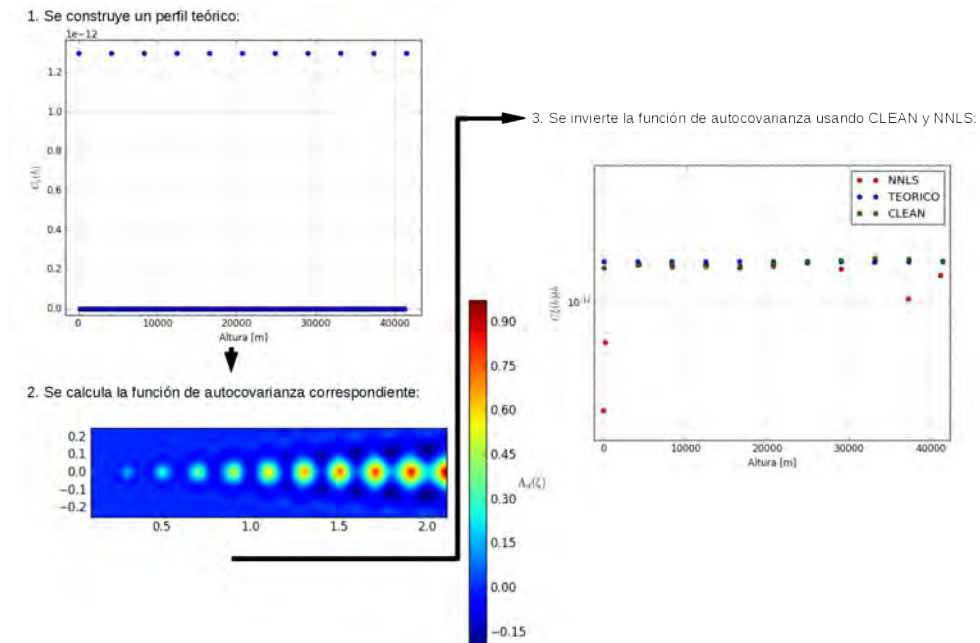


Figura 3.5: Pasos a seguir para hacer pruebas con perfiles teóricos.

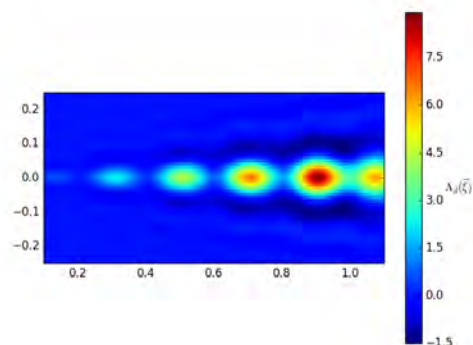


Figura 3.6: Autocovarianza de un perfil teórico en dientes triangulares.

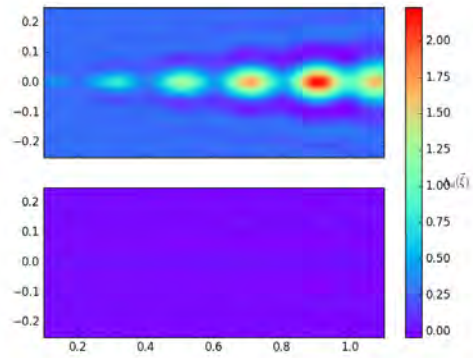


Figura 3.7: Comparación entre la autocovarianza teórica (arriba) y el residuo del método CLEAN (abajo).

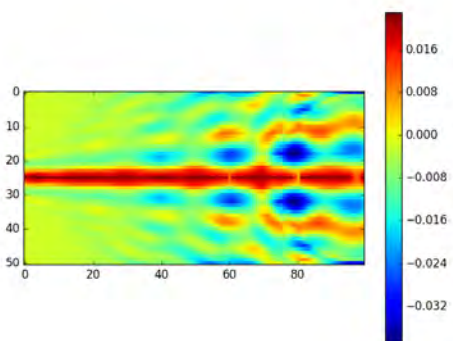


Figura 3.8: Residuo del método CLEAN.

3. MÉTODO

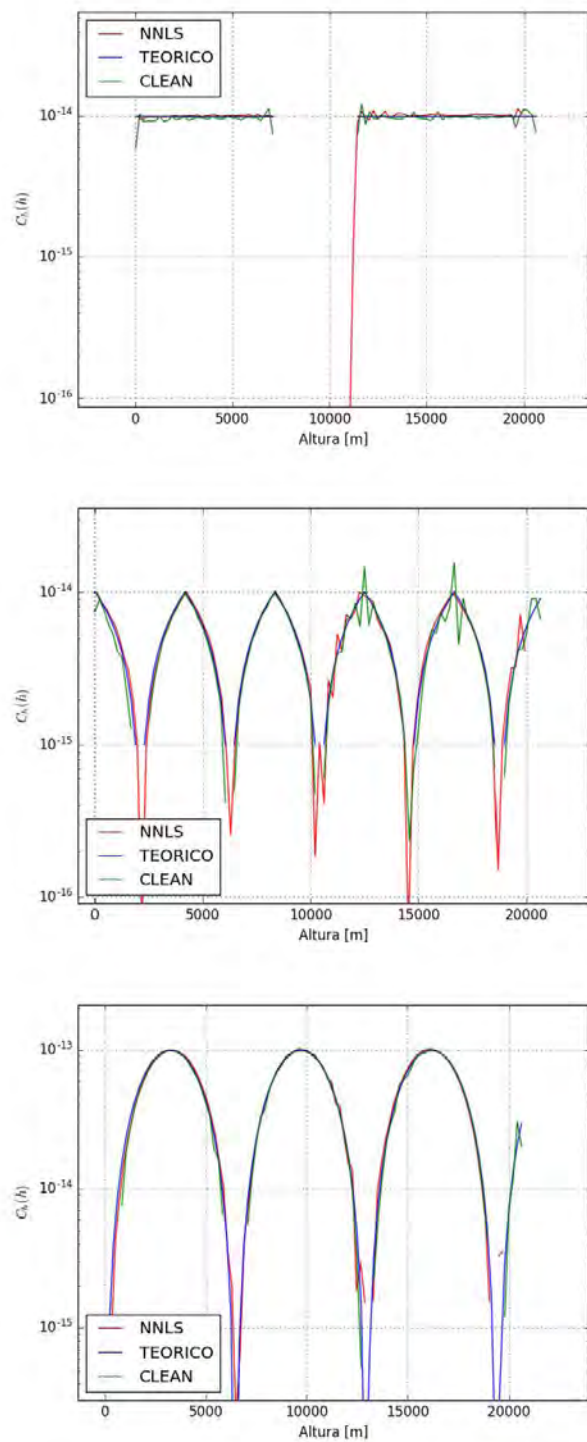


Figura 3.9: Pruebas con perfiles teóricos. $\theta = 10$ segundos de arco, $h_{gs} = 3000$ y $s_{pix} = 0.01$. Arriba: distribución en dos escalones. Enmedio: distribución en dientes triangulares. Abajo: distribución senoidal.

Resultados y discusión

En la tercer semana de Noviembre del 2013, Remy Avila, Carlos Zuñiga y yo viajamos a la ciudad de México para encontrarnos con José Avilés y Jesús Tapia en el aereopuerto y tomar un vuelo a Tijuana; mirar un rato las cruces blancas infinitas en nuestra frontera; tomar un camión a Ensenada y pasar la noche en las habitaciones del CNYN. Seis horas en troca para subir al observatorio y otras más para montar el instrumento LOLAS en una lomita al lado del acantilado y a varios metros del domo del telescopio de dos metros. Bueno, el cielo no tiene fronteras pero cruces blancas hay por doquier. Durante esa campaña obtuvimos datos¹ con LOLAS.

Software

Todas las rutinas fueron escritas en lenguaje Python 2.7 y las inversiones se realizaron en una laptop DELL de 4 procesadores (Intel Core i5-5200U a 2.20GHz), memoria RAM de 3.8GiB y sistema operativo Kubuntu 16.04.

Se usaron las siguientes bibliotecas nativas de Python:

- NumPy: paquete de funciones para cómputo científico.
- AstroPy: útil para el manejo de archivos de extensión *.fits.
- Matplotlib: para la construcción de gráficas y mapas.
- SciPy: que contiene un módulo para resolver por NNLS.
- Tkinter: para el desarrollo de la interfase gráfica de usuario (GUI)

Los primeros intentos de inversión comenzaron al buscar una forma de acoplar la interfaz de control de los instrumentos con las rutinas de inversión escritas por Avila

¹Un dato es un archivo *.fits que contiene 6 arreglos: B , B^v (intercorrelación), $C(\vec{\xi}, \Delta t)$, $\langle C_I \rangle$, $C_{(I)}$ e I , en ese orden y explicados en las secciones anteriores.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

et al. en lenguaje IDL (Interactive Data Language). Se usaron como base estas rutinas para escribir los programas de inversión en Python.

El primer paso para invertir los datos consiste en revisar los valores de las cabeceras de cada archivo *.fits. Para ello se diseñó un programa que permite ver y modificar dichos valores por lotes o individualmente. Esto permitió corregir errores en las cabeceras de las funciones de autocovarianza medidas. Una captura de pantalla de esta aplicación se muestra en la figura 4.1.

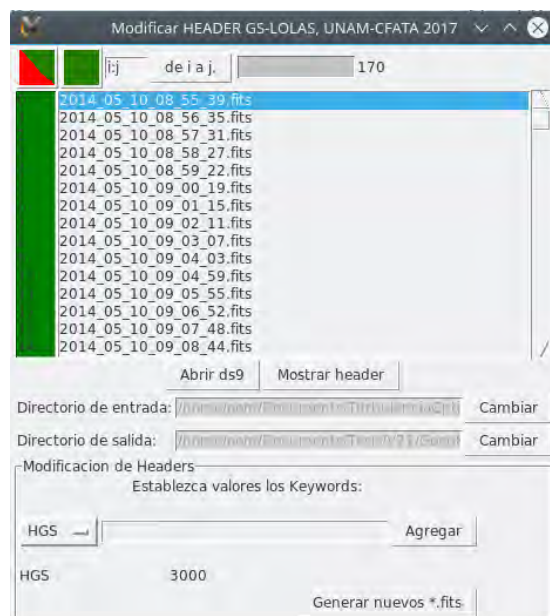


Figura 4.1: GUI para la modificación de cabeceras. Los botones de arriba permiten hacer una selección personalizada de los archivos a modificar. Abajo se establecen los valores a corregir.

Para la inversión se desarrolló una rutina que construye un archivo *.dat de salida para cada autocovarianza medida, así como un archivo *.npy útil para ser usado en otros programas en python. El archivo *.dat contiene los perfiles de C_h resueltos por NNLS y CLEAN. También muestra una columna con el umbral de detección del instrumento y el cálculo de r_0 , ϵ y η para ambos métodos.

A partir de los perfiles generados se construyeron los mapas de evolución de C_h y los mapas de fluctuación de r_0 para cada noche. Estos mapas se generan con otras rutinas escritas en python.

Para complementar la visualización de los resultados se diseñó una GUI que muestra la gráfica de cada perfil de turbulencia individualmente y la zona útil de la función de autocovarianza y algunos valores calculados durante la inversión. Una captura de pantalla se muestra en la figura 4.2.

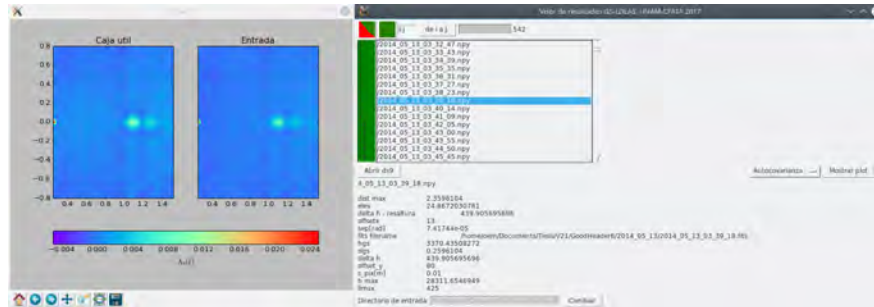


Figura 4.2: GUI para la visualización de inversiones. El usuario puede ver el perfil o la función de autocovarianza para verificar los resultados.

A continuación se muestran los perfiles así generados. Todas las figuras fueron construidas usando estos programas.

La rutina de inversión puede diferenciar entre datos LOLAS, SCIDAR o GS para realizar el cálculo de error relativo (ecuación (2.35)) si es el caso.

Diagrama de flujo

Todo el proceso de inversión se puede resumir según la figura 4.3.

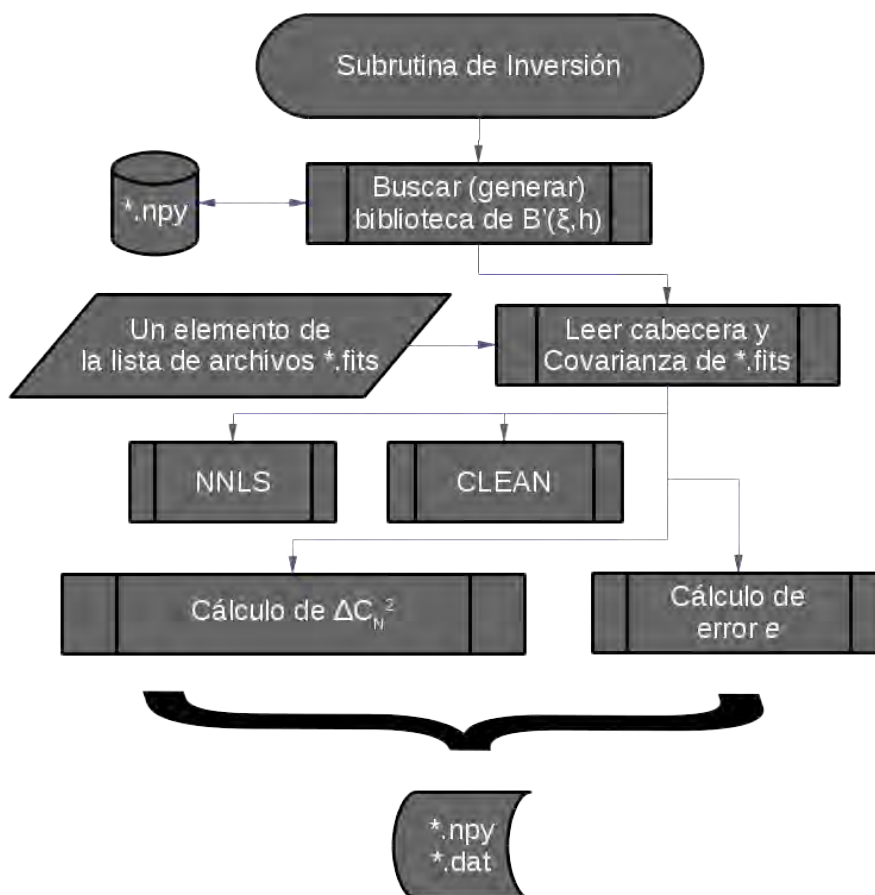


Figura 4.3: Diagrama de flujo del proceso de inversión.

Es importante resaltar que contar con la biblioteca de funciones de autocovarianza teóricas reduce el tiempo de inversión.

Análisis previo

Sucedieron otras campañas de medición en Mayo del 2014 y Mayo del 2015 con los instrumentos LOLAS y GS (montado en el telescopio de 2.1 m del OAN). La tabla 4.1 resume los datos con los que contamos y que aún no habían sido invertidos. En los días 11, 12 y 13 de mayo del 2014 se hicieron mediciones simultáneas por lo que podemos establecer una correlación entre los resultados de ambos instrumentos.

Día	No. de datos	
	LOLAS	GS
16/11/2013	28	0
17/11/2013	41	0
18/11/2013	37	0
09/05/2014	17	0
10/05/2014	0	170
11/05/2014	3	207
12/05/2014	22	445
13/05/2014	19	542
14/05/2014	0	475
03/05/2015	0	30
04/05/2015	0	90
05/05/2015	0	157
06/05/2015	0	180
07/05/2015	0	127
Total	170	2423

Tabla 4.1: Relación de los datos invertidos.

Usando la GUI para modificar las cabeceras, se analizaron todos los datos de cada noche y se corrigieron valores erróneos e incompletos generando nuevos *.fits.

Cabe mencionar que para determinar algunos errores en las cabeceras (e. g. la separación de las estrellas) primero se invirtieron todos los archivos *.fits tal cual se construyeron. Analizando dichos resultados pudimos identificar qué valores fueron mal capturados al construir los *.fits.

Normalmente, para una noche de observación se establece un valor h_{gs} constante (ya que está dado por la posición del detector en el arreglo óptico). A partir de B^{real} se puede determinar h_{gs} midiendo la distancia desde el pico central de la autocorrelación hasta el pico del suelo. La figura 4.4 ejemplifica este método de estimación.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

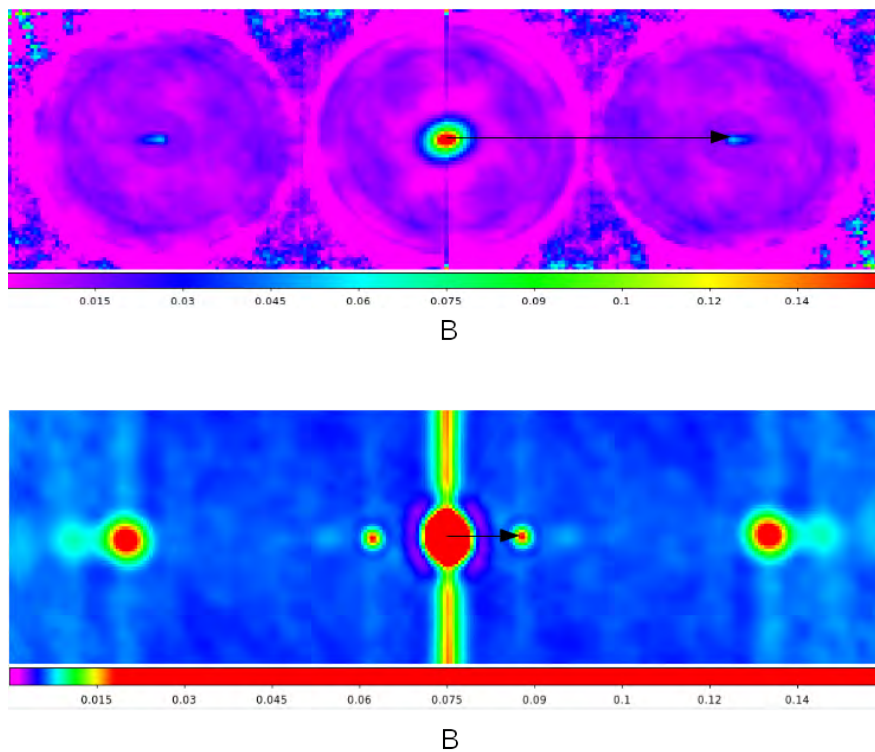


Figura 4.4: Ejemplo de estimación de h_{gs} a partir de las autocovarianzas medidas. Arriba: LOLAS. Abajo: GS. Las líneas negras indican $d_{gd} = \theta h_{gs}$.

Se usaron los valores de declinación y ascensión recta y se buscó en el sistema VizieR (<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>) el catálogo de estrellas dobles: *Washington Double Star Catalogue (WDSC)* para corroborar el valor de θ de cada objeto. Casi todos los datos tenían la separación indicada por el WDSC. Sin embargo, aunque algunos archivos indicaban cambio de objeto, en la autocovarianza medida se podía comprobar lo contrario siguiendo el método de estimación de h_{gs} apenas mencionado.

Dicho de otra forma consideremos una *secuencia de datos* para los cuales se mide con el mismo objeto (estrella doble). En una noche habrá distintas secuencias de datos. Cambiar de objeto significa cambiar la separación angular y las magnitudes de la fuente. En la autocorrelación medida, un cambio de objeto hace que el pico del suelo esté más alejado del –cercano al– pico central (ya que h_{gs} está fijo para toda una noche).

En la mitad de las noches de GS observamos este problema ya que, aunque se indicaba un cambio de objeto en el encabezado, el pico del suelo se mantenía en la misma posición para una muestra de cada secuencia de datos. Sólo los datos GS del 2015 mostraban coherencia entre el cambio de objeto y la estimación de h_{gs} . La tabla 4.2 muestra las estimaciones de h_{gs} para cada noche con GS y LOLAS.

Día	LOLAS	GS
	θ [arcsec]: h_{gs} [km]	
16/11/2013	138.9:1158, 181.3:1114	-
17/11/2013*	138.9:1158, 181.3:866, 149.8:1129	-
18/11/2013	138.9:1158, 181.3:866, 149.8:1129	-
09/05/2014	145.3:1533, 61.9:3832	-
10/05/2014	-	15.3:3500, 14.3:3776
11/05/2014	197:1130	15.3:3370, 14.2:3486
12/05/2014	105.9:954	15.3:3640, 14.2:3922
13/05/2014	145.3:1533, 90.3:1119	11.5:4484, 15.3:3370, 14.2:3776
03/05/2015	-	15.3:3235, 11.7:3349, 14.2:3776, 14.44:3428, 6.35:3573
04/05/2015	-	4.58:3602, 14.44:3428, 12.4:3493, 14.44:3428, 6.01:3775
05/05/2015	-	14.44:3428, 10.1:3471, 14.2:3341
06/05/2015	-	14.2:3341, 14.7:3367, 14.44:3285, 10.1:3471
07/05/2015	-	14.7:3571, 14.44:3428, 10.1:3471

Tabla 4.2: Estimación de h_{gs} para todos los datos, según el objeto (θ). La resolución máxima de esta estimación se calcula con la expresión s_{pix}/θ . Para LOLAS es $\sim 20m$, mientras que para GS es de $\sim 130m$. Podemos observar que en muchos casos no se cambió de objeto a pesar de que la cabecera lo indicaba.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En casi todos los datos la elevación no estaba calculada. El programa de modificación de cabeceras permitió hacer este cálculo.

A partir de la tabla anterior se modificaron los archivos *.fits usando el programa de modificación de cabeceras. Para algunas noches se homologaron todos los datos a un objeto cuya magnitud y separación correspondieran con el WDSC y que mostrara congruencia con la autocovarianza medida.

Finalmente se realizaron las inversiones y los resultados se muestran en la siguiente sección.

Perfiles

Ahora presento los mapas de evolución de turbulencia óptica atmosférica y los valores de seeing para cada campaña de observación según la tabla [4.1](#).

2013

En esta campaña sólo se hicieron mediciones con LOLAS. Un ejemplo de la zona útil de inversión se muestra en la figura [4.5](#) con su correspondiente perfil de turbulencia.

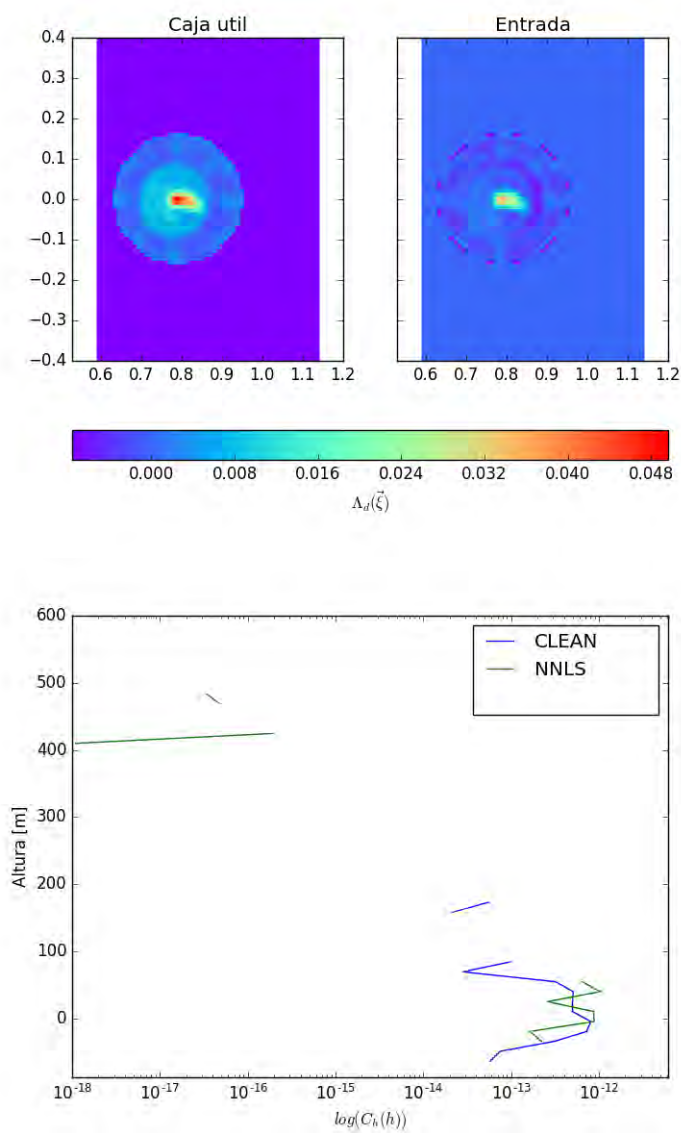


Figura 4.5: Ejemplo de zona útil de inversión para LOLAS. Arriba izquierda: zona útil de la autocovarianza medida. Arriba derecha: zona útil tratada para quitar el ruido de fondo. Se puede observar la presencia de turbulencia a nivel del suelo que se extiende unos metros hacia arriba. Abajo: El correspondiente perfil de turbulencia óptica.

Las figuras de 4.6 a 4.8 muestran los perfiles de turbulencia óptica para cada noche de noviembre del 2013. Estas figuras también ilustran mapas de evolución de r_0 .

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

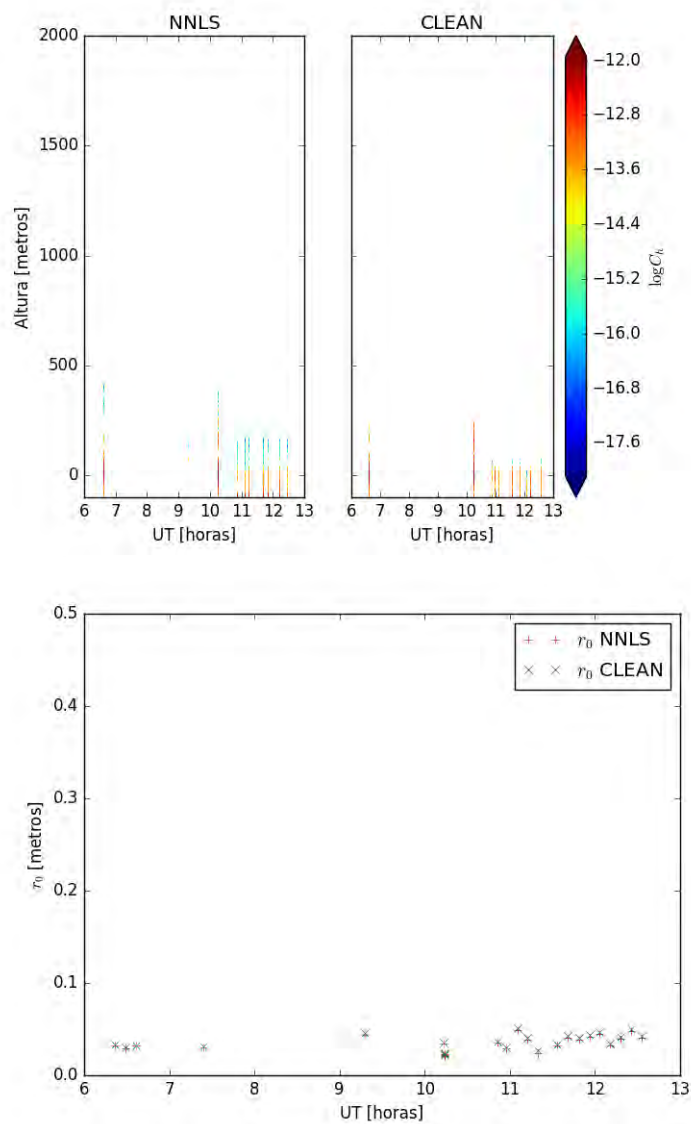


Figura 4.6: LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 16/11/2013. Abajo: valores de r_0 . Los valores altos de C_h se pueden deber a que el instrumento LOLAS está prácticamente a nivel del suelo dónde las fluctuaciones de temperatura son más intensas, además el instrumento se montó al lado de un acantilado.

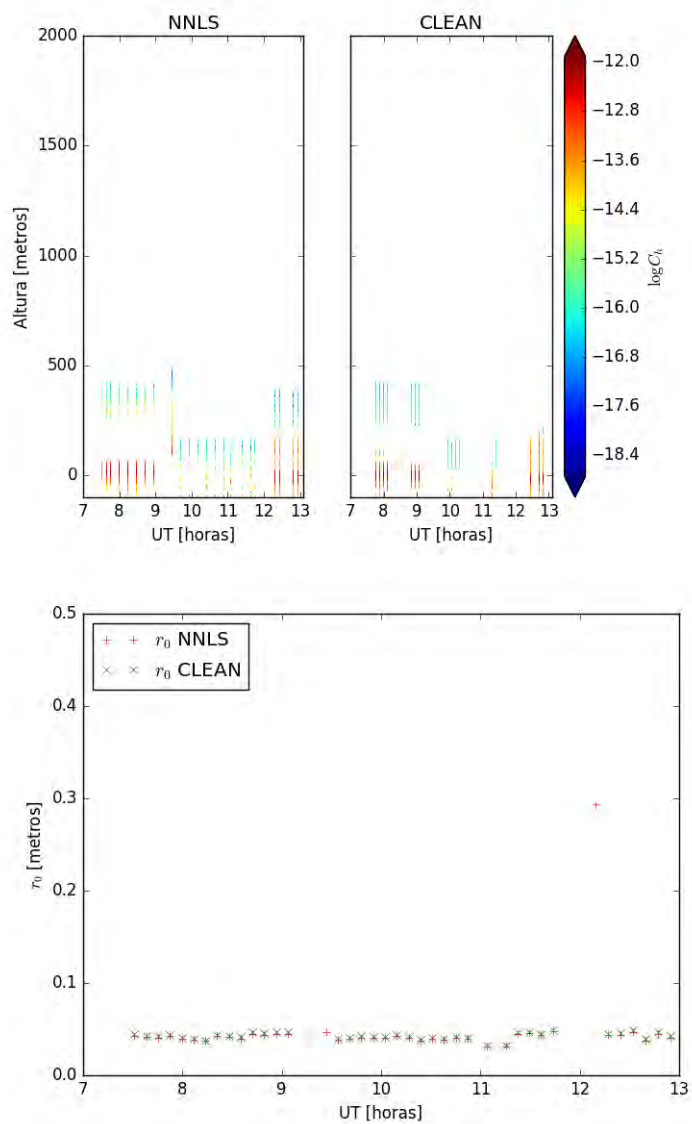


Figura 4.7: LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 17/11/2013. Abajo: valores de r_0 . Se mantiene la turbulencia a nivel del suelo con valores de seeing constantes. Esta es la aportación de la capa del suelo al seeing.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

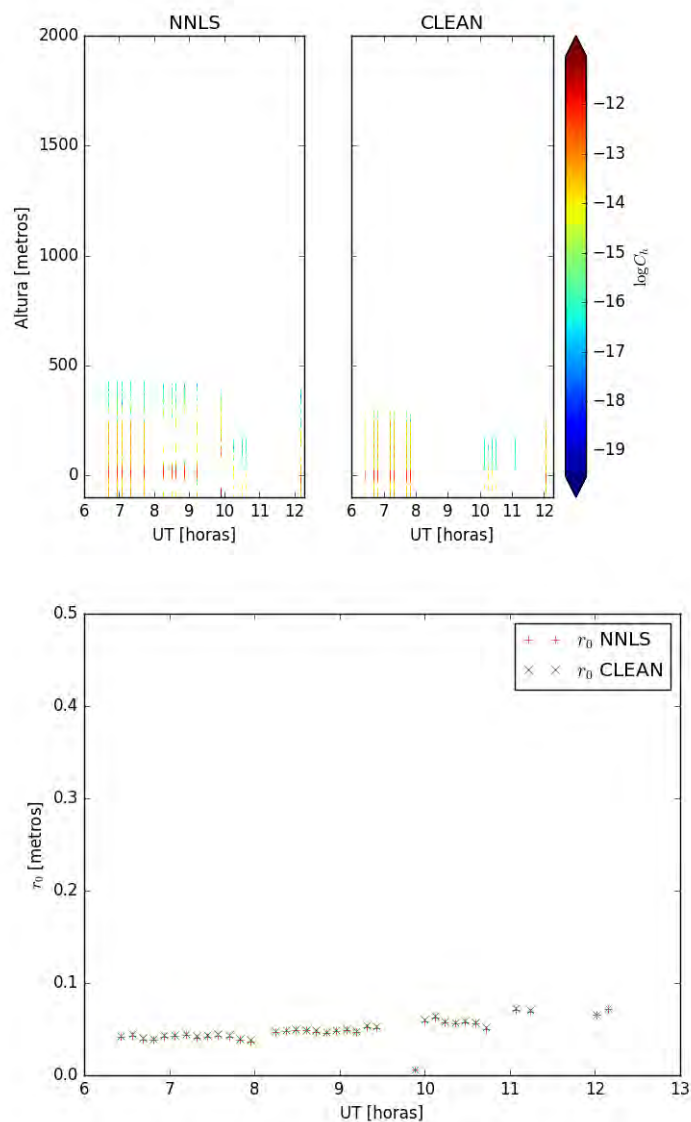


Figura 4.8: LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 18/11/2013. Abajo: valores de r_0 . La capa del suelo se extiende unos 200 m para arriba, después disminuye su intensidad aumentando los valores de r_0 .

2014

En esta campaña de observación se hicieron mediciones simultáneas con LOLAS y GS. Debido a errores de captura muchos datos LOLAS no fueron candidatos a ser invertidos empero sí podemos comparar algunos perfiles.

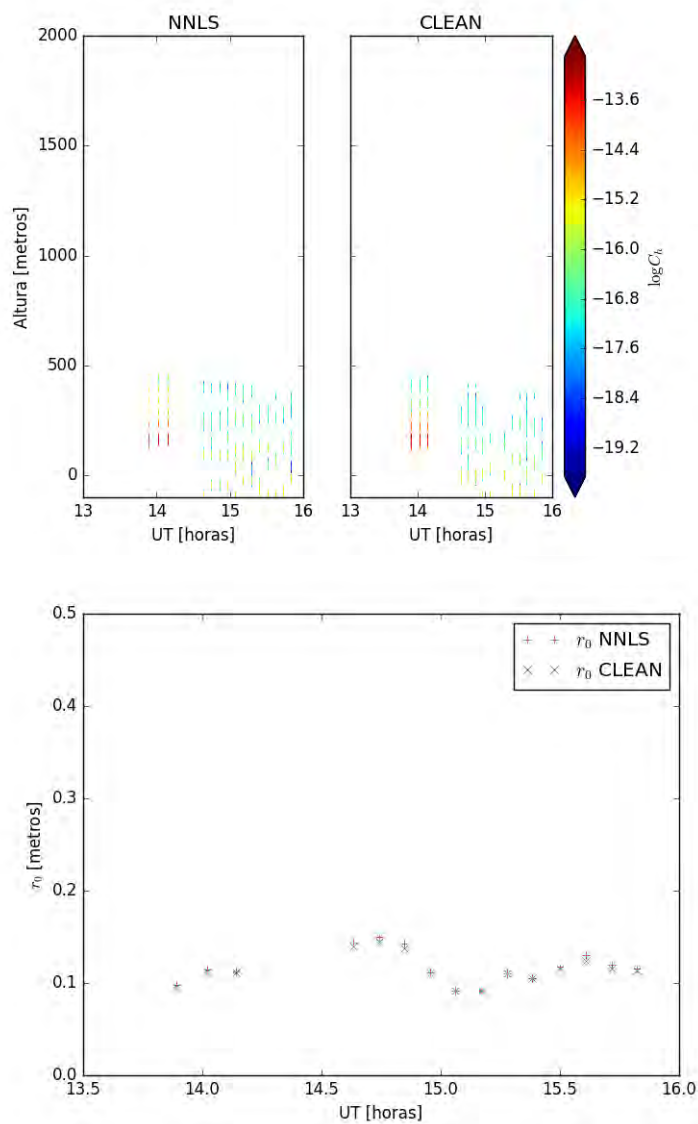


Figura 4.9: LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 09/05/2014. Abajo: valores de r_0 . Esta noche logramos detectar sólo la capa del suelo y de hecho hubo cambios no sólo de separación sino de h_{gs} .

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

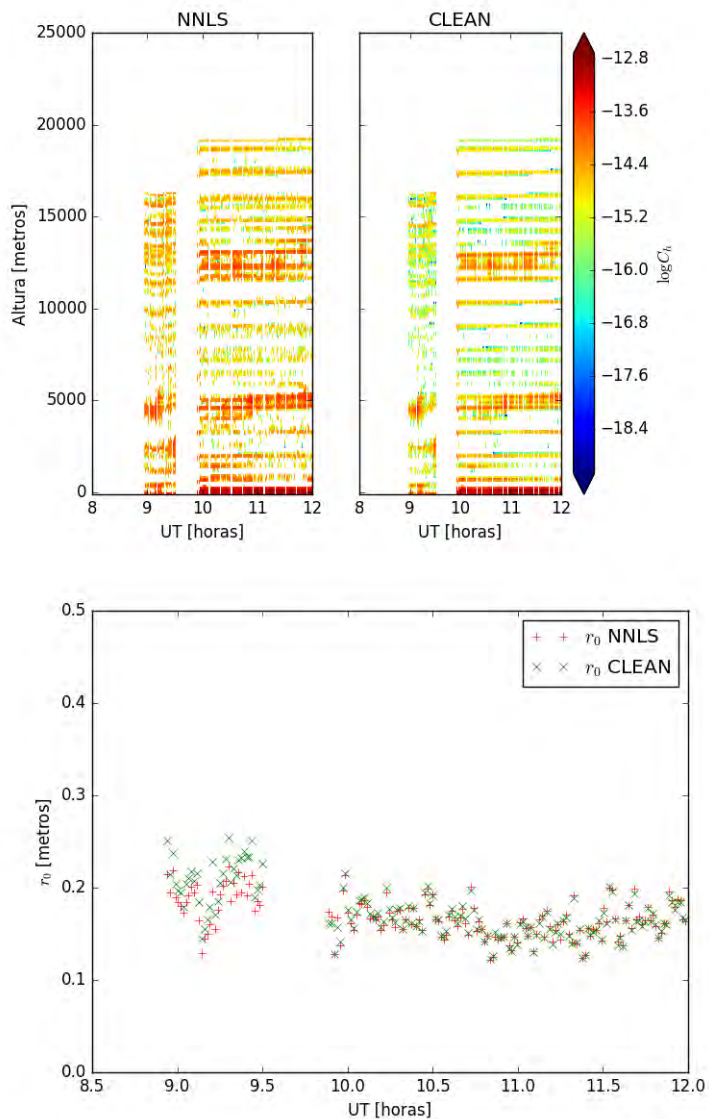


Figura 4.10: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 10/05/2014. Abajo: valores de r_0 . El ruido periódico a lo largo de h se debió a problemas de captura, a pesar de ello se pueden apreciar regiones con comportamiento turbulento, por ejemplo una capa a 5 km que se mantiene estable. A las 10 UT se observa otra capa a 11 km que sube un poco al final de la noche.

Las noches del 11, 12 y 13 de mayo corresponden a mediciones simultáneas.

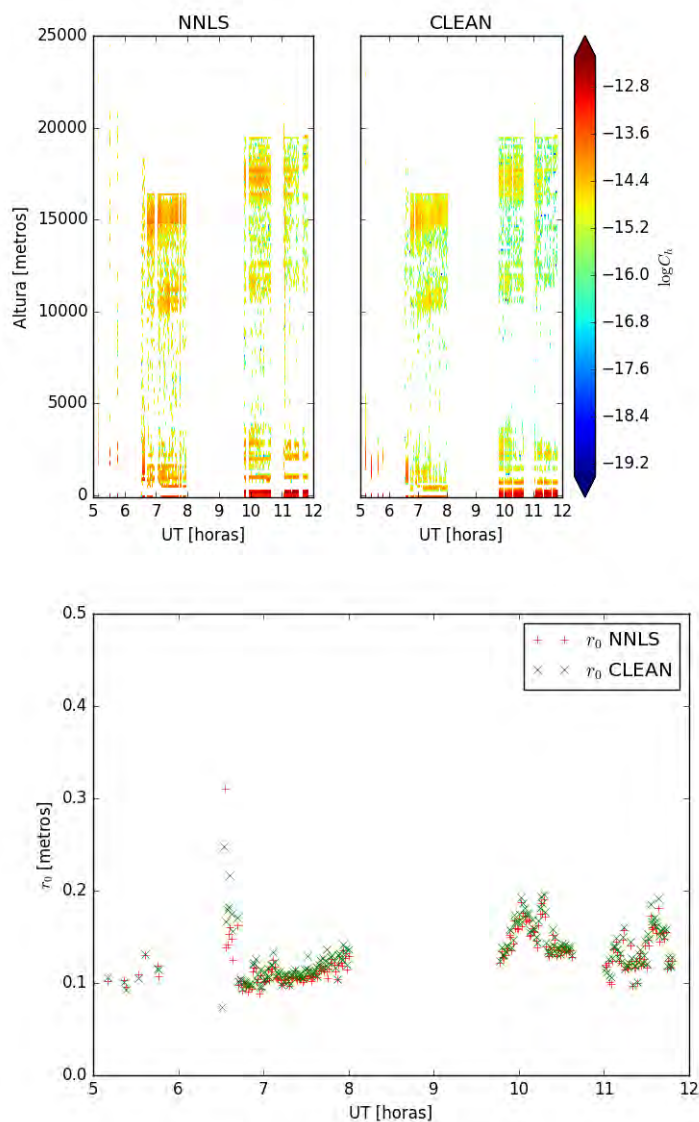


Figura 4.11: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 11/05/2014. Abajo: valores de r_0 . Al inicio de la noche se pueden apreciar tres zonas con comportamiento turbulento: en los primeros 2 km de altura y a 10 y 15 km. La capa más alta estaba justo en el límite de detección por lo que cambiamos de objeto a uno cuya separación angular fuese más pequeña. Para las 10 UT la capa a 10 km se había disuelto casi completamente así como la capa a 15 km, que subió un par de kilómetros. Cerca del suelo y al final de la noche la turbulencia se concentró en una capa a 2 km de altura. Al final de la noche tenemos valores de r_0 más grandes, es decir el seeing mejoró.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

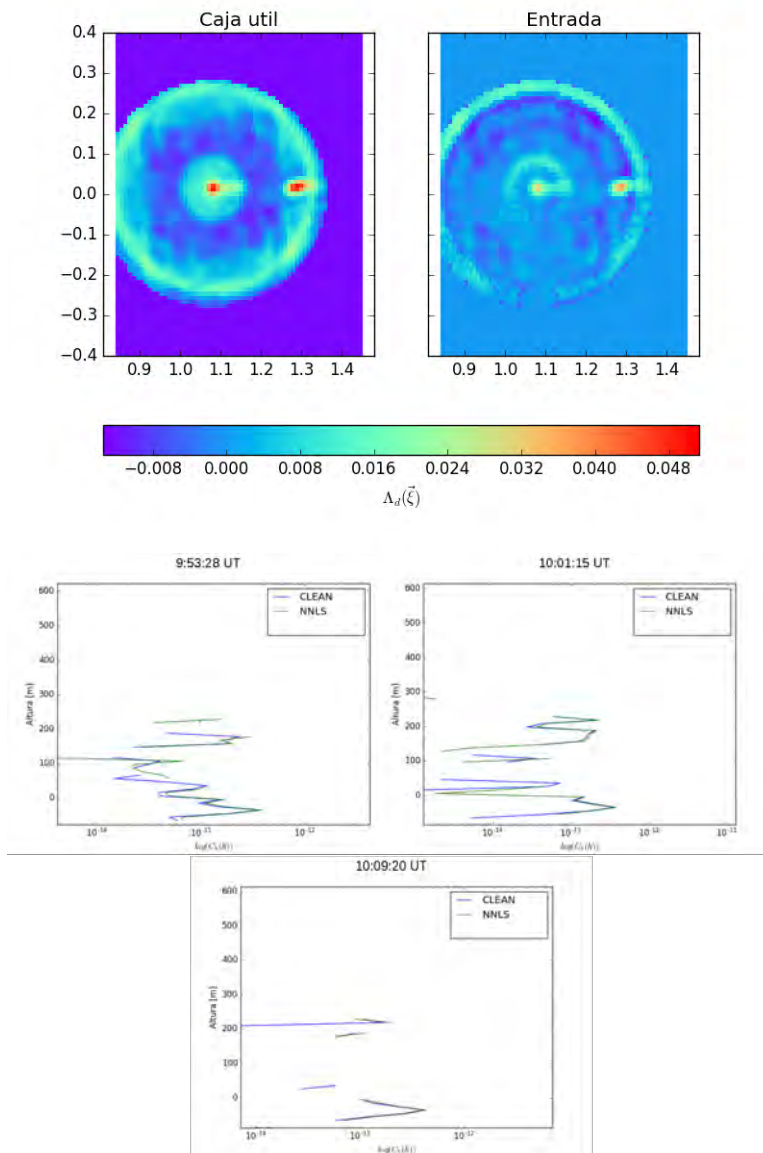


Figura 4.12: LOLAS. Esta noche sólo capturamos tres registros por lo que mostramos los tres perfiles. Arriba está un ejemplo de una autocovarianza medida esta noche que pone en evidencia la presencia de turbulencia fuera del suelo. Abajo mostramos los tres perfiles de esta noche. Los valores de r_0 son 0.04, 0.04 y 0.05 m.

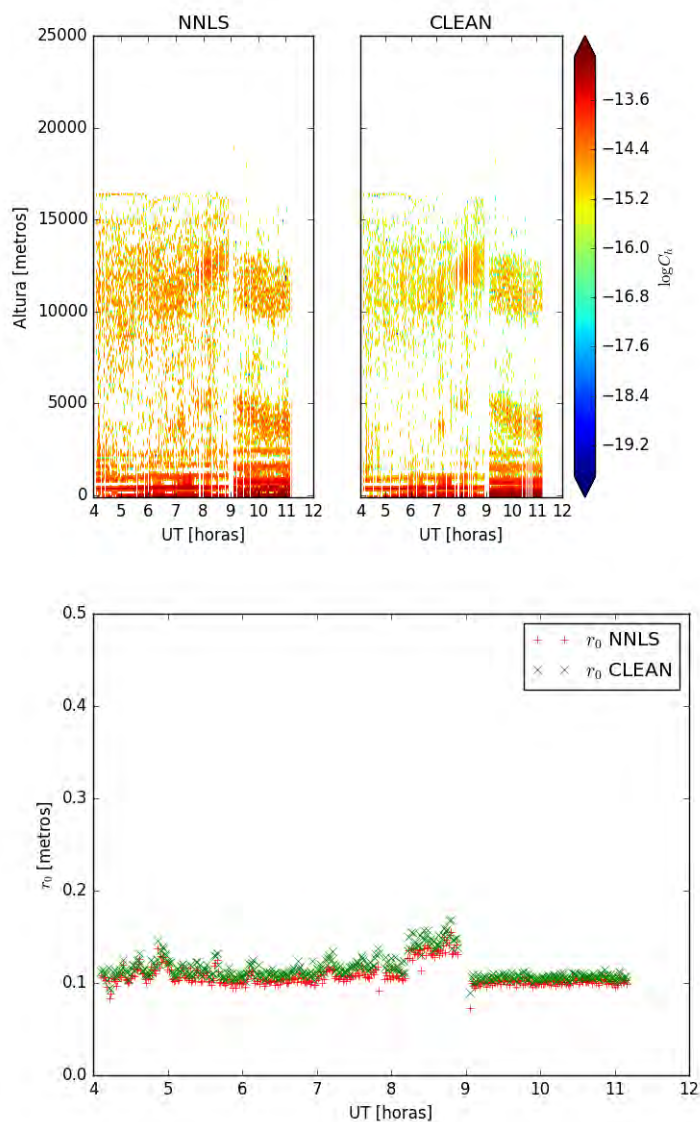


Figura 4.13: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 12/05/2014. Abajo: valores de r_0 . Se puede observar que, al inicio de la noche, entre los 5 y 15 km de altura hay turbulencia. Conforme avanza el tiempo se forma una capa a 12 km que sube un poco y baja a 11 km, estabilizándose. También, a las 9 UT se forma una capa a 4 km. La turbulencia a nivel del suelo se extiende casi 3 km hacia arriba durante toda la noche.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

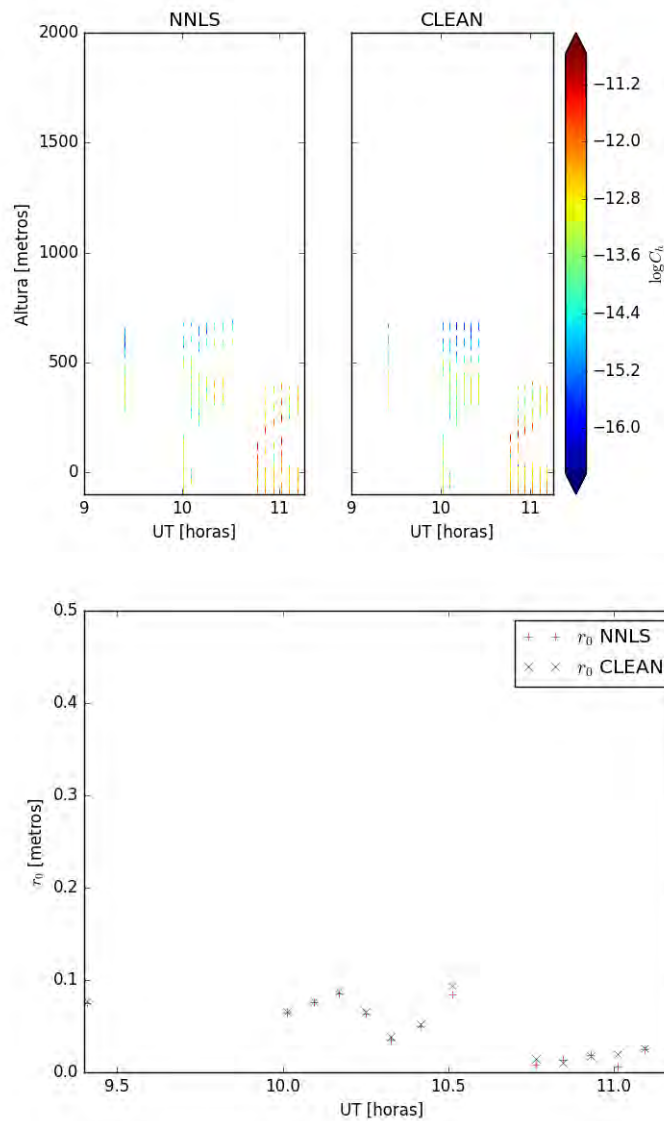


Figura 4.14: LOLAS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 12/05/2014. Abajo: valores de r_0 . Lamentablemente para esta noche, tuvimos problemas de captura y muchos datos no fueron candidatos a inversión. Aún así, los perfiles que logramos obtener muestran la presencia de una capa a 4 km de altura.

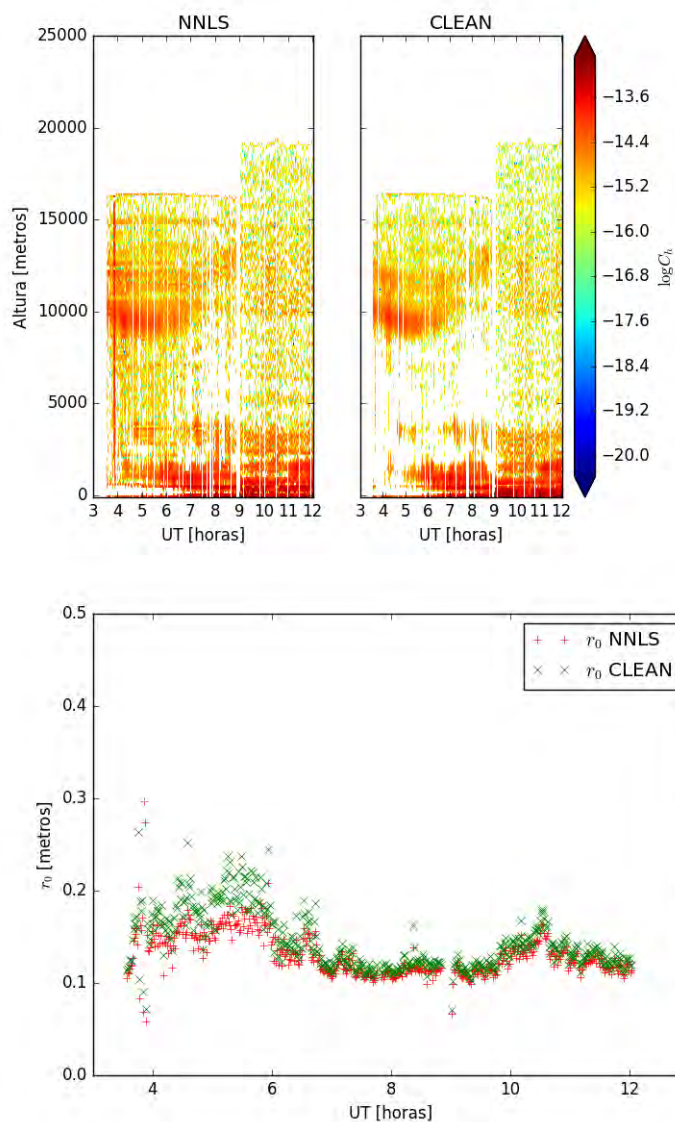


Figura 4.15: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 13/05/2014. Abajo: valores de r_0 . Esta noche pudimos generar perfiles que ponen en evidencia la resolución del instrumento pues se distinguen dos capas muy cercanas a 9 y 12 km de aproximadamente 1 km de espesor. Para las 9 UT estas capas se disolvieron. La turbulencia más intensa se extiende 2 km desde el suelo en casi toda la noche. Por otro lado, a las 6:30 UT aparece una capa delgada a 3 km que se ensancha y se pierde con la turbulencia del suelo.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

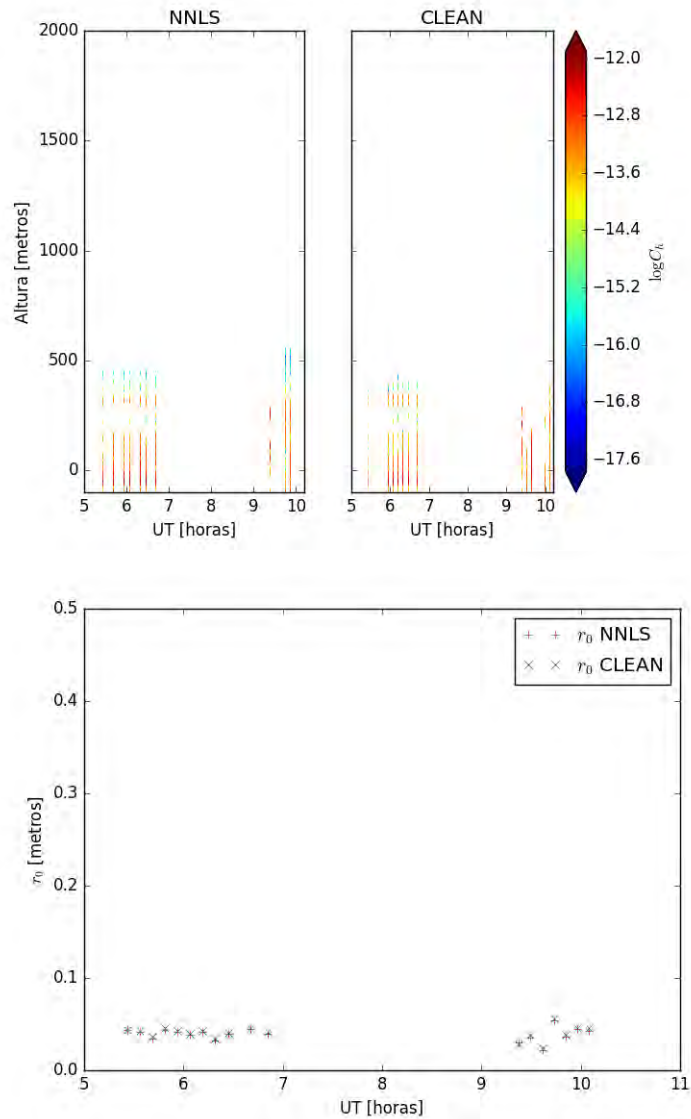


Figura 4.16: LOLAS. Perfiles de turbulencia óptica atmosférica medidos con LOLAS para la noche del 13/05/2014. Arriba: mapa de evolución. Abajo: valores de r_0 . Estos perfiles muestran la presencia de una capa a aproximadamente 3 km.

2015

En esta última campaña de medición sólo se hicieron mediciones con GS.

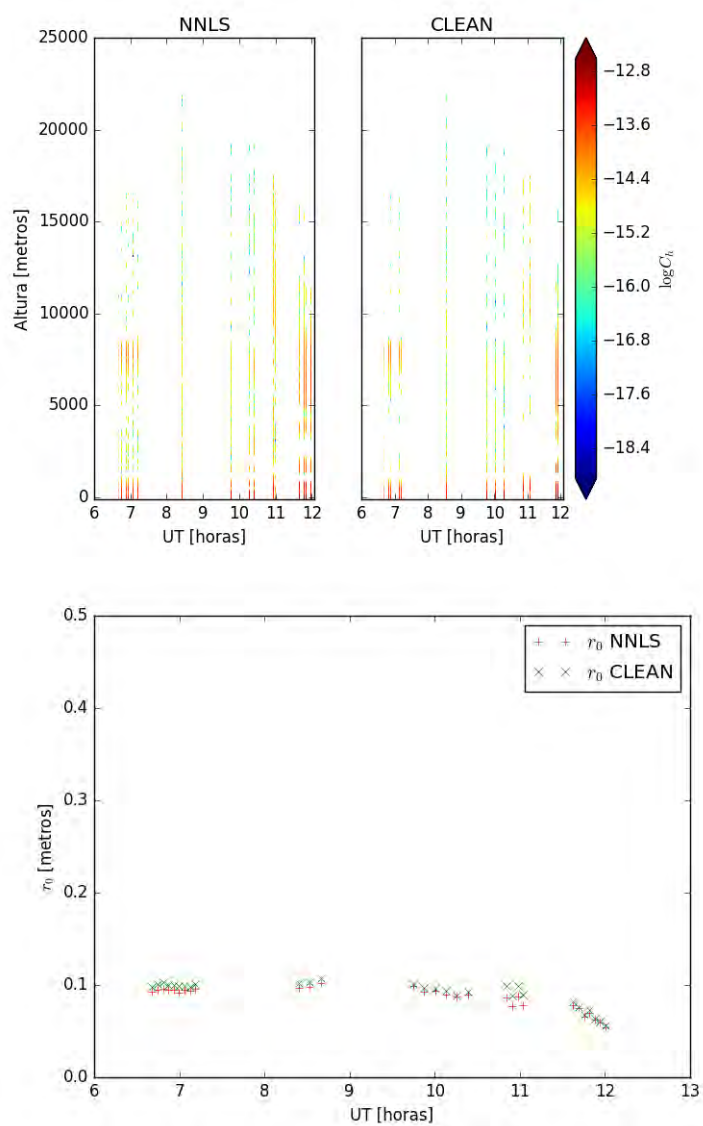


Figura 4.17: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 03/05/2015. Abajo: valores de r_0 . Aunque capturamos pocos datos esta noche, podemos observar que hay una capa a 7 km que al final se intensifica, disminuyendo los valores de r_0 .

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

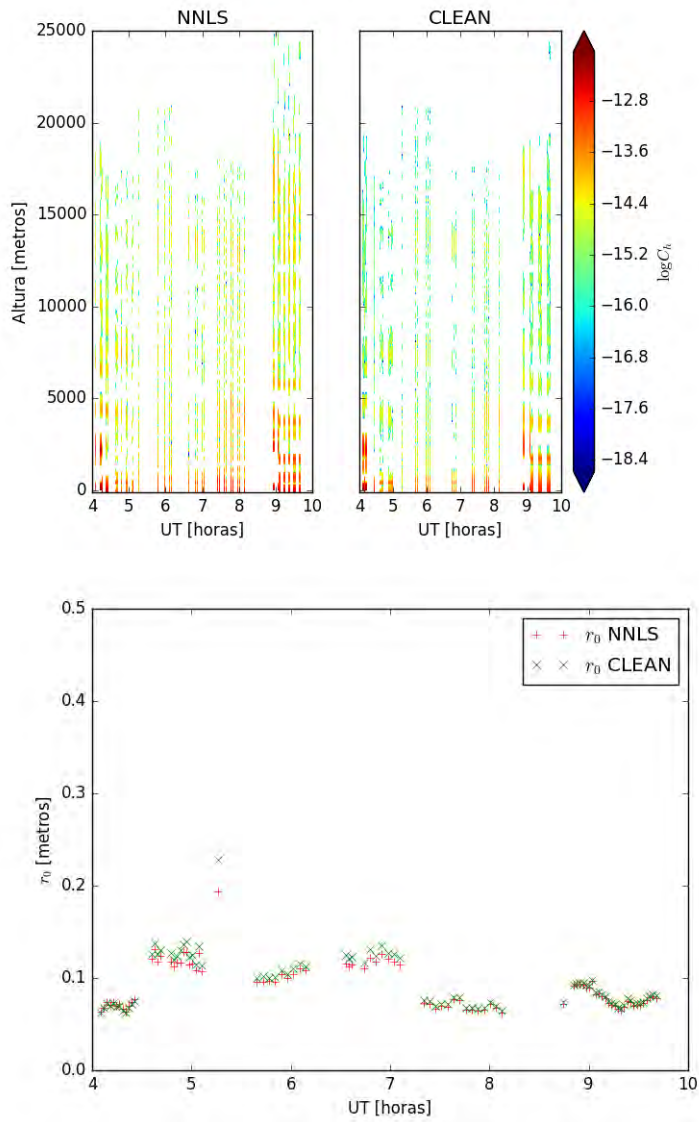


Figura 4.18: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 04/05/2015. Abajo: valores de r_0 . La capa del suelo se mantiene debajo del kilómetro de altura y hay trazas de turbulencia sobre toda la atmósfera durante toda la noche entre los 5 y 15 km.

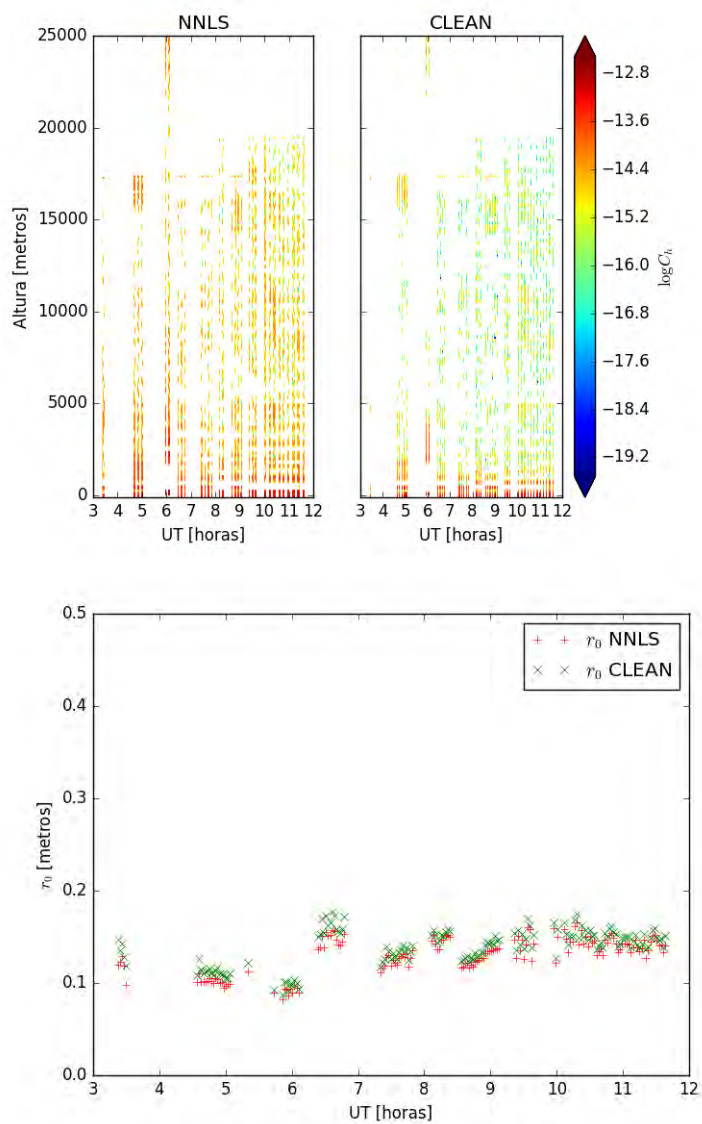


Figura 4.19: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 05/05/2015. Este es un ejemplo de una noche con buen seeing (vea los altos valores de r_0). Durante toda la noche la capa del suelo se mantiene debajo del kilómetro de altura.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

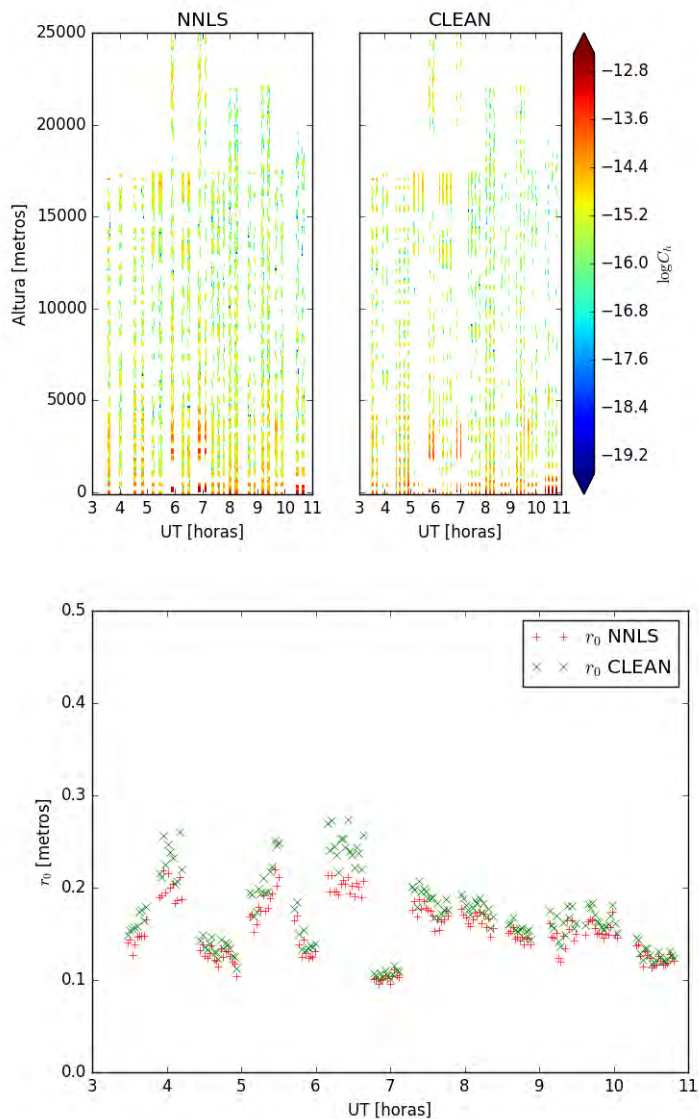


Figura 4.20: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 06/05/2015. Las fluctuaciones tan altas de r_0 pueden deberse a problemas de captura o a muy baja presencia de turbulencia en el camino óptico. A pesar de estas fluctuaciones, no se observa ninguna capa turbulenta y los valores de r_0 no bajan de 0.1 m por lo que esta fue una noche con buena calidad de cielo.

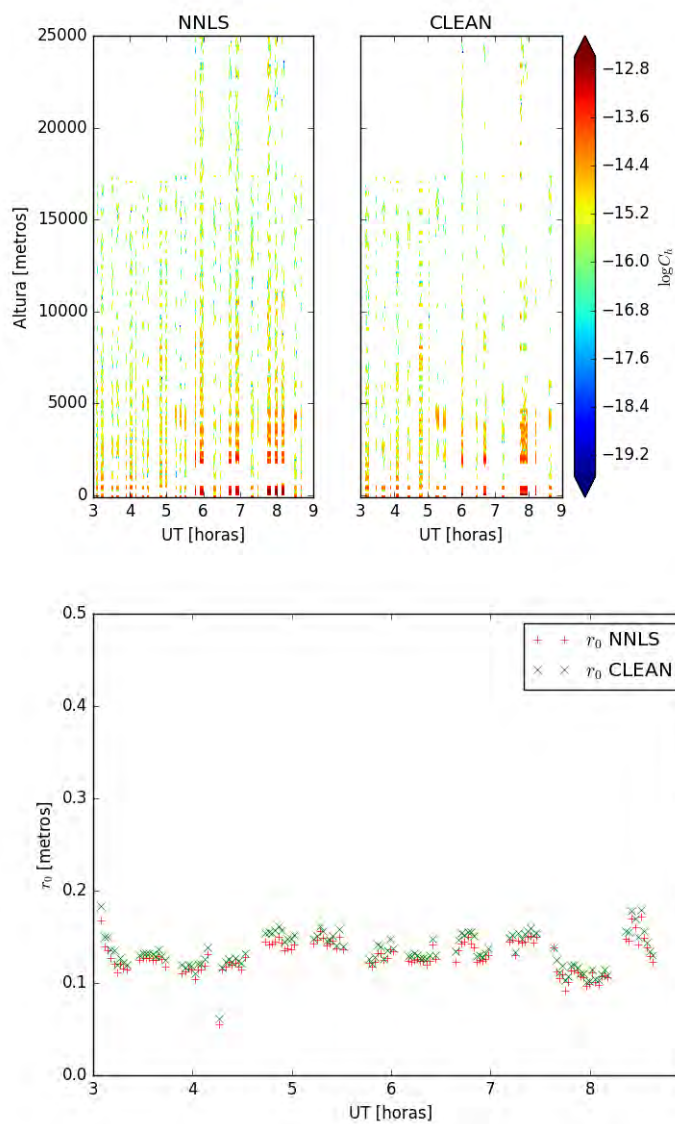


Figura 4.21: GS. Arriba: mapa de evolución de C_h para la noche del 07/05/2015. Por último tenemos una noche no tan buena como las anteriores –en términos de seeing– pero sin la presencia de capas lejos de los 5 km. Se observa turbulencia cerca del suelo que se intensifica entre las 6 y las 8 UT.

Análisis y conclusiones

Los valores de r_0 que encontramos son consistentes con los valores reportados anteriormente en el OAN por otros autores (5, 23).

Tanto el tratamiento previo de las autocorrelaciones para filtrar los datos útiles como los métodos de inversión, son piezas clave para la obtención de perfiles coherentes. Durante la investigación, no considerar factores importantes en estos dos pasos nos llevó a estimaciones falsas. A pesar de ello, logramos generar un sistema que facilita el análisis de autocorrelaciones para los instrumentos LOLAS y GS. Para las mediciones simultáneas LOLAS-GS observamos que LOLAS mide valores de C_N^2 más altos que GS. Esto se puede atribuir a que el instrumento GS estaba montado dentro de la cúpula del telescopio de 2 metros, a unos 20 metros de altura, mientras que LOLAS estaba prácticamente a nivel del suelo y montado al lado del acantilado, en una zona de alta turbulencia (figura 5.1).

5. ANÁLISIS Y CONCLUSIONES



Figura 5.1: El instrumento LOLAS en las instalaciones del OAN.

Considero necesario revisar los programas de adquisición para corregir los errores de captura de las cabaceras y de las autocorrelaciones. Aún así, ahora estamos en condiciones de integrar el sistema expuesto a los instrumentos LOLAS y GS para hacer estimaciones de turbulencia óptica atmosférica en cuasi tiempo real.

Mi aportación al estado del arte de esta disciplina es una herramienta útil para los instrumentos mexicanos LOLAS y GS. También reportaremos estas mediciones para enriquecer el banco de datos mundial y complementar las mediciones que se han reportado en el OAN.

En términos generales observamos que el método CLEAN es menos sensible a ruido y entrega perfiles más suaves que NNLS. Pero NNLS es casi tres veces más rápido que CLEAN. Se planea hacer uso de estas rutinas para probar la medición de perfiles de turbulencia óptica atmosférica en tiempo real en el OAN.

Como trabajo a futuro se busca analizar las intercorrelaciones para obtener perfiles de viento. Para lograrlo es necesario escribir una rutina CLEAN que permita hacer la deconvolución en todas las direcciones. También es necesario hacer el trabajo de integración para el sistema de adquisición de datos.

Epílogo

Durante mi proceso de formación aprendí que lo valioso del conocimiento es compartirlo con otras personas. Comprender conceptos sólo es poderoso cuando podemos crear cosas nuevas y las relaciones humanas resultan ser catalizadores bastante efectivos para generar ideas nuevas. Aunque el aprendizaje lleva tiempo, debemos confiar en nuestros conceptos del mundo pues es la única manera como se forja un criterio y se estimula a la creatividad. Al final, este hecho nos impulsa a buscar la verdad.



Bibliografía

- [1] Antonia, R. A., Chambers, A. J., and Friehe, C. A. (1978). *Statistical properties of optical refractive index fluctuations in the marine boundary layer*. [6](#)
- [2] Avila, R. (1998). *Caractérisation de la turbulence atmosphérique pour la haute résolution angulaire en Astronomie : Mise en oeuvre et exploitation du Scidar généralisé et du grating scale monitor*. Université de Nice Sophia Antipolis (UNSA). Faculté des sciences, France. [11](#), [12](#)
- [3] Avila, R., Avilés, J. L., Wilson, R. W., Chun, M., Butterley, T., and E., C. (2008). Lolas: an optical turbulence profiler in the atmospheric boundary layer with extreme altitude resolution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387:1511–1516. [2](#), [17](#)
- [4] Avila, R. and Cuevas, S. (2009). On the normalization of scintillation autocovariance for generalized scidar. *OSA, Optics Express*, 17:13. [13](#)
- [5] Avila, R., Masciadri, E., Vernin, J., and Sánchez, L. J. (2014). Generalized scidar measurements at san pedro mártir. i. turbulence profile statistics. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific.*, 116, Issue 821:682–692. [53](#)
- [6] Avila, R., Vernin, J., and Cuevas, S. (1998). Turbulence profiles with generalized scidar at san pedro mártir observatory and isoplanatism studies. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110:1106–1116. [16](#)
- [7] Avila, R., Vernin, J., and Masciadri, E. (1997). Whole atmospheric-turbulence profiling with generalized scidar. *Applied Optics Magazine, Optical Society of America*, 30:7898–7905. [2](#)
- [8] Avila, R., Zuñiga, C. A., Tapia, J. J., Sánchez, L. J., Cruz, I., Avilés, J. L., Valdés, O., and Carrasco, E. (2016). Lolas-2: Redesign of an optical turbulence profiler with high altitude-resolution. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 128:9. [12](#), [17](#)

- [9] Aviles, J. L. (2009). *Desarrollo y explotación de un instrumento para la medición de perfiles de turbulencia óptica en el primer km de altura con alta resolución vertical*. PhD thesis, INAOE. [2](#), [10](#), [12](#), [17](#), [18](#), [19](#)
- [10] Avilés, J., Avila, R., Butterley, T., Wilson, R., Chun, M., Carrasco, E., Farah, A., and Cuevas, S. (2012). Self-adjusting data acquisition system for low layer scidar. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423:900–908. [12](#), [17](#)
- [11] Azouit, M. and Vernin, J. (1980). Remote investigation of tropospheric turbulence by two-dimensional analysis of stellar scintillation. *Journal of Atmospheric Science*, 37:1550–1557. [2](#)
- [12] Cruz, D. X., Angeles, F., Avila, R., Cuevas, S., Farah, A., González, S. I., Iriarte, A., Martínez, L. A., Martínez, M., Sánchez, B., and Sánchez, L. J. (2003). Development of a generalized scidar at unam. *San Pedro Mártir: Astronomical Site Evaluation (Eds. Irene Cruz-González, Remy Avila y Mauricio Tapia) Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (Serie de Conferencias)*., 19:44–51. [2](#)
- [13] Cushman-Roisin, B. and Beckers, J. M. (2011). *Introduction to geophysical fluid dynamics. Physical and numerical aspects*. International geophysics series, ISBN: 978-0-12-088759-0. [ix](#), [6](#)
- [14] Fried, D. L. (1966). Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. *Journal of the Optical Society of America*., 56, Issue 10:1372. [15](#)
- [15] Friehe, C. A. and Larue, J. C. (1974). Dependence of optical refractive index on humidity and temperature. *Digest of Technical Papers, Topical Meeting on Optical Propagation through Turbulence*, Boulder:WB2/1–WB2/4. [6](#)
- [16] Fuchs, A., Tallon, M., and Vernin, J. (1998). Focusing on a turbulent layer: Principle of the generalized scidar. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110-743:86–91. [2](#)
- [17] Lawson, C. L. and Hanson, R. J. (1995). *Solving Least Squares Problems*. SIAM. [21](#)
- [18] Obukhov, A. M. (1949). Structure of the temperature field in a turbulent flow. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser Geograf. Geofiz*, 13:58. [6](#)
- [19] Prieur, J. L., Daigne, G., and Avila, R. (2001). Scidar measurements at pic du midi. *ESO, Astronomy and Astrophysics*, 317:366–377. [22](#), [23](#)
- [20] Rocca, A., Roddier, F., and Vernin, J. (1974). Detection of atmospheric turbulent layers by spatiotemporal and spatioangular correlation measurements of stellar-light scintillation. *Journal of the Optical Society of America*, 64:1000. [2](#)

- [21] Roddier, F. (1981). *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy. Progress in optics XIX North-Holland.* Université de Nice, Parc Valrose, France. [1](#), [2](#), [5](#), [6](#), [7](#), [8](#), [9](#), [15](#), [16](#)
- [22] Schuster, W. J. and Parrao, L. (2001). The atmospheric extinction of san pedro mártir. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 37:187–200. [18](#)
- [23] Sánchez, L. J., Avila, R., , Vernin, J., Cruz-González, I., Echevarría, J., Ruelas-Mayorga, A., García, A. M., Avila, R., Carrasco, E., Carramiñana, A., and Nigoche-Netro, A. (2012). Astroclimate at san pedro mártir - i. seeing statistics between 2004 and 2008 from the thirty meter telescope site-testing data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.*, 426, Issue 1:682–692. [53](#)
- [24] Tatarski, V. I. (1961). Wave propagation in a turbulent medium. *Science.*, 134, Issue 3475:324–325. [2](#)