

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales

Tesis Doctoral



Desarrollo de algoritmos de procesamiento de datos para análisis y detección automática de fenómenos oscilatorios en imágenes de la cromosfera y corona solar. Aplicación a los telescopios HASTA y MICA.

Autor: Ing. Carlos Natale Francile

Directores: Dra. Andrea Costa

Dr. Sergio Elaskar

Julio de 2015

Desarrollo de algoritmos de procesamiento de datos para análisis y detección automática de fenómenos oscilatorios en imágenes de la cromosfera y corona solar. Aplicación a los telescopios HASTA y MICA

Autor:

Ing. Carlos Francile

Directores de Tesis:

Dra. Andrea Costa

Dr. Sergio Elaskar

Comisión Asesora:

Dr. Sergio Elaskar¹

Dra. Andrea Costa¹

Dra. Walkiria Schulz¹

¹ Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNC

Esta tesis fue enviada a la Facultad de Ciencias Exactas Física y Naturales de la Universidad Nacional de Córdoba, para cumplimentar los requerimientos de obtención del grado académico de Doctor en Ciencias de la Ingeniería.

Córdoba, Argentina, Julio de 2015



UNIVERSIDAD NACIONAL DE CORDOBA
Facultad de Cs. Exactas, Físicas y Naturales

ACTA DE EXAMENES

Libro: 00001 Acta: 03140 Hoja 01/01
LLAMADO: 1 29/07/2015
CATEDRA - MESA:

DI002 TESIS DOCTORADO EN CIENCIAS DE LA INGENIERIA

| NUMERO | APELLIDO Y NOMBRE | DOCUMENTO | INGRESO | COND. | NOTA | FIRMA |
|----------|-------------------------|---------------|---------|-------|----------|-------|
| 12665308 | FRANCILE, Carlos Natale | DNI: 12665308 | 2010 | T | APROBADO | |

GARCÍA LAMBAS, Diego - MAUAS, Pablo - PATIÑO, Daniel - VERA, Elizabeth -

Observaciones:

(A large diagonal line is drawn across the observation section.)

DIEGO GARCIA LAMBAS

Córdoba, ___/___/___

Certifico que la/s firma/s que ha/n sido puesta/s en la presente Acta pertenece/n a: _____

| | | | | |
|------------|----------|------------|------------|-----------|
| 1 | — | 1 | — | 1 |
| Inscriptos | Ausentes | Examinados | Reprobados | Aprobados |
| 23/07/2015 | 11:52:54 | | (0-3) | (4-10) |

Libro/Acta: 0000103140 Hoja: 01/ 01

Agradecimientos

Deseo agradecer especialmente a mis directores de tesis, la Dra. Andrea Costa y el Dr. Sergio Elaskar, quienes con su apoyo y hospitalidad han sabido guiarme en este largo proceso de aprendizaje. De ellos rescato particularmente como enseñanzas sus valores personales, sus conocimientos, su entusiasmo y su capacidad de trabajo. También a la Dra. Walkiria Schulz por el apoyo brindado en la Comisión Asesora.

Agradezco a la Dra. María Luisa Luoni, el Dr. José Ignacio Castro, la Dra. Laura Balmaceda, el Dr. Guillermo Stenborg y el Lic. Carlos López por sus consejos, discusiones y el estímulo del trabajo en conjunto a lo largo de los años. También al Mg. Ricardo Fabián Torres por su colaboración desinteresada.

No puedo dejar de mencionar al Dr. Rainer Schwenn y al Dr. Otto Bauer, quienes me iniciaron en la aventura de la ciencia.

Por último, quiero agradecer a mi familia por su aliento y comprensión, y a todos aquellos que de una u otra manera me han estimulado a continuar.

Carlos Francile

A mi esposa Silvia y mi hijo Leonardo

A la memoria de mis padres

El motor de la ciencia es la curiosidad con las preguntas constantes: ¿Y eso cómo es? ¿En qué consiste? ¿Cómo funciona? Y lo más fascinante es que cada respuesta trae consigo nuevas preguntas. En eso los científicos le llevamos ventajas a los exploradores, cuando creemos haber llegado a la meta anhelada, nos damos cuenta de que lo más interesante es que hemos planteado nuevos problemas para explorar.

Dr. César Milstein

Prefacio

Esta tesis se realizó utilizando datos de observaciones solares llevadas a cabo en la Estación Astronómica “Carlos U. Cesco” del Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, y con aportes provenientes de los siguientes proyectos:

- FONCYT-UNSJ PICTO-2009-0177 “Estudio de estructuras cromosféricas y coronales, su variación en el ciclo solar y relación con fenómenos en otras alturas de la atmósfera solar”, Investigador Responsable: Lic. Carlos E. López.
- ”Estudio Teórico-Numérico y Procesamiento de Datos de la Dinámica del Plasma Solar”, Código 05/M192, SECYT-UNC, Directora: Dra. Andrea Costa, 2011-2013.
- “Determinaciones Morfológicas en Cromosfera y Corona Solares”, CICITCA-UNSJ, Código: 21/E911, Director: Dr. José Ignacio Castro, 2011-2013.
- “Estudio de fenómenos transitorios en corona y cromosfera del Sol”, CICITCA-UNSJ, Código: 21/E936, Director: Dr. José I. Castro, 2014-2015.

Desarrollo de algoritmos de procesamiento de datos para análisis y detección automática de fenómenos oscilatorios en imágenes de la cromosfera y corona solar. Aplicación a los telescopios HASTA y MICA.

RESUMEN

En esta tesis se describen las técnicas de procesamiento de datos desarrolladas para el estudio de ondas Moreton cromosféricas las cuales son detectables en imágenes obtenidas con el telescopio solar $H\alpha$ HASTA, el diseño de un telescopio prototipo para la observación de fenómenos fotosféricos y cromosféricos relacionados con esas ondas y los procedimientos de remoción de ruidos aplicables a las observaciones realizadas con el coronógrafo MICA. En particular se detallan los distintos métodos utilizados para el análisis de los eventos de onda Moreton observados con HASTA el 6 de diciembre de 2006 y el 29 de marzo de 2014, los cuales están orientados a la verificación experimental de los diferentes modelos teóricos existentes sobre la naturaleza, el origen y la relación causal de estos fenómenos con otros, tales como las fulguraciones, la activación de filamentos, las ondas coronales y las eyecciones coronales de masa. Adicionalmente se describen los resultados obtenidos mediante la puesta en operación del telescopio complementario C-HASTA, el cual estará destinado a la observación de fulguraciones en luz blanca y eventos dinámicos cromosféricos. Finalmente se presenta una reseña de la técnica multirresolución, la cual se aplica a mejorar la visibilidad de las estructuras coronales observables con MICA.

Palabras clave

Instrumentación Astronómica: telescopios solares $H\alpha$, coronógrafos. Sol: cromosfera, corona, ondas, ondas de choque, fulguraciones, CME. Procesamiento de imágenes: análisis de datos, reducción de ruidos, técnicas multirresolución. MHD: métodos numéricos.

Development of data processing algorithms for analysis and automatic detection of oscillatory phenomena in images of the chromosphere and solar corona. Application to telescopes HASTA and MICA.

ABSTRACT

This thesis describes the data processing techniques developed for studying chromospheric Moreton waves which are detectable in images obtained with the solar telescope $H\alpha$ HASTA, the design of a prototype telescope for the observation of photospheric and chromospheric phenomena related to those waves, and the noise removal procedures applicable to observations performed with the MICA coronagraph. Are particularly detailed the different methods utilized for the analysis of the Moreton wave events observed on 6 December 2006 and 29 March 2014, which are oriented to the experimental verification of the different existing theoretical models over the nature, the origin and the causal connection of these phenomena with others, such as solar flares, filaments activation, coronal waves and coronal mass ejections. Furthermore, are described the results obtained by putting into operation the complementary telescope C-HASTA, which is intended for the observation of white light flares and chromospheric dynamic events. Finally, is given an overview of the multi-resolution technique, which is applied to improve the visibility of coronal structures observable with MICA.

Key words

Astronomical instrumentation: $H\alpha$ solar telescopes, coronagraphs. Sun: chromosphere, corona, waves, shock waves, flares, CME. Image processing: data analysis, noise reduction; multi-resolution techniques. MHD: numerical methods

Sviluppo di algoritmi di elaborazione dei dati per l'analisi e il rilevamento automatico dei fenomeni oscillatori in immagini della cromosfera e corona solare. Applicazione ai telescopi HASTA e MICA.

ASTRATTO

In questa tesi sono descritte le tecniche di trattamento dei dati sviluppate per lo studio delle onde di Moreton cromosferiche rilevabile in immagini ottenute con il telescopio solare $H\alpha$ HASTA, la progettazione di un prototipo di telescopio per osservare la fotosfera e fenomeni relativi a quelle onde sulla cromosfera e le procedure di rimozione del rumore applicabile alle osservazioni effettuate con il coronografo MICA. In particolare sono dettagliati dei diversi metodi utilizzati per l'analisi dei eventi onda di Moreton osservati il 6 dicembre 2006 e il 29 marzo 2014, orientati alla verifica sperimentale dei diversi modelli teorici esistenti sulla loro natura, il loro origine e la relazione causale di questi fenomeni con altri, quali brillamenti solari, l'attivazione di filamenti, le onde coronali e le espulsioni di massa coronale. Inoltre, sono descritti i risultati ottenuti attraverso la messa in funzione del telescopio complementario C-HASTA, che è inteso per l'osservazione degli brillamenti solari in luce bianca ed altri eventi dinamici cromosferici. Infine, una recensione della tecnica multirisoluzione, che viene applicata per migliorare la visibilità delle strutture coronali osservabile con MICA.

Parole chiave

Strumentazione astronomica: telescopi solari $H\alpha$, coronografi. Sole: cromosfera, corona, onde, onde d'urto, brillamenti solari, CME. Elaborazione digitale delle immagini: analisi dei dati, riduzione del rumore, tecniche multirisoluzione. MHD: metodi numerici.

Índice general

| | |
|---|-----------|
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Motivación | 1 |
| 1.2. Objetivo de la tesis | 4 |
| 1.3. Los telescopios solares HASTA y MICA | 6 |
| 1.3.1. Antecedentes | 7 |
| 1.3.2. Objetivos científicos de HASTA y MICA | 9 |
| 1.4. Objetivos específicos propuestos | 13 |
| 1.4.1. Aportes al campo técnico-científico | 14 |
| 1.4.2. Metodología | 15 |
| 1.5. Contenido de la tesis | 17 |
| 1.5.1. Organización de la tesis | 17 |
| 2. Los telescopios solares HASTA y MICA | 20 |
| 2.1. El telescopio H α HASTA | 20 |
| 2.1.1. El filtro H α Lyot-Öhman de HASTA | 23 |
| 2.1.2. La cámara CCD de HASTA | 26 |
| 2.1.3. Operación y calibraciones de HASTA | 28 |
| 2.1.4. Las rutinas de preprocesamiento de HASTA | 32 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 2.2. | El coronógrafo MICA | 34 |
| 2.2.1. | Los filtros de MICA | 38 |
| 2.2.2. | La cámara CCD de MICA | 40 |
| 2.2.3. | Los dispositivos auxiliares de MICA | 41 |
| 2.2.4. | Operación y calibraciones de MICA | 43 |
| 2.2.5. | El tratamiento de las imágenes de MICA | 45 |
| 3. | Eventos solares de interés | 51 |
| 3.1. | Las fulguraciones solares | 51 |
| 3.1.1. | Clasificación de las fulguraciones | 52 |
| 3.1.2. | Evolución temporal de las fulguraciones | 55 |
| 3.1.3. | Emisión en rayos X y ondas de radio durante fulguraciones | 56 |
| 3.1.4. | Modelos de fulguraciones | 58 |
| 3.1.5. | Energías en las fulguraciones | 66 |
| 3.2. | Las fulguraciones en luz blanca. | 68 |
| 3.3. | La línea cromosférica CaII K | 72 |
| 3.4. | Las emisiones en H α | 75 |
| 3.5. | Eyecciones coronales de masa - CME | 79 |
| 3.5.1. | Modelos de CME | 83 |
| 3.6. | Ondas coronales globales | 87 |
| 3.6.1. | Ondas Moreton | 87 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 3.6.2. | Ondas EIT | 90 |
| 3.6.3. | Ondas SXR | 91 |
| 3.6.4. | Ráfagas de radio tipo II y ondas coronales globales | 91 |
| 3.6.5. | Modelos de ondas coronales globales | 92 |
| 3.6.6. | Mecanismos de generación de las ondas coronales | 93 |
| 3.6.7. | Las ondas EIT, ondas o pseudo-ondas | 94 |
| 3.6.8. | Relación entre distintas ondas coronales | 96 |
| 3.6.9. | El modelo de ondas Moreton de Uchida | 98 |
| 3.6.10. | Las ondas Moreton como ondas de choque tipo “blast” | 99 |
| 3.6.11. | Simulaciones numéricas de ondas coronales | 101 |
| 3.6.12. | Observaciones recientes de ondas coronales | 105 |
| 4. | Análisis de eventos de onda Moreton | 110 |
| 4.1. | Introducción | 110 |
| 4.2. | Ondas Moreton $H\alpha$ observadas el 6 de diciembre de 2006. Estudio de un caso en 2D | 116 |
| 4.2.1. | Datos del evento | 116 |
| 4.2.2. | Curvas de luz de la fulguración | 119 |
| 4.2.3. | Preprocesamiento de imágenes de HASTA | 122 |
| 4.2.4. | Realce de los frentes de onda Moreton | 124 |
| 4.2.5. | Obtención de las posiciones de los frentes | 126 |
| 4.2.6. | Determinación del punto radiante | 127 |

| | | |
|---------|---|-----|
| 4.2.7. | Los puntos radiantes de los frentes tempranos | 131 |
| 4.2.8. | Evolución de los frentes de onda Moreton | 133 |
| 4.2.9. | Análisis de la cinemática de los frentes de onda Moreton | 136 |
| 4.2.10. | Análisis de la activación de los filamentos | 137 |
| 4.2.11. | Características espacio-temporales de la activación de los filamentos | 141 |
| 4.2.12. | La región de la fulguración observada con TRACE | 143 |
| 4.2.13. | Discusión | 148 |
| 4.2.14. | Los interacción onda Moreton-filamentos | 151 |
| 4.2.15. | Conclusiones | 157 |
| 4.3. | Simulaciones Numéricas $1D\frac{1}{2}$ del Evento de Onda Moreton del 6 de di- ciembre de 2006 | 158 |
| 4.3.1. | Introducción | 158 |
| 4.3.2. | Análisis de datos del telescopio HASTA | 159 |
| 4.3.3. | Simulaciones numéricas | 159 |
| 4.3.4. | Discusión y conclusiones | 166 |
| 4.4. | El evento Moreton del 29 de marzo de 2014 | 167 |
| 4.4.1. | Evolución cinemática del evento Moreton | 171 |
| 4.4.2. | Medición de los perfiles de los frentes | 174 |
| 4.4.3. | Mapas distancia-tiempo | 179 |
| 4.4.4. | Discusión y conclusiones | 181 |

| | |
|---|------------|
| 5. C-HASTA. Telescopio Complementario de HASTA | 185 |
| 5.1. Introducción | 185 |
| 5.2. Pautas de diseño del telescopio C-HASTA | 187 |
| 5.3. Selección de filtros para el telescopio C-HASTA | 191 |
| 5.3.1. Filtros necesarios para observación en luz blanca | 191 |
| 5.3.2. Filtros necesarios para observación en CaII K | 193 |
| 5.4. La influencia de la turbulencia atmosférica | 194 |
| 5.5. Implementación del prototipo de C-HASTA | 199 |
| 5.5.1. Detector CCD | 199 |
| 5.5.2. Montaje óptico | 201 |
| 5.5.3. Filtros ópticos | 201 |
| 5.5.4. Montaje mecánico | 204 |
| 5.6. Observaciones realizadas con el prototipo | 205 |
| 5.7. Estimación del “seeing” a partir de imágenes fotosféricas | 208 |
| 5.7.1. Medición de la posición del limbo solar | 212 |
| 5.8. Conclusiones para el diseño de C-HASTA | 215 |
| 6. Técnicas de remoción de ruidos con el telescopio MICA | 216 |
| 6.1. Problemas observacionales de MICA | 217 |
| 6.2. Técnicas de remoción de ruidos | 218 |
| 6.2.1. Corrección de fondo cielo y luz dispersada | 219 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 6.3. | Realce de contraste de estructuras coronales | 221 |
| 6.3.1. | La transformada wavelet | 221 |
| 6.3.2. | Aplicación al filtrado de ruido en imágenes de MICA | 229 |
| 6.4. | Conclusiones | 232 |
| 7. | Conclusiones | 234 |
| 7.1. | Introducción | 234 |
| 7.2. | Contribuciones de la tesis | 235 |
| 7.2.1. | Técnicas de identificación y análisis de fenómenos oscilatorios en imágenes $H\alpha$ | 235 |
| 7.2.2. | Técnicas de análisis mediante simulaciones numéricas. | 237 |
| 7.2.3. | Instalación de un detector complementario en luz blanca y en otras líneas cromosféricas diferentes de $H\alpha$ | 237 |
| 7.2.4. | Técnicas de remoción de ruidos con el telescopio MICA | 238 |
| 7.2.5. | Mejora de las técnicas de observación | 238 |
| 7.3. | Líneas de trabajo futuro | 239 |
| | Apéndices | 241 |
| A. | El Sol | 242 |
| A.1. | Características principales de la estrella | 242 |
| A.1.1. | El interior solar | 243 |
| A.1.2. | La fotosfera | 244 |

| | |
|--|------------|
| A.2. La cromosfera | 249 |
| A.3. La región de transición | 251 |
| A.4. La corona solar | 253 |
| A.4.1. El viento solar | 257 |
| A.5. Magnetismo solar | 258 |
| B. Fundamentos de Magnetohidrodinámica, MHD | 261 |
| B.1. Ecuaciones de la MHD | 263 |
| B.1.1. Ecuaciones de la MHD resistiva | 266 |
| B.1.2. Ecuaciones de la MHD ideal | 269 |
| B.1.3. Independencia de escala | 271 |
| B.1.4. Fuerzas en el plasma debidas al campo magnético | 272 |
| B.2. Propagación de ondas en plasmas magnetizados | 274 |
| B.2.1. Ondas de sonido | 275 |
| B.2.2. Ondas de Alfvén | 276 |
| B.2.3. Ondas de Alfvén de corte | 278 |
| B.2.4. Ondas de Alfvén de compresión | 280 |
| B.2.5. Ondas magnetoacústicas | 281 |
| B.3. Ecuaciones de la MHD en forma conservativa | 285 |
| B.4. Ondas de choque MHD | 287 |
| B.4.1. Ondas de choque hidrodinámicas | 289 |

| | |
|--|-----|
| B.4.2. Ondas de choque en presencia de campos magnéticos | 293 |
| B.5. Simulaciones numéricas MHD | 298 |

Índice de figuras

| | |
|---|----|
| 2.1. Vista del telescopio HASTA en operación. | 21 |
| 2.2. Esquema óptico del telescopio “H-alpha Solar Telescope for Argentine” (HASTA). | 23 |
| 2.3. Imágenes de HASTA del 13 de marzo de 2014. Izquierda: Ala Roja +0,05 nm, Centro: Centro de Línea, Derecha: Ala Azul -0,05 nm. | 23 |
| 2.4. Transmitancia de un filtro H α Lyot-Öhman de 6 etapas. T1 corresponde al cristal más delgado y T6 al de mayor espesor. | 25 |
| 2.5. Eficiencia cuántica del sensor CCD Kodak KAI-2001 de HASTA. | 28 |
| 2.6. Vista del telescopio MICA en operación. | 35 |
| 2.7. Diagrama esquemático del telescopio MICA. | 36 |
| 2.8. Vista del espejo $M1$ de MICA fuera del coronógrafo. | 37 |
| 2.9. Imagen procesada de MICA en la línea verde (530,3 nm) correspondiente al 07 de diciembre de 2008. | 38 |
| 2.10. Eficiencia cuántica del sensor CCD Kodak KAF-1300 de MICA. | 41 |
| 3.1. Fases de la evolución temporal de las fulguraciones en diferentes longitu- des de onda (de Benz [2008]). | 56 |
| 3.2. Espectro en ondas de radio de una fulguración (de Benz [2008]). | 59 |

| | |
|---|-----|
| 3.3. Esquema del modelo estándar o CSHKP (de Forbes and Acton [1996], Lin [2004]). | 62 |
| 3.4. Esquema del “modelo unificado” de fulguración (de Lin [2004]). | 65 |
| 3.5. Perfil de la línea CaII K mostrando el comportamiento para una región tranquila (inferior) y una región con actividad cromosférica (superior) (de Foukal [2004]). | 72 |
| 3.6. Distribución de temperaturas en la cromosfera según el modelo VAL-F (de Vernazza et al. [1981]). | 73 |
| 3.7. Perfil de la línea H α durante una fulguración. | 77 |
| 3.8. Estructura de tres partes de una CME observada con LASCO C2, misión SOHO, en el año 2000. | 82 |
| 4.1. Onda de choque coronal impactando la cromosfera, (de Warmuth et al. [2003]). | 112 |
| 4.2. Izquierda: imagen de HASTA donde se observa la región activa NOAA AR10930, el filamento norte (NF) y el filamento sur (SF). Derecha: campo magnético fotosférico obtenido de MDI (blanco/negro indican polaridades +/- respectivamente). | 117 |
| 4.3. GOES11: Flujo de rayos X integrado 1 min. El área sombreada corresponde al rango de visibilidad de la OM. XL: (0,1-0,8 nm), XS: (0,05-0,3 nm). | 118 |
| 4.4. Secuencia de imágenes de HASTA donde se aprecia la evolución del evento de OM. | 120 |

| | |
|--|-----|
| 4.5. Vista de NOAA AR10930 en datos de HASTA. La imagen corresponde a las 18:45:35 UT. Los rectángulos oscuros indican las 3 zonas elegidas para obtener las curvas de luz. El campo de visión está centrado en la posición $P=(248, 420)$ píxeles. | 122 |
| 4.6. Curvas de luz de la NOAA AR10930. Panel <i>a</i> : AR Completa; panel <i>b</i> : Zona 1; panel <i>c</i> : Zona 2; panel <i>d</i> : Zona 3. | 123 |
| 4.7. Resultado de la aplicación de las técnicas de realce para las imágenes de HASTA mostrando la OM en dos momentos de su evolución. | 126 |
| 4.8. Determinación de la posición del RP. Panel superior: coordenada X, Panel central: coordenada Y. Panel inferior: radio de las circunferencias interpoladas. Las coordenadas corresponden a la posición (x', y') en píxeles sobre las imágenes. Las rectas en líneas de puntos corresponden a ajustes lineales sobre las curvas. | 130 |
| 4.9. Determinación de los RP de los frentes tempranos $F1$, $F2$ y $F3$. Panel superior: coordenada x (píxeles); Panel central: coordenada y (píxeles); Panel inferior: radio de los circunferencias interpoladas (píxeles). | 132 |
| 4.10. Ubicación de los RP: Q_0 corresponde al frente de onda único; Q_1 , Q_2 y Q_3 corresponden a los frentes tempranos $F1$, $F2$ y $F3$. Las dimensiones de las cruces indican el error en la determinación de los mismos. SE indica el origen de la eyección de pequeña escala. El FoV es de $800'' \times 600''$ | 133 |
| 4.11. Aspecto de las líneas poligonales que representan la evolución de los frentes OM (en negro) y los 41 círculos máximos trazados pasando por Q_0 y otro punto obtenido de la rotación del punto P_0 con intervalos de 5° , en sentido antihorario. La imagen del disco solar corresponde a un FoV de $\approx 1400'' \times 1400''$ | 138 |

| | |
|--|-----|
| 4.12. Gráfico de la distancia cromosférica promedio $\langle d \rangle$ medida desde el RP Q_0 (línea llena), con barras de dispersión a $\pm 1\sigma$. $F1$, $F2$ y $F3$ representan $\langle d \rangle$ para los frentes tempranos en $t < 18:45:40$ UT. Curva A : ajuste cuadrático parcial; curva B : ajuste cuadrático total; curva C : ajuste lineal parcial; curva D : ajuste de ley de potencia. | 139 |
| 4.13. Curvas de luz de los filamentos SF y NF, realizadas sobre SF inferior ($P_I=(641, 149)$) y NF derecha ($P_D=(250, 743)$). | 141 |
| 4.14. Vista plana $x-y$ centrada en Q_0 de las distancias cromosféricas d . Las líneas en negro muestran los frentes OM globales y las líneas en gris los frentes tempranos $F1$, $F2$ y $F3$. Las líneas de trazo indican 3 círculos ajustados a los frentes OM globales. SF y NF indican los puntos de medición sobre los filamentos. SE es la posición inicial de la eyección de pequeña escala. Q_1 , Q_2 y Q_3 indican los RP de los frentes tempranos. . . | 142 |
| 4.15. Ubicación espacio-temporal de todos los elementos del evento OM: distancia cromosférica $\langle d \rangle$ recorrida por los frentes de onda desde Q_0 y promediada sobre los círculos máximos $P1 - P40$; puntos de ubicación de los filamentos y probables momentos de disparo. Las curvas de trazos corresponden a ajustes lineales y cuadráticos sobre $\langle d \rangle$. GC_{SF} corresponde a d sobre el círculo máximo 14. | 146 |
| 4.16. Secuencia que muestra la evolución de la eyección de pequeña escala en las imágenes de TRACE (flechas negras). El FoV es $\approx 95'' \times 175''$ | 146 |
| 4.17. Desplazamiento 2D de la eyección de pequeña escala como función del tiempo y ajuste cuadrático de la misma. | 147 |

| | |
|--|-----|
| 4.18. Línea llena: distancias cromosféricas promedio $\langle d \rangle$ medidas desde SE con barras de error. $F1$, $F2$ y $F3$ indica la evolución de los frentes tempranos hasta $t=18:45:40$ UT. Los frentes globales se grafican luego de t . Curvas A y B : ajustes cuadráticos parcial (18:45:40-18:49:21) y total (18:45:40-18:51:05) sobre los frentes OM globales. Curva C : ajuste lineal sobre los frentes globales. Curva D : ajuste de ley de potencias. Curvas U y V : ajustes cuadrático y lineal sobre el frente temprano $F1$ | 147 |
| 4.19. Evolución temporal de la densidad $\tilde{\rho}$ en las simulaciones con exceso de presión inicial y perfil de la misma en el nodo 600. Las zonas más claras indican mayor densidad. Izquierda: Caso 1. Derecha: Caso 2. | 165 |
| 4.20. Evolución temporal de la densidad $\tilde{\rho}$ en las simulaciones con déficit de presión inicial. Las zona más claras indican mayor densidad. Izquierda: simulaciones para los Casos 4 y 5. Derecha: Perfil para el nodo 600 en el Caso 4. | 166 |
| 4.21. Izquierda: imagen $H\alpha$ del observatorio Kanzelhoehe de las 07:12:51 UT indicando las regiones activas del 29 de marzo de 2014. Derecha: imagen de HMI a las 18:00 UT. | 168 |
| 4.22. CME observada por LASCO C2 a partir de las 18:12:05 UT probablemente relacionada con la OM del 29 de marzo de 2014. | 169 |
| 4.23. Izquierda: Curva de luz de la AR12017, Derecha: Derivada de la curva de luz cuyo máximo se ubica en el tiempo $t=17:45:16,8$ UT y es indicativo de la fase impulsiva de la fulguración. | 170 |

| | |
|--|-----|
| 4.24. Subfotograma de la AR12017 donde se indica con una cruz el sitio de máxima intensidad de la fulguración. Izquierda: posición del máximo $P_1=(930, 477)$ para $t=17:35:53$ UT; derecha: posición del máximo $P_2=(927, 477)$ para $t=17:45:15$ UT. | 170 |
| 4.25. Secuencia de imágenes de HASTA del evento del 29 de marzo de 2014, donde es visible el frente OM más oscuro avanzando hacia el norte de la AR12017. | 171 |
| 4.26. Imagen de HASTA donde se muestran en línea clara los círculos máximos que pasan por Q_0 , trazados cada 5° en sentido antihorario a partir del punto arbitrario P_{j0} . Los frentes OM de toda la serie de imágenes se indican en línea oscura. | 172 |
| 4.27. En trazo oscuro se muestra la curva de distancias cromosféricas promediadas $\langle d \rangle$, con barras de dispersión a $\pm 1\sigma$. Curva <i>A</i> : ajuste cuadrático sobre todo el intervalo. Curva <i>B</i> : ajuste cuadrático hasta $L2$. Curva <i>C</i> : ajuste lineal a partir de $L2$. Curva <i>D</i> : ajuste cuadrático hasta $L1$. (\times): indica el instante de fase impulsiva de la fulguración. | 173 |
| 4.28. Izquierda: Ajuste gaussiano (trazo grueso) sobre el perfil BD para la imagen $j=22$ de la serie, correspondiente al círculo máximo $n=10$. Derecha: Aspecto del perfil obtenido sin aplicar BD. | 178 |
| 4.29. Evolución de la intensidad porcentual respecto de la cromosfera tranquila y el FWHM del pulso OM en función del tiempo, $t=0$ corresponde a la fase impulsiva de la fulguración. | 178 |
| 4.30. Evolución del área de la curva gaussiana representativa del pulso OM en función de la distancia cromosférica promediada $\langle d \rangle$ recorrida por la perturbación. | 179 |

| | |
|--|-----|
| 4.31. Mosaico de los 20 mapas DT obtenidos con la técnica BD para el evento del 29 de marzo de 2014, recorridos desde el oeste hacia el norte solar. El rango temporal de las abscisas es [17:45:27, 17:52:07] UT, 400 seg a partir de la ocurrencia de la fulguración. El rango de ordenadas es [0, 400] Mm medidas desde el RP Q_0 . Las zonas claras indican la evolución del frente de OM. | 181 |
| 4.32. Mosaico de los 20 mapas DT obtenidos con la técnica RD para el evento del 29 de marzo de 2014. Rango temporal de abscisas: [17:45:27, 17:52:07] UT. Rango espacial de ordenadas: [0, 400]. Las zonas claras indican la evolución del borde frontal de la OM. | 182 |
| 5.1. Curva de eficiencia cuántica porcentual del detector CCD. | 200 |
| 5.2. Izquierda: Transmitancia del filtro absorbedor de calor “Edmund Optics 45-648”. Derecha: montaje del filtro en una platina de aluminio. | 202 |
| 5.3. Izquierda: Transmitancia del filtro centrado en λ_c 526,16 nm. Derecha: Región del Espectro de Fraunhofer correspondiente (tomado de BASS2000, Observatorio de París). | 203 |
| 5.4. Izquierda: Transmitancia del filtro CaII K centrado en $\lambda_c = 393,63$ nm. Derecha: Región del Espectro de Fraunhofer correspondiente (tomado de BASS2000, Observatorio de París). | 203 |
| 5.5. Esquema mecánico del telescopio utilizado. | 205 |
| 5.6. Esquema de montaje del detector CCD y los filtros. | 205 |
| 5.7. Izquierda: Montaje del detector CCD, Derecho: Dispositivo para colimar los tubos. | 206 |

| | |
|---|-----|
| 5.8. Imagen fotosférica obtenida con objetivo $f_L = 12,5$ mm y filtro centrado en la región del verde ($\lambda_c = 526,16$ nm). | 208 |
| 5.9. Imagen fotosférica obtenida con objetivo $f_L = 28$ mm y filtro centrado en la región del verde ($\lambda_c = 526,16$ nm). | 209 |
| 5.10. Imágenes cromosféricas en la línea de CaII K ($\lambda_c = 393,63$ nm). Izquierda: utilizando un objetivo $f_L = 12,5$, derecha: utilizando un objetivo $f_L = 28$ mm. | 209 |
| 5.11. Ajuste de la función gaussiana a la región del limbo en un entorno de 17 píxeles. | 213 |
| 5.12. Distancias dl en una imagen con FWHM=2,86. | 214 |
| 6.1. Paneles superiores: eliminación de ruido y realce con la técnica de wavelet de un evento del 16 de abril de 2012 observado con MICA. Paneles inferiores: las mismas imágenes procesadas con el tratamiento estándar. | 232 |
| 6.2. Aplicación de la técnica de realce a completar los datos de LASCO C1 a datos del 2 de marzo de 2002. | 232 |
| A.1. Esquema del interior solar (de Koskinen and Vainio [2011]). | 245 |
| A.2. Temperatura y densidad en la región de transición (de Foukal [2004]). | 253 |
| B.1. Onda de Alfvén de Corte. Izquierda: relación entre vectores: Derecha: relación de dispersión. | 279 |
| B.2. Onda de Alfvén de Compresión. Izquierda: relación entre vectores: Derecha: relación de dispersión. | 280 |

| | |
|--|-----|
| B.3. Dirección de vectores de propagación. Izquierda: modos de Alfvén. Derecha: modos magnetoacústicos rápido y lento | 284 |
| B.4. Relación de dispersión de las ondas magneto acústicas en los modos rápido y lento, para los casos en que $c_A \ll c_s$ (izquierda) y $c_A \gg c_s$ (derecha). | 284 |
| B.5. Izquierda: sistema de referencia en reposo. Derecha: sistema de referencia solidario a la discontinuidad del choque. | 289 |
| B.6. Choque transversal con el campo de inducción magnética paralelo al frente de choque. | 294 |
| B.7. Campo magnético en los casos límite de las ondas de choque lenta y rápida. Al centro, la onda intermedia. | 298 |
| B.8. Sistema de ocho ondas del problema unidimensional en la MHD (de Fernández et al. [2008]). | 302 |

Índice de tablas

| | |
|--|-----|
| 2.1. Especificaciones técnicas de la cámara CCD PCO1600 de HASTA. | 27 |
| 2.2. Filtros de MICA | 39 |
| 2.3. Especificaciones técnicas de la cámara CCD de MICA | 40 |
| 3.1. Clasificación de las fulguraciones según $H\alpha$ y rayos X blandos. | 53 |
| 3.2. Energías de dos fulguraciones clase X (de Fletcher et al. [2011]). | 67 |
| 3.3. Principales características de las ondas MHD en la corona solar. | 92 |
| 4.1. Distancias cromosféricas $\langle d \rangle$ medidas desde el RP Q_0 hasta la primera ocurrencia de los frentes tempranos. | 137 |
| 4.2. Parámetros cinemáticos 2D y tiempos de inicio obtenidos a partir de las curvas A, B, C, D | 140 |
| 4.3. Correspondencia entre variables físicas y variables adimensionales del ex- perimento numérico. | 163 |
| 4.4. Parámetros cinemáticos 2D y tiempos de inicio obtenidos a partir de las curvas A, B, C, D | 174 |
| 5.1. Especificaciones técnicas de la cámara CCD de C-HASTA. | 200 |
| 5.2. Tipos de objetivos utilizados en la cámara CCD de C-HASTA. | 201 |
| 5.3. Configuración instrumental utilizada para las observaciones en luz blanca y CaII K. | 206 |

A.1. Principales características del Sol (de Foukal [2004]). 242

Lista de acrónimos

| | |
|---------|--|
| A/D | Convertidor analógico-digital |
| ADU | “A/D units”, unidades de conversión analógico-digital |
| AIA | “Atmospheric Imaging Assembly” |
| AR | “Active region”, región activa |
| BBSO | “Big Bear Solar Observatory” |
| BD | “Base difference” |
| CamRAM | “Camera internal memory” |
| CCD | “Charge-coupled device”, dispositivo de acoplamiento de carga |
| C-HASTA | “HASTA Complementary Telescope” |
| CME | “Coronal mass ejections”, eyecciones coronales de masa |
| CSHKP | Modelo de fulguración estándar |
| DT | Mapa distancia-tiempo |
| EACUC | Estación Astronómica Carlos U. Cesco |
| EBs | “Ellerman bombs” |
| EIS | “EUV Imaging Spectrometer” |
| EIT | “Extreme ultraviolet Imaging Telescope” |
| EUV | “Extreme ultraviolet radiation”, radiación en ultravioleta extremo |
| FFT | “Fast Fourier Transform”, transformada de Fourier rápida |
| FFD | “Flange focal distance”, distancia del objetivo al plano focal |
| FITS | “Flexible Image Transport System” |
| FMT | “Flare-Monitoring Telescope” |
| FoV | “Field of view”, campo de visión |

| | |
|-------|--|
| FPS | “Frames per second”, fotogramas por segundo |
| FWHM | “Full width at half maximum”, ancho total a mitad del máximo |
| GOES | “Geostationary Operational Environmental Satellite” |
| GONG | “Global Oscillation Network Group” |
| GPS | Sistema de posicionamiento global |
| HASTA | “H-alpha Solar Telescope for Argentine” |
| HT | “Height-time map”, mapa altura tiempo |
| HMI | “Helioseismic and Magnetic Imager” |
| IAFE | Instituto de Astronomía y Física del Espacio |
| IDL | “Interactive Data Language” |
| ISOON | “Improved Solar Optical Observing Network patrol telescope” |
| LASCO | “Large Angle and Spectrometric Coronagraph” |
| LTE | “Local thermal equilibrium”, equilibrio térmico local |
| MC | Microcontrolador |
| MDI | “Michelson Doppler Imaging” |
| MHD | Magnetohidrodinámica |
| MICA | “Mirror Coronagraph for Argentine” |
| MPAe | “Max Planck Institut für Aeronomie” |
| MPE | “Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik” |
| MPS | “Max Planck Institut für Sonnensystemforschung” |
| ND | “Neutral density filters”, filtros de densidad neutra |
| NF | Filamento norte |
| NRL | “Naval Research Laboratory” |
| NOAA | “National Oceanographic and Atmospheric Administration” |
| NSO | “National Solar Observatory” |
| OAFA | Observatorio Astronómico Félix Aguilar |

| | |
|--------|---|
| OM | Ondas Moreton |
| OSPAN | “Optical Solar Patrol Network” |
| PC | Computadora personal |
| PICO | “Pic du Midi Coronagraph” |
| PSF | “Point spread function”, función de dispersión de punto |
| QE | “Quantum efficiency”, eficiencia cuántica |
| QPP | “Quasi-periodic pulsations”, pulsaciones cuasi periódicas |
| RD | “Running difference” |
| RP | “Radiant point”, punto radiante |
| ROI | “Region of interest”, región de interés |
| SDO | “Solar Dynamics Observatory” |
| SEEDS | “Solar Eruptive Event Detection System” |
| SF | Filamento sur |
| SGD | “Solar Geophysical Data” |
| SMART | “Solar Magnetic Activity Research Telescope” |
| SOHO | “Solar and Heliospheric Observatory” |
| SOT | “Solar Optical Telescope” |
| SST | “Swedish Solar Telescope” |
| SSW | “SolarSoftWare” |
| ST | “Solar tracker”, seguidor solar |
| STEREO | “Solar TERrestrial RELations Observatory” |
| SXR | “Soft X Rays”, rayos X blandos |
| TRACE | “Transition Region and Coronal Explorer Telescope” |
| TVD | “Total Variation Diminishing” |
| UT | “Universal time”, tiempo universal |
| UV | Ultravioleta |

WLF “White light flares”, fulguraciones en luz blanca

Publicaciones de autoría y coautoría propias referidas en la tesis

C. Francile, M.L. Luoni and A. Costa. Implementation of a New Refractor Telescope for Observing the Sun in White Light, in the Carlos U. Cesco Station (OAFa), Argentina. *Poster X-Colage, Thenth Latin American Conference on Space Geophysics, September 8-12, Cuzco, Perú, 2014.*

M.L. Luoni, **C. Francile**, H. Cremades, S. Nakwacki, G. Cristiani, D. Long and C. Mandrini. *Analysis of a Moreton wave from chromospheric and coronal data. Poster X-Colage, Thenth Latin American Conference on Space Geophysics, September 8-12 Cuzco, Perú, 2014.*

J.I. Castro and **C. Francile**. Aproximación de Fermat-Alfvén para ondas MHD. *Presentación mural Encuentro del International Center For Earth Sciences EICES-10*, Noviembre 3-6, Buenos Aires, 2014.

L. Balmaceda, H. Cremades, G. Stenborg, **C. Francile**, L. Di Lorenzo and F. López. On the dynamics of eruptive prominences. *Nature of Prominences and their role in Space Weather, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium, 300:179–183*, International Astronomical Union, 2014, DOI: 10.1017/S1743921313010946.

C. Francile, A. Costa, M. L. Luoni and S. Elaskar. $H\alpha$ Moreton waves observed on December 06, 2006. A 2D case study. *Astronomy & Astrophysics*, 552 A3:11, EDP Sciences, 2013, DOI: 10.1051/0004-6361/201118001.

M. L. Luoni, **C. Francile** and C. H. Mandrini. Evolución de una protuberancia observada por el HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 56:383–386,

Asociación Argentina de Astronomía, 2013, ISSN: 1669-9521.

M. L. Luoni, **C. Francile** and C. H. Mandrini. Estudio de la dinámica de una fulguración de clase M. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 55:107–110, Asociación Argentina de Astronomía, 2012, ISSN: 1669-9521.

F. López, G. Stenborg, **C. Francile** and L. Balmaceda. Revealing structures and dynamic phenomena on ground-based coronagraph observations via a multi-resolution approach. *Talk at the Solar Information Processing WORKSHOP VI; Montana, EEUU*, August, Montana State University, 2012.

C. Francile, J.I. Castro and M. Flores. Exploración del modelo coronal MHD de Uchida. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía BAAA*, 54:13–16, Asociación Argentina de Astronomía, 2011, ISSN: 1669-9521.

C. Francile, A. Costa, S. Elaskar and M.L. Luoni. Simulaciones Numéricas 1D1/2 del Evento de Onda Moreton del 6 de diciembre de 2006 observado con el telescopio H-alfa HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía BAAA*, 53:245–248, Asociación Argentina de Astronomía, 2010, ISSN: 1669-9521.

C. Francile and M. L. Luoni. Hacia la predicción del Número R de Wolf de manchas solares utilizando Redes Neuronales con retardos temporales. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 53:241–244, Asociación Argentina de Astronomía, 2010, ISSN: 1669-9521.

L. Leuzzi, **C. Francile**, M.L. Luoni, M. Rovira and J.I. Castro. New improvements of HASTA for the analysis of chromospheric solar events. *Proceedings IAU Symposium S264 (Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets)*, 5:93–95, Cambridge University Press, 2009, DOI: 10.1017/S1743921309992468.

C. Francile, J. I. Castro, L. Leuzzi, M.L. Luoni, M. Rovira, et al. New observational capabilities of the H-alpha Solar Telescope for Argentina (HASTA). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía BAAA*, 51:339–342, Asociación Argentina de Astronomía, 2008,

ISSN: 1669-9521.

- F. López, **C. Francile** and J. I. Castro. Hacia la medición de la polarización de la corona solar en la línea de emisión de 530 nm. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 51:27–30, Asociación Argentina de Astronomía, 2008, ISSN: 1669-9521.
- L. Leuzzi and **C. Francile**. Obtención de Imágenes de Campo Plano (Flat Field) para el telescopio solar HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía BAAA*, 50:362–365, Asociación Argentina de Astronomía, 2007, ISSN: 1669-9521.
- L. Leuzzi, **C. Francile** and J. I. Castro. Rutina de Clasificación de Fulguraciones para el Telescopio Solar HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 50:39–42, Asociación Argentina de Astronomía, 2007, ISSN: 1669-9521.
- A. Cornudella and **C. Francile**. Foco Automático para el Telescopio Solar HASTA, (resúmen). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía BAAA*, 49:374–374, Asociación Argentina de Astronomía, 2006, ISSN: 1669-9521.
- L. Leuzzi and **C. Francile**. Observación en H-alfa con muy alta resolución temporal en el telescopio solar HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía BAAA*, 49:366–369, Asociación Argentina de Astronomía, 2006, ISSN: 1669-9521.
- C. Francile** and W. Lieb. Automation of the HASTA Lyot filter. *Technical Report, Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik*, 2004.
- L. Balmaceda, A. Dal Lago, G. Stenborg, **C. Francile**, W. D. Gonzalez and R. Schwenn. Continuous tracking of CME's using MICA and LASCO -C2 and -C3 coronagraphs. *Advances in Space Research, 34th COSPAR Scientific Assembly*, 32 (12):2625–2630, Elsevier, 2003, DOI: 10.1016/S0273-1177(03)00905-0.
- N. Mazza, N. Nuñez, L. Balmaceda, **C. Francile** and G. Stenborg. On the Evolution of the Diurnal Atmospheric Opacity at El Leoncito. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, Serie de Conferencias*, 14:157–180, Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de Astronomía, 2002, ISSN: 0185-1101.

- G. Stenborg, L.G. Bagalá, O.H. Bauer, R. Fernández Borda, **C. Francile**, G. Haerendel, M.G. Rovira and R. Schwenn. First combined observations in the German–Argentinean solar observatory: correlations in quiet and eruptive phenomena at the limb. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62 (16):1553–1559, Elsevier, 2002, ISSN: 1364-6826.
- L. Bagalá, O. Bauer, R. Fernández Borda, **C. Francile**, G. Haerendel, R. Rieger and M. Rovira. The New H-alpha Solar Telescope at the German-Argentinean Solar Observatory. *Magnetic Fields and Solar Processes. The 9th European Meeting on Solar Physics*, 12-18 September, 1999, Florence, Italy, 448:469–474, European Space Agency, ESA, 1999, ISBN 92-9092-792-5.
- R. Fernández Borda, M. L. Luoni, M. López Fuentes, C. Mandrini, **C. Francile**, G. Bagalá, O. Bauer and M. Rovira. Análisis de una fulguración solar observada con el H-Alpha Solar Telescope for Argentina (HASTA). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 43:25–25, Asociación Argentina de Astronomía, 1999, ISSN: 1669-9521.
- R. Fernández Borda, **C. Francile**, G. Bagalá, O. Bauer, G. Haerendel, E. Rieger and M. Rovira. Telescopio Solar en Halfa HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 43:79–80, Asociación Argentina de Astronomía, 1999, ISSN: 1669-9521.
- G. Stenborg, R. Schwenn, N. Srivastava, B. Inhester, B. Podlipnik, M. Rovira and **C. Francile**. MICA: The Mirror Coronagraph for Argentina. *Space Science Reviews*, 87:307–310, Springer, 1999, ISSN: 0038-6308, DOI: 10.1016/S1364-68260000084-5.
- G. Stenborg, R. Schwenn, **C. Francile** and M. Rovira. Observaciones de la corona solar interior con un coronógrafo de espejo. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 43:22–22, Asociación Argentina de Astronomía, 1999, ISSN: 1669-9521.
- G. Stenborg, R. Schwenn, N. Srivastava, B. Inhester, B. Podlipnik, M. Rovira and **C. Francile**. Recent Observations of the Solar Corona with a New Ground-Based Coronagraph in Argentina (MICA). *AIP Conference Proceedings, Proceedings of the Ninth International Solar Wind Conference*, 471:561–564, American Institute of Physics, 1999, ISBN: 1563968657.

- C. Francile.** HASTA telescope control software. *Technical Report, Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik*, 1998.
- G. Stenborg, A. Epple, R. Schwenn, **C. Francile** and M. Rovira. Mirror Coronagraph for Argentina MICA. Primera Luz. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 41:115–115, Asociación Argentina de Astronomía, 1997, ISSN: 1669-9521.
- C. Francile.** C language routines to control MICA telescope hardware. *Technical Report, Max Planck Institut für Aeronomie*, 1997.
- G. Stenborg, **C. Francile**, R. Schwenn, A. Epple and M. Rovira. Descripción del coronógrafo a ser instalado en Argentina (MICA). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 40:42–43, Asociación Argentina de Astronomía, 1996, ISSN: 1669-9521.

CAPÍTULO 1

Introducción

1.1. Motivación

La variabilidad del Sol, nuestra estrella cotidiana, ha cautivado al hombre desde la antigüedad. Los variados fenómenos que en ella se producen, desde sus cambiantes manchas hasta la visión a simple vista de la cromosfera y corona solares durante los eclipses totales de Sol, han estimulado a los científicos de todas las épocas a abocarse a su estudio.

Los procesos físicos que ocurren en el Sol generalmente no se pueden producir en el laboratorio, por lo que la observación solar mediante telescopios resulta uno de los pilares fundamentales del desarrollo de la física solar. Los avances instrumentales llevados a cabo en los últimos años han revelado distintos aspectos de la variabilidad del Sol antes desconocidos, en escalas de tiempo que abarcan desde años y meses, como por ejemplo la evolución del ciclo solar en las distintas regiones del espectro electromagnético, hasta horas y segundos como es el caso de las repentinas fulguraciones solares. En el transcurso de las últimas décadas se realizaron considerables esfuerzos en perfeccionar los telescopios y los detectores para conseguir registrar la radiación del Sol en todas las bandas del espectro electromagnético. El advenimiento del detector bidimensional de estado sólido “charge-coupled device” (CCD) inventado en 1969 y aplicado extensivamente a la observación astronómica a partir de 1980 produjo una verdadera revolución científica al permitir la obtención de imágenes digitales y espectros con gran sensibili-

dad e inusitada calidad en el rango de la luz visible, entre el ultravioleta cercano y el infrarrojo cercano. Paralelamente, el desarrollo de las tecnologías digitales de manejo y procesamiento de información posibilitaron desplegar rápidamente todo el potencial de estos detectores. En forma similar se llevó a cabo el desarrollo intensivo de otros dispositivos para observar el resto del espectro electromagnético, desde las longitudes de onda de radio hasta los rayos X y los rayos gamma.

Los avances recientes en la ingeniería aeroespacial han permitido situar a los telescopios y detectores fuera de la atmósfera terrestre. Los datos obtenidos por satélites y sondas espaciales han revelado detalles del Sol anteriormente ocultos por la atenuación y perturbaciones introducidas por la atmósfera en las observaciones desde tierra. Los avances en la física solar de los últimos años han sido notorios y se puede apreciar en la actualidad un círculo virtuoso establecido entre las ciencias en general y la ingeniería en sus diversas ramas, el que produce cotidianamente avances notables en las fronteras del conocimiento. Particularmente en física solar, se observa un sostenido crecimiento en el número de publicaciones científicas impulsado principalmente por los datos que generan los nuevos telescopios espaciales y por las técnicas de análisis de esos datos que se perfeccionan continuamente.

Esta tesis trata sobre técnicas de detección de ciertos fenómenos solares con instrumentos situados en tierra. Estos son una variedad de fenómenos dinámicos transitorios, de evolución rápida, que se pueden distinguir en las observaciones de la atmósfera solar. Se localizan en ciertas regiones atmosféricas que se denominan cromosfera, región de transición y corona solar.

El origen de los mismos es atribuible a la interacción del plasma que compone la atmósfera con los intensos campos magnéticos presentes en el Sol, los que son capaces de almacenar grandes cantidades de energía y liberarla en forma repentina. Estos fenómenos transitorios se intentan explicar aplicando los principios físicos del electromagnetismo,

la mecánica de fluidos y la física de plasmas, donde son posibles diferentes formas de almacenamiento, transporte y liberación de energía cinética, térmica y radiante. Entre ellos se pueden distinguir, por su magnitud, a las fulguraciones solares que ocurren a nivel de la cromosfera y a las eyecciones coronales de masa (CME) desplegándose en la corona solar hacia el espacio interplanetario. Son observados mediante telescopios especiales y detectores dedicados a registrar ciertas bandas particulares del espectro electromagnético, desde las ondas de radio hasta el ultravioleta (UV) y los rayos X.

Generalmente un evento solar transitorio se evidencia en una amplia porción del espectro electromagnético, excediendo las capacidades de observación de un solo instrumento. Para su estudio es necesario entonces un análisis multi-instrumental.

Cada telescopio o instrumento requiere de sus propias técnicas de procesamiento y reducción de datos, las que por lo general son complejas y orientadas al tipo de fenómeno que se quiere estudiar. Estos fenómenos son de interés científico en base a las teorías, las cuales requieren de hechos observacionales para su comprobación y desarrollo. El hecho que ciertos fenómenos sean detectados y estudiados depende, además de las cualidades de los telescopios y los detectores, de las habilidades del científico y de la disponibilidad de herramientas teóricas e instrumentales para su detección y análisis. Por lo tanto el desarrollo de estas herramientas está orientado al estudio de los hechos o fenómenos observables que se consideran más actuales o interesantes.

En el caso de la observación solar, el diseño instrumental y observacional, así como los algoritmos de procesamiento de los datos adquieren suma importancia en relación a la detección y análisis del fenómeno observable. Es en este contexto que los telescopios situados en tierra, cuyas observaciones sufren degradación debido a las perturbaciones atmosféricas, requieren de esfuerzos adicionales en el desarrollo de mejores técnicas de procesamiento de datos y en la selección de objetivos científicos, a fin de competir y complementar a los observatorios espaciales.

Otro aspecto de interés en los fenómenos solares son sus influencias en nuestro planeta. La Tierra recibe permanentemente la influencia del Sol. El término “clima espacial” se refiere a las condiciones permanentemente cambiantes del espacio interplanetario en las que nuestro planeta transita y que influyen en diversos aspectos de la magnetosfera y atmósfera terrestre. Es así como el clima en nuestro planeta está directamente relacionado con la energía que recibe del Sol. Los eventos solares transitorios muy energéticos conocidos como “tormentas solares” tienen distintos efectos sobre la vida en la Tierra y las actividades humanas. Muchos de ellos son nocivos sobre todo para los dispositivos tecnológicos. La detección temprana de los eventos solares muy energéticos y el monitoreo de las condiciones imperantes en el espacio interplanetario son de vital importancia para prevenir costosos daños en el ámbito de las telecomunicaciones y la generación y el transporte de energía, entre otros. En este campo también pueden colaborar los telescopios situados en tierra, participando de redes internacionales de monitoreo, análisis y predicción de los eventos solares que pueden resultar nocivos para las actividades humanas.

1.2. Objetivo de la tesis

El objetivo general de esta tesis es extender las capacidades de observación de los telescopios solares “H-alpha Solar Telescope for Argentine” (HASTA) y “Mirror Coronagraph for Argentine” (MICA), los cuales observan la atmósfera solar. Para cumplir este objetivo se propone desarrollar algoritmos y técnicas de procesamiento de imágenes para la detección y el análisis de eventos dinámicos en series de imágenes de la cromosfera y la corona solares, particularmente ondas Moreton (OM) y su contraparte coronal, aplicadas a los datos de estos telescopios. Estas técnicas estarán orientadas al estudio físico

de estos eventos, en especial a los mecanismos de generación, propagación y transporte de energía de perturbaciones en el plasma que compone la atmósfera solar, con énfasis en el estudio de fenómenos oscilatorios y ondas que son capaces de propagar en este medio. Estos algoritmos y técnicas se aplicarían a mejorar las observaciones solares trabajando en línea con los telescopios, con el objeto de detectar fenómenos interesantes desde el punto de vista científico en tiempo real y de ajustar los parámetros de la observación a valores óptimos en función de esos fenómenos. Fuera de línea, estos algoritmos se aplicarían al análisis de los datos obtenidos y a realizar búsquedas automáticas de determinado tipo de eventos en bases de datos. Se propone además la instalación de un telescopio complementario de HASTA con alta resolución temporal y espacial para realizar observaciones fotosféricas en luz blanca y cromosféricas en otras líneas diferentes de $H\alpha$, a fin de ampliar el rango de fenómenos solares que observan estos telescopios.

Para cumplir este objetivo se requiere abordar las siguientes cuestiones:

- ¿Cuáles fenómenos dinámicos observables con HASTA y MICA son pertinentes para su estudio? ¿Cuáles son actualmente interesantes para el científico?
- ¿Cuáles algoritmos y técnicas de procesamiento son los más adecuados para analizar estos fenómenos? ¿Cuáles factores de estos fenómenos son importantes de analizar para la física solar?
- ¿Cómo se puede mejorar el desempeño de los instrumentos? ¿Cuáles serían los parámetros a tener en cuenta para eliminar perturbaciones y mejorar la calidad de los datos obtenibles?
- ¿Cuáles eventos dinámicos son factibles de detectarse automáticamente para su búsqueda en tiempo real, o en bases de datos?

- ¿Qué nuevo detector se podría agregar para complementar las observaciones actuales y extender el rango de fenómenos solares observables?

El planteo de objetivos específicos en este marco requiere de una descripción más precisa de los instrumentos.

1.3. Los telescopios solares HASTA y MICA

Los telescopios solares HASTA y MICA están instalados en la Estación Astronómica Carlos U. Cesco (EACUC) del Observatorio Astronómico Félix Aguilar (OFA), El Leoncito, San Juan, Argentina y observan particularmente dos regiones de la atmósfera solar. HASTA, Bagalá et al. [1999], está dedicado a la observación de la cromosfera solar en la línea de emisión del Hidrógeno $H\alpha$ (656,3 nm) en disco solar completo, con alta resolución temporal y espacial. Su objetivo científico es el estudio de fenómenos transitorios cromosféricos tales como las fulguraciones solares, las prominencias eruptivas, la activación de filamentos, el seguimiento de las regiones activas y las perturbaciones que se desplazan en la atmósfera solar tales como las ondas Moreton (OM). MICA, Stenborg et al. [1999b], está dedicado a la observación de la morfología de la corona solar entre 1,05 y 2,0 radios solares (R_{\odot}) con buena resolución temporal y espacial, en dos líneas de emisión del hierro altamente ionizado, la línea verde (FeXIV-530,3 nm) y la línea roja (FeX-656,3 nm). Detecta particularmente los fenómenos transitorios coronales cercanos al limbo solar, especialmente las CME. La detección de eventos transitorios con HASTA y MICA requiere además de programas de observación, de algoritmos de procesamiento y análisis de datos para resolver e identificar estos fenómenos.

1.3.1. Antecedentes

El telescopio solar HASTA propiedad del “Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik” (MPE) de Garching, Alemania, comenzó a operar en mayo de 1998 en la EACUC. Este instrumento fue construido por la firma alemana “Carl Zeiss-Jena” y originalmente estaba instalado en el observatorio solar de Wendelstein, en los Alpes bávaros, sitio donde se utilizó por más de 20 años, hasta 1987. Originalmente era un instrumento triple, dotado de un coronógrafo, un espectrógrafo $H\alpha$ y un telescopio fotosférico. El instrumento fue posteriormente desmontado y modernizado en el MPE para ser utilizado solamente como espectrógrafo $H\alpha$. Dispone de un filtro de tipo Lyot-Öhman con un ancho de banda de 0,03 nm “full width at half maximum” (FWHM), fabricado por la firma “Halle Nachff” de Alemania. Originalmente disponía de un detector CCD de alta velocidad de 1280x1024 píxeles y 12 bits de rango dinámico, el que fue reemplazado en el año 2004 por uno de 1600x1200 píxeles y 14 bits de rango dinámico. Este instrumento fue instalado en la EACUC mediante un convenio de cooperación científica entre el MPE, el OAFA y el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE). Este convenio permitió la participación de científicos argentinos en la integración del instrumento, el desarrollo del software de observación y procesamiento de datos y la realización de trabajos científicos en física solar, Francile [1998], Borda et al. [1999a], Borda et al. [1999b], Stenborg et al. [2002].

El coronógrafo de espejos MICA, propiedad del “Max Planck Institut für Sonnensystemforschung” (MPS) (originalmente “Max Planck Institut für Aeronomie” (MPAe), de Katlenburg-Lindau, Alemania), comenzó a operar en mayo de 1997 en la EACUC por convenio entre el MPAe, el OAFA y el IAFE. Fue construido a partir de la copia de respaldo del Coronógrafo “Large Angle and Spectrometric Coronagraph” (LASCO) C1, Brueckner et al. [1995], desarrollado por el MPAe en conjunto con el “Naval Re-

search Laboratory” (NRL) de EEUU y lanzado al espacio a bordo de la sonda “Solar and Heliospheric Observatory” (SOHO), en diciembre de 1995. El prototipo de este instrumento fue el coronógrafo de espejos “Pic du Midi Coronagraph” (PICO), instalado en el observatorio Pic du Midi, ubicado en los pirineos franceses, Epple and Schwenn [1994], Epple [1997]. El convenio de MICA permitió a científicos argentinos participar de la integración del instrumento y el desarrollo del software de observación y preprocesamiento de imágenes, así como en la producción de artículos científicos, Stenborg et al. [1996], Francile [1997], Stenborg et al. [1997], Stenborg et al. [1999a], Stenborg et al. [1999b], Stenborg et al. [1999c], Stenborg et al. [2002], Mazza et al. [2002], Balmaceda et al. [2003].

Los telescopio HASTA y MICA operan continuamente desde su puesta en operación hasta la fecha en la EACUC, en la precordillera andina, (longitud: $-69,32^\circ$, latitud: $-31,80^\circ$, altitud: 2.463 m), a 50 km al este de la cordillera de los Andes. Este sitio fue elegido para instalar los instrumentos en base a las siguientes particularidades:

- Poca cantidad de observatorios solares en el hemisferio sur en relación con el hemisferio norte.
- Extremadamente baja cantidad de agua precipitada y de humedad en el aire lo que asegura un fondo de cielo diurno oscuro.
- Clima desértico con escasa humedad y vegetación y por lo tanto poca cantidad de nieblas, polen, semillas e insectos voladores, todos ellos causantes de perturbaciones en la observación solar.
- Ausencia de poblaciones humanas o explotaciones comerciales en las cercanías, causantes de polvo en suspensión, humos u otros disturbios atmosféricos debidos a su actividad.

- Ausencia de vientos fuertes, con predominio de vientos suaves.
- Ausencia de tráfico aéreo, civil o militar.
- Buena cantidad de días despejados al año, más de 300.
- Ventana temporal promedio de observación entre 11:30 y 20:30 “universal time” (UT), la cual no es cubierta por otros observatorios durante la mañana y el verano del hemisferio sur, tales como el “National Solar Observatory” (NSO) y el “Big Bear Solar Observatory” (BBSO) de EE.UU.

1.3.2. Objetivos científicos de HASTA y MICA

El telescopio solar HASTA es un instrumento monocromador que registra imágenes de la línea de emisión/absorción $H\alpha$ del Hidrógeno. Su resolución espacial es $\approx 1,2''$ por píxel y su resolución temporal es $\approx 0,5$ seg por imagen. Por lo tanto detecta varios tipos de fenómenos solares que ocurren en la primera porción de la atmósfera solar denominada cromosfera. Esta se extiende aproximadamente entre 500 y 2.000 km de altura sobre la superficie solar (fotosfera) y hasta la denominada región de transición, donde un cambio abrupto en la temperatura y la densidad atmosféricas establece el límite inferior de la denominada corona solar, la cual se extiende hacia el espacio interplanetario. Las temperaturas cromosféricas se sitúan entre 6.000 K y 10.000 K y su componente principal es el Hidrógeno, cuyo transición del estado excitado 3 al 2 es detectada por HASTA. Esto permite visualizar la morfología de la cromosfera y los fenómenos transitorios que en ella se producen con gran detalle. Entonces HASTA constituye un soporte fundamental para el estudio de toda la actividad cromosférica y como complemento de las observaciones de otras regiones de la atmósfera solar visibles en diferentes bandas del espectro electromagnético, Bagalá et al. [1999], Francile et al. [2008].

Su objetivo científico principal es la observación de eventos impulsivos, particularmente las fulguraciones solares. Estas son abrillantamientos intensos que aparecen en regiones solares limitadas y con duraciones de minutos. El diseño original de HASTA prevé dos modos de operación, el modo *Patrulla* y el modo *Fulguración*, Francile [1998]. En el primero, el telescopio adquiere imágenes con una cadencia lenta para el monitoreo de la actividad solar. En el segundo, se adquieren imágenes con una cadencia rápida para registrar con detalle la evolución de los abrillantamientos. El instrumento opera automáticamente, detectando el inicio y final de las fulguraciones en tiempo real, e intercambiando los modos de operación en consecuencia durante la observación. Esto es particularmente adecuado en razón de que la actividad solar es muy variable y el instrumento opera en forma autónoma, sin requerir la presencia permanente de un observador. Además, no se adquieren datos de escaso interés científico y se cuenta con un registro diario de actividad solar como ayuda al científico en la búsqueda de eventos de interés.

En esta configuración del instrumento, otra categoría de fenómenos cromosféricos tales como las prominencias eruptivas, las surges, las OM, la activación de filamentos, el seguimiento de regiones activas, “active region” (AR) y las pulsaciones cuasi-periódicas, entre otros, son observados solo de manera fortuita y muchas veces sin la resolución temporal necesaria para su seguimiento completo, o sin la selección óptima de la banda de paso del filtro $H\alpha$ en relación a un objetivo científico determinado. La experiencia revela que ciertos eventos solares son observados de manera defectuosa debido que el software de operación del instrumento no cuenta con las rutinas necesarias para detectarlos e identificarlos oportunamente, hecho que se pretende subsanar con los resultados de esta tesis.

Como se detallará más adelante, HASTA es particularmente útil para registrar eventos solares distintos de las fulguraciones, especialmente aquellos que ocurren lejos de los sitios donde éstas se producen, los que se propagan por toda la superficie solar o los que

no están relacionados directamente con la ocurrencia de fulguraciones. La observación en disco solar completo es ventajosa frente a la observación restringida a regiones solares ya que permite registrar todos aquellos eventos que ocurren en forma esporádica en sitios alejados de las AR. Cierta tipo de fenómenos oscilatorios cromosféricos son actualmente de interés científico relevante ya que se relacionan con ondas que propagan a nivel coronal, fulguraciones y CME. El origen y evolución de estas perturbaciones así como su relación con la actividad cromosférica, es un tema que actualmente está en debate. En esta tesis se describen los avances conseguidos en mejorar las características instrumentales de HASTA en este sentido.

MICA es un coronógrafo reflector, con un diseño optimizado para observar la corona solar en las cercanías del limbo solar, con una resolución espacial de $\approx 4''$ por píxel y una resolución temporal de ≈ 30 seg por imagen. La corona presenta temperaturas que alcanzan los 2×10^6 K con una densidad muy baja. En estas condiciones los átomos y moléculas se hallan altamente ionizados, produciendo intensas líneas de emisión en las transiciones prohibidas de algunos elementos tales como el Calcio, el Hierro y el Níquel. MICA utiliza filtros monocromadores para resolver particularmente dos de estas líneas, la línea verde del FeXIV y la línea roja del FeX. Sin embargo, estas líneas de emisión son muy tenues comparadas con la luz dispersada en el instrumento y en el cielo diurno. Por lo tanto su detección requiere de técnicas especiales de observación a fin de ocultar el disco solar varios órdenes de magnitud más brillante que la corona y a la vez realizar una sustracción del fondo de cielo. La intensidad de la corona de emisión decae fuertemente lejos del limbo solar, por lo que la relación señal-ruido acota el campo de observación de MICA a las cercanías del Sol. Por otra parte, la observación con MICA es muy sensible a la calidad local de la atmósfera terrestre diurna en lo que respecta a presencia de nubes, polvo u otros aerosoles, lo que restringe la observación a los periodos de muy

buena calidad atmosférica.

La corona solar exhibe características poco homogéneas y altamente variables en el tiempo. Presenta en las cercanías del Sol formaciones muy estructuradas.

Estas estructuras se diluyen lejos del Sol donde la corona está dominada por el viento solar, una emanación continua de gas que está compuesto principalmente de partículas con carga eléctrica tales como electrones, protones e iones pesados.

A menudo aparecen en la corona eventos transitorios con duraciones de minutos a horas, las CME, que se observan como estructuras brillantes de grandes tamaños que se desplazan alejándose de la estrella en dirección radial y a velocidades superiores que la del viento solar. El estudio de su origen y evolución constituye un objetivo científico relevante, dado que son aún desconocidos muchos de los fenómenos físicos en ellas involucrados. Por otra parte, cuando estas estructuras se desplazan en dirección a la Tierra impactan con la magnetosfera terrestre y suelen producir un conjunto de efectos geomagnéticos conocido normalmente como tormentas solares.

El objetivo científico de MICA es el estudio de la morfología de la corona de líneas de emisión y el disparo y la evolución inicial de eventos dinámicos en la baja corona, Stenborg et al. [1999b], Stenborg et al. [1999c]. A partir de su puesta en operación en la EACUC, trabajó en conjunto con el coronógrafo LASCO C1 a bordo de la misión espacial SOHO, completando las observaciones espaciales con alta resolución temporal. LASCO C1 salió de servicio por problemas técnicos en 1998 por lo que MICA complementó las observaciones de los coronógrafos de mayor campo de visión LASCO C2, C3, cuando las condiciones climáticas en la EACUC así lo permitían. Actualmente las misiones espaciales en vuelo, tales como el “Atmospheric Imaging Assembly” (AIA), en el “Solar Dynamics Observatory” (SDO), Pesnell et al. [2012], Lemen et al. [2012] y el “Solar TERrestrial RELations Observatory” (STEREO), Kaiser et al. [2008], han rele-

gado a MICA a complementar las observaciones de estos instrumentos solo en algunos tipos de eventos particulares.

1.4. Objetivos específicos propuestos

A continuación se detallan los objetivos específicos originalmente propuestos para la realización de la presente tesis.

- Estudiar y mejorar las técnicas de observación con el telescopio solar HASTA a fin de registrar de la mejor manera posible OM, las que están directamente relacionadas con las fulguraciones solares y las CME.
- Estudiar y desarrollar técnicas de identificación y análisis de fenómenos oscilatorios en imágenes $H\alpha$ obtenidas con el telescopio solar HASTA, tales como aquellas perturbaciones que se observan propagar en la cromosfera, OM y patrones oscilatorios cuasi-periódicos “quasi-periodic pulsations” (QPP), en las fases de decaimiento de fulguraciones solares. Para cumplir estos objetivos se considera necesario evaluar y minimizar los efectos del ruido en las observaciones ocasionado por las perturbaciones atmosféricas y otros defectos instrumentales. Este objetivo requiere cotejar los resultados experimentales con modelos teóricos ya establecidos a fin de depurar las rutinas de detección y análisis desarrolladas. Estas técnicas se validarán con datos obtenidos de otros telescopios similares.
- Estudiar y desarrollar técnicas de identificación y análisis de fenómenos oscilatorios en imágenes de la corona solar en la línea verde y línea roja obtenidas con el coronógrafo MICA, principalmente en arcos coronales. Dado que estas imágenes son ruidosas debido a la calidad del fondo del cielo al momento de la observación,

se considera necesario implementar técnicas de filtrado de ruido basadas en morfología, entre otras. Este objetivo requiere cotejar los resultados experimentales con los modelos teóricos existentes a fin de depurar las rutinas de detección y análisis desarrolladas. Estas técnicas se validarán con datos de otros coronógrafos.

- Estudiar e implementar un telescopio complementario de HASTA que cuente con un sistema de adquisición de imágenes en luz blanca y en otras líneas cromosféricas intensas, con alta resolución temporal y espacial, a fin de registrar fulguraciones en diferentes regiones del espectro y extender el estudio sistemático de las mismas, así como de otros fenómenos que ocurren a distintas alturas de la atmósfera solar.
- Recolectar el número suficiente de datos de eventos oscilatorios en la atmósfera solar con el fin de correlar eventos observados a niveles cromosféricos y coronales, particularmente OM y CME, y desarrollar rutinas de detección automática de los mismos utilizando técnicas matemáticas combinadas.

1.4.1. Aportes al campo técnico-científico

Los aportes que se pretenden obtener como resultado del presente trabajo son los siguientes:

- Poner a disposición del científico herramientas de procesamiento y análisis de datos para la detección y el análisis de fenómenos oscilatorios en series de imágenes de la cromosfera y la corona solares. El análisis de estos fenómenos se realizará en el marco de la teoría de propagación de ondas en plasmas magnetizados en la aproximación MHD a fin de comprobar experimentalmente los modelos existentes de generación, propagación, atenuación y transporte de energía de estas ondas.

- Implementar herramientas de búsqueda de relaciones causales entre eventos solares de distinto tipo, a fin de mejorar los modelos físicos existentes y posibilitar la clasificación de los mismos.
- Generalizar las herramientas desarrolladas a la búsqueda automática de eventos en bases de datos de observaciones solares.
- Mejorar las capacidades de observación de las facilidades solares de la EACUC con la instalación de detectores adicionales en luz visible, tales como un telescopio complementario de HASTA para el registro fotosférico en luz blanca y en otras líneas cromosféricas con alta resolución temporal y espacial. Los datos obtenibles con estos detectores se complementarán con las herramientas mencionadas en los puntos anteriores.

1.4.2. Metodología

La metodología propuesta originalmente comprende las siguientes fases:

- Estudio detallado de los telescopios solares HASTA y MICA.
- Estudio bibliográfico de modelos teóricos y publicaciones científicas relacionados con la temática del trabajo.
- Estudio de las herramientas matemáticas de análisis con “Fast Fourier Transform” (FFT), wavelet, redes neuronales, topologías de estas últimas y campos de aplicación. Estudio bibliográfico de aplicaciones científicas de estas herramientas relativas a la temática de este trabajo.
- Descripción del problema de búsqueda de periodicidades y OM en series de datos de fulguraciones y definición de los algoritmos para su detección y análisis.

- Aplicación experimental del punto anterior a datos reales de HASTA y otros telescopios. Recolección y selección de datos para validación de los algoritmos definidos en el punto anterior. Tratamiento de ruidos y perturbaciones experimentales. Iteración con el punto anterior hasta alcanzar resultados satisfactorios.
- Descripción del problema de búsqueda de periodicidades en series de datos de formaciones de la corona solar y definición de los algoritmos para su detección y análisis
- Aplicación experimental del punto anterior a datos reales de MICA y otros coronógrafos. Recolección y selección de datos para validación de los algoritmos definidos en el punto anterior. Tratamiento de ruidos y perturbaciones experimentales. Iteración con el punto anterior hasta alcanzar resultados satisfactorios.
- Generalización de las herramientas desarrolladas a la búsqueda automática de eventos en bases de datos de observaciones solares similares.
- Instalación de un detector complementario en luz blanca y en otras líneas cromosféricas diferentes de $H\alpha$, en uno de los telescopios secundarios con que cuenta HASTA. A tal efecto deberán cumplimentarse los siguientes pasos:
 1. Análisis de mercado y selección del detector, óptica adicional y accesorios de hardware necesarios.
 2. Instalación de un telescopio prototipo a fin de evaluar los parámetros de diseño.
 3. Adaptación del software “Interactive Data Language” (IDL) que opera la cámara principal de HASTA para adquirir imágenes de este detector, modos de operación y detección automática de eventos.

4. Adaptación de las rutinas de preprocesamiento del detector principal de HASTA al detector complementario.

- Formulación de Conclusiones
- Elaboración del Informe de tesis

1.5. Contenido de la tesis

Este trabajo de tesis versa sobre los resultados obtenidos en el desarrollo de técnicas de detección y análisis de datos aplicados a eventos de OM cromosféricos, detectables en series temporales de imágenes obtenidas con el telescopio HASTA. Se describen además los avances realizados en el desarrollo del telescopio complementario C-HASTA para la observación fotosférica de fenómenos tales como “white light flares” (WLF) y la observación cromosférica en CaII K, y la aplicación de técnicas de reducción de ruido al coronógrafo MICA. El objetivo general de la tesis es potenciar el desempeño de las facilidades instrumentales con que cuenta la EACUC para la observación de eventos solares que son pertinentes a los temas científicos de actualidad y complementarios con los de los observatorios espaciales.

1.5.1. Organización de la tesis

La redacción de la presente tesis se ha dividido en 7 capítulos y 2 apéndices, los cuales se describen a continuación:

- Capítulo 1: *Introducción*

Trata sobre las motivaciones, los antecedentes, los objetivos y la metodología seguida para el desarrollo de la presente tesis.

- Capítulo 2: *Los telescopios solares HASTA y MICA*

Describe en detalle el estado actual de los instrumentos utilizados para la realización de la tesis y los programas de observación y tratamiento de datos disponibles.

- Capítulo 3: *Eventos solares de interés*

Describe los eventos solares que son de particular interés para la tesis y el estado del arte de la física solar en estos temas.

- Capítulo 4: *Análisis de eventos de onda Moreton con HASTA*

Describe en forma detallada los resultados obtenidos de aplicar las técnicas de procesamiento y análisis de los datos a los eventos de OM del 6 de diciembre de 2006 y 29 de abril de 2014.

- Capítulo 5: *Telescopio Complementario de HASTA*

Describe el diseño del telescopio complementario de HASTA orientado a la observación de WLF y la línea cromosférica de CaII K, el cual está orientado a estudio de distintos aspectos de las fulguraciones y su relación con las OM. Se detallan los filtros y cámara CCD utilizados para su implementación, las observaciones realizadas y el análisis de las perturbaciones atmosféricas presentes en las observaciones.

- Capítulo 6: *Técnicas de remoción de ruidos con el telescopio MICA*

Se describen aquí por su importancia la aplicación de las técnicas de remoción de ruidos de Stenborg and Cobelli [2003], Stenborg et al. [2008], aplicadas a datos de MICA por su autor y su posible aplicación a analizar la evolución de CME y su probable relación con OM. Desafortunadamente MICA sufrió un deterioro repentino de su espejo principal sumado a problemas en el detector CCD en el año 2013, con lo que estos trabajos fueron interrumpidos hasta que puedan llevarse a cabo las reparaciones correspondientes.

- Capítulo 7: *Conclusiones*

Se listan aquí las conclusiones, los aportes de la tesis al campo científico-técnico y recomendaciones para posibles futuros trabajos derivados del desarrollo de la presente tesis.

- Apéndice A: *El Sol*

Se describen las principales características del Sol, desde el interior hasta la corona solar.

- Apéndice B: *Fundamentos de Magnetohidrodinámica, MHD*

Se describen las ecuaciones fundamentales de la MHD y la propagación de ondas y ondas de choque en plasmas magnetizados.

CAPÍTULO 2

Los telescopios solares HASTA y MICA

2.1. El telescopio H α HASTA

El telescopio “H-alpha Solar Telescope for Argentine” (HASTA) dispone de una lente objetivo principal de 110 mm de diámetro con una distancia focal de 1.650 mm, Bagalá et al. [1999], Francile et al. [2008]. Una vista de HASTA se aprecia en la Fig. 2.1 y un esquema óptico del mismo se puede ver en la Fig. 2.2. Este posee un filtro de Lyot-Öhman centrado en la línea de emisión del Hidrógeno de la serie de Balmer H α , en 656,27 nm, con un ancho de banda de 0,03 nm “full width at half maximum” (FWHM) y sintonizable en $\pm 0,11$ nm, el que permite observaciones del disco solar completo en el centro de la línea y en desplazamientos hacia longitudes de onda en dirección al rojo o al azul (referido en la jerga como alas), no simultáneamente. Los desplazamientos típicos del filtro hacia las alas son de $\pm 0,05$ nm en las observaciones de HASTA. Las imágenes se registran actualmente con una cámara “charge-coupled device” (CCD) tipo PCO-1600 monocromática, refrigerada termo-eléctricamente a $-13,5$ °C, con una resolución de 1.280×1.024 píxeles de dimensiones individuales $7,4 \times 7,4$ μm . Esta dispone de 14 bits de rango dinámico y una eficiencia cuántica, “quantum efficiency” (QE), de 30 % para la longitud de onda de H α . La cámara opera con una interfaz a PC de alta velocidad tipo IEEE-1394a. Cada píxel del CCD subtiende un ángulo sólido de $\approx 2''$ por lo que la resolución espacial máxima de HASTA es de $\approx 4''$. Los tiempos de exposición típicos

se encuentran entre 50 y 100 mseg para cubrir un 30 % en promedio del rango dinámico del CCD, en una exposición del disco solar. HASTA dispone de un telescopio auxiliar, el denominado “Solar tracker” (ST) que se encarga de mantener centrado automáticamente el disco solar en el centro del cuadro del CCD del telescopio principal mediante la activación de los motores de calaje fino del telescopio. De esta manera el telescopio opera en forma autónoma durante toda la jornada de observación. Un receptor GPS permite mantener una base de tiempos de precisión. Esto se complementa con un control automático de la cúpula del observatorio, el cual gira la cúpula en pasos de 10° en correspondencia con el azimut solar.

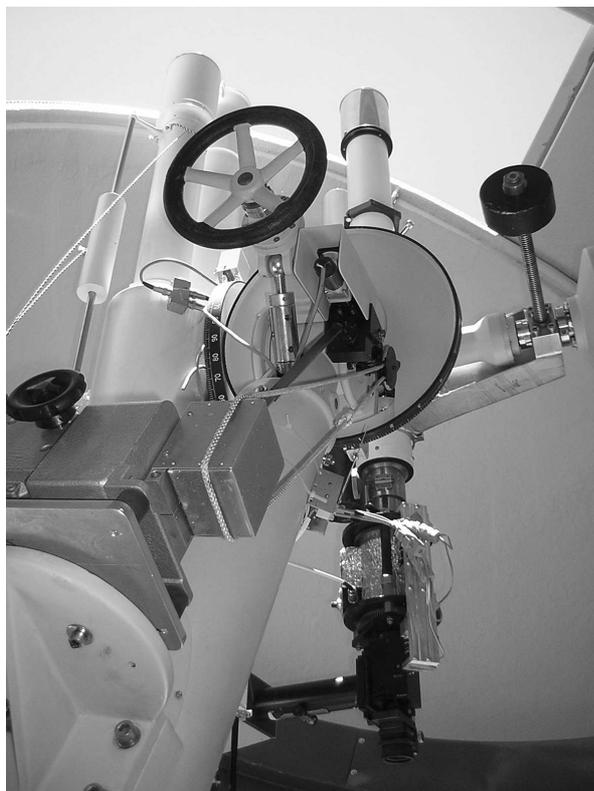


Figura 2.1: Vista del telescopio HASTA en operación.

El software de operación del instrumento, Francile [1998], realizado en lenguaje de programación “Interactive Data Language” (IDL), fue diseñado para operar en dos modos de adquisición de datos como se detalla a continuación :

- Modo *Patrulla* : Se adquieren imágenes en línea central y alas de H α con tiempos típicos entre imágenes de 1 a 5 min, definibles por el usuario. La actividad cromosférica es analizada cada 15 seg y en el caso que ocurra una fulguración en cualquier región del disco solar, se activa el Modo de *alta velocidad* automáticamente.
- Modo de *alta velocidad* o *Fulguración*: Se registran imágenes sólo en línea central de H α , con tiempos típicos entre imágenes definibles por el usuario de 0,5 a 5 seg.

Todos los parámetros de estos modos de operación son seleccionados por el operador.

Las imágenes de HASTA son almacenadas en formato “Flexible Image Transport System” (FITS), Hanisch et al. [2001], que es el estándar utilizado en Astronomía y Física Solar. El formato cuenta con un encabezado (“header”) que en el caso de HASTA responde al esquema estándar de “SolarSoftWare” (SSW) para observaciones solares, Bentley and Freeland [1998]. En el encabezado se describen las calibraciones fotométricas y espaciales realizadas sobre la imagen. Las imágenes obtenidas por el telescopio son rutinariamente almacenadas en formato *raw*, es decir no preprocesadas, con valores de intensidad por píxel expresados en unidades arbitrarias, usualmente referidas como “A/D units” (ADU). En la operación normal de HASTA, además de las imágenes solares, se adquieren diariamente imágenes de calibración, fundamentalmente imágenes para realizar correcciones de campo plano. En la Fig. 2.3 se aprecian tres imágenes *raw* de HASTA, en el centro de la línea y en alas azul y roja.

HASTA trabaja en colaboración con otros países formando parte de una red de observatorios solares. La base de datos de HASTA se aloja en el Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE) y dispone de una página web para obtener imágenes comprimidas en línea y una sinopsis de las observaciones desde el año 2000 hasta la actualidad (<http://www.oafa.fcefn.unsj-cuim.edu.ar/hasta/>). Las imágenes de HASTA son de libre

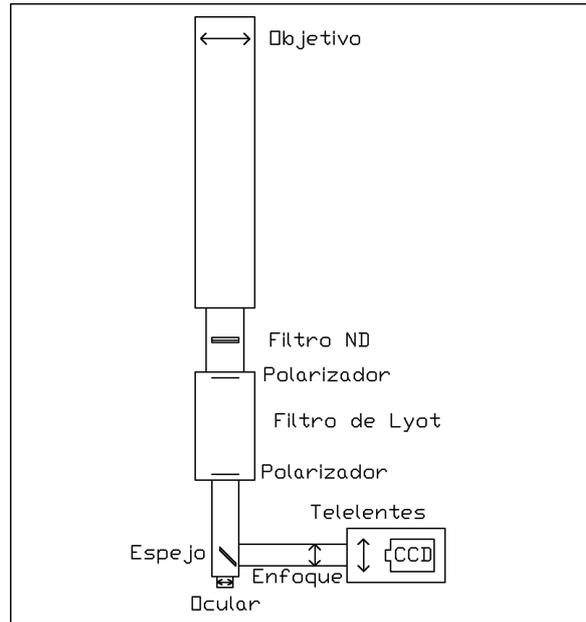


Figura 2.2: Esquema óptico del telescopio HASTA.

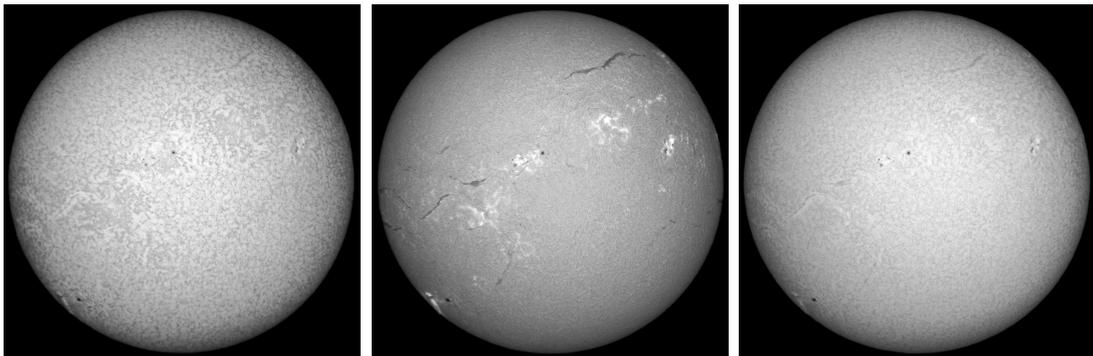


Figura 2.3: Imágenes de HASTA del 13 de marzo de 2014. Izquierda: Ala Roja +0,05 nm, Centro: Centro de Línea, Derecha: Ala Azul -0,05 nm.

disponibilidad para la comunidad científica.

2.1.1. El filtro $H\alpha$ Lyot-Öhman de HASTA

Los filtros $H\alpha$ tipo Lyot-Öhman sintonizables son utilizados principalmente en observaciones solares y deben su nombre a quienes lo desarrollaron en forma independiente, Lyot [1933]. Utiliza placas birrefringentes de cuarzo o calcita, para las cuales el índice de re-

fracción difiere según la dirección de polarización de la luz incidente respecto de ciertos ejes principales, denominados ordinario y extraordinario. Por lo tanto la luz propaga dentro del cristal con distintas velocidades de fase según su dirección de polarización. Para ciertas longitudes de onda λ , la diferencia de longitud de trayectoria óptica dentro de una placa de cristal de un determinado espesor d es un múltiplo entero de λ , lo que hace que se interfieran constructivamente o destructivamente. Esta propiedad se aprovecha para realizar un filtro pasa banda al situar polarizadores a la entrada y salida de la placa de cristal con su dirección de polarización colocada a 45° de los ejes del cristal. Mediante la rotación de los polarizadores se puede sintonizar la banda de paso del filtro. En forma práctica estos filtros se realizan con varias etapas de polarizadores y placas de cristal birrefringente, cada una de la mitad de espesor que la anterior, lo que permite que el conjunto tenga una única banda de paso con un FWHM muy angosto definido por la placa de cristal de mayor espesor.

La transmitancia de una etapa puede expresarse como:

$$T_1 = \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right), \quad (2.1)$$

donde δ corresponde al desfase entre el rayo extraordinario y el ordinario que tiene la expresión:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) d. \quad (2.2)$$

d corresponde al espesor de la placa birrefringente, n_e y n_o corresponden a los índices de refracción extraordinario y ordinario respectivamente, y λ corresponde a la longitud de onda considerada. Superponiendo varias etapas, de forma que la contigua duplique en espesor a la anterior, se obtiene una transmitancia del conjunto con la siguiente

expresión:

$$T = \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos^2\left(\frac{2\delta}{2}\right) \cos^2\left(\frac{4\delta}{2}\right) \dots \cos^2\left(\frac{2^{n-1}\delta}{2}\right). \quad (2.3)$$

En la Fig. 2.4 se aprecia el efecto de superponer seis etapas de cristal birrefringente para construir un filtro $H\alpha$. Los picos de transmitancia no deseados se eliminan colocando delante del arreglo un filtro adicional que los atenúe.

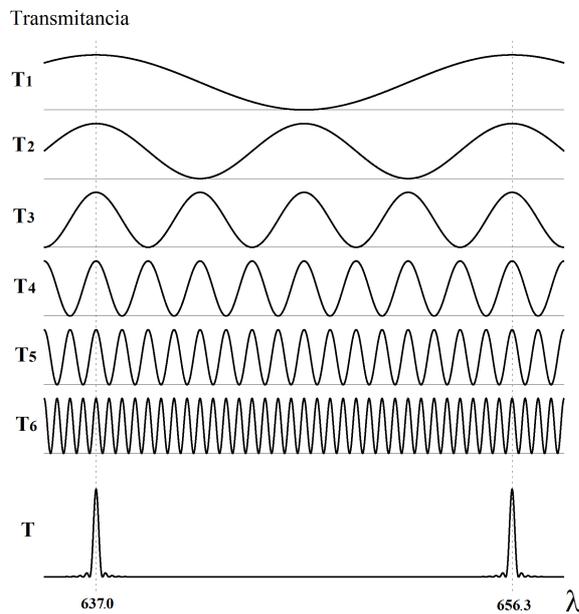


Figura 2.4: Transmitancia de un filtro $H\alpha$ Lyot-Öhman de 6 etapas. T1 corresponde al cristal más delgado y T6 al de mayor espesor.

El filtro de HASTA dispone de sendos polarizadores para su sintonía a la entrada y salida del mismo. Una rotación de 90° en el polarizador de entrada debe ser acompañada de una rotación simultánea de 180° en el mismo sentido del polarizador de salida, lo que corresponde al máximo desplazamiento posible del centro de la banda de paso que es de 0,11 nm. Es así como seleccionando el ángulo de giro y el sentido se puede recorrer completamente la línea de $H\alpha$, desde el ala azul hasta el ala roja. El movimiento de los polarizadores fue automatizado con el agregado de motores paso a paso, los cuales

son controlados por el software operación de HASTA, Francile and Lieb [2004], Francile et al. [2008].

Un inconveniente de los filtros de Lyot-Öhman es su gran sensibilidad a la temperatura ya que para el caso de $H\alpha$ la calcita muestra corrimientos de $\approx -0,04 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$ y el cuarzo de $\approx -0,07 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$. El filtro de HASTA opera en $36,42 \text{ }^\circ\text{C}$ mediante un control de temperatura electrónico estabilizado dentro de la décima de grado.

2.1.2. La cámara CCD de HASTA

La cámara CCD PCO1600 de la firma PCO AG de Alemania, opera en el telescopio principal de HASTA desde el año 2005, reemplazando una cámara anterior de inferiores prestaciones. Su resolución máxima es de 1.600×1.200 píxeles y sus principales especificaciones técnicas se listan en Tabla 2.1. Para las exposiciones de HASTA se utiliza una resolución de 1.280×1.024 píxeles en razón de la compatibilidad con el formato de la cámara CCD original. Cuenta con un sensor CCD Kodak KAI-2001 monocromático de altas prestaciones, con baja corriente de oscuridad, alta velocidad de lectura, protección “antiblooming”, obturador electrónico y píxeles con microlentes para mejorar su sensibilidad. La curva de eficiencia cuántica se muestra en la Fig. 2.5.

La cámara cuenta con una interfaz a PC serie, tipo Firewire400 (IEEE 1394a), la que garantiza un ancho de banda de transferencia de datos de 32 MB seg^{-1} . La cámara admite la reducción de resolución por agrupamiento de píxeles (“binning”) en proporciones de [1,2] horizontalmente y [1,2,4,8] verticalmente. Admite también la adquisición de subregiones de la imagen “region of interest” (ROI) de cualesquiera dimensiones.

Cuenta con una “camera internal memory” (CamRAM) de 512MB que permite velocidades de adquisición de imágenes de 30 “frames per second” (FPS) con almacenamiento en su memoria interna. Esta sirve de almacenamiento temporario hasta que los datos

| Parámetro | Unidades | Rango de medición | PCO1600 |
|--------------------------------|---------------------------|-----------------------------|----------------------------|
| resolución (hor. × ver.) | píxel | normal extendido | 1.600×1.200 1.648×1.214 |
| dimensión del píxel | μm | | 7,4×7,4 |
| formato del sensor diagonal | mm mm ² | modo extendido | 12,2×9,0 15,2 |
| eficiencia cuántica máxima | % | 500 nm (típica) | 55 |
| capacidad de carga del CCD | e ⁻ | | 40.000 |
| rango de linealidad del CCD | e ⁻ | 40 MHz | 40.000 |
| sensor de imagen | | | KAI-2001 |
| rango dinámico máximo | dB | | 70 |
| rango dinámico A/D | bit | | 14 |
| ruido de lectura | e ⁻ rms | 10/40 MHz | 12/21 |
| frecuencia de imágenes | fps | cuadro completo | 30 |
| tasa de barrido de píxel | MHz | | 2×10/2×40 |
| factor de conversión A/D | e ⁻ /cuenta | | 2,1 |
| rango espectral | nm | normal | 320-1000 |
| tiempo de exposición | ns/días | | 500ns - 49d |
| factor antiblooming | | típico | ≥300 |
| defectos cosméticos | % | | 0,01 |
| binning horizontal | píxel | | 1, 2 |
| binning vertical | píxel | | 1, 2, 4, 8 |
| corriente oscura | e ⁻ /píxel seg | 20°C típica -20°C típica | 0,5 0,01 |
| región de interés (ROI) | píxel | hor y ver | 1, 2, 3, 4...n |

Tabla 2.1: Especificaciones técnicas de la cámara CCD PCO1600 de HASTA.

puedan ser transferidos a la PC. CamRAM puede ser dividida hasta en 4 segmentos de tamaño variable. Además del modo de adquisición de imágenes convencional (la imagen se expone y se transfiere a la PC), esta memoria admite otros dos modos de operación, los denominados *Recorder* y *Buffer*. En el primero un segmento de memoria es utilizado como almacenamiento de las imágenes durante su adquisición. Una vez lleno puede detenerse la adquisición o bien continuarse sobrescribiendo a partir de la primera imagen guardada, en forma de anillo. Las imágenes almacenadas en el segmento son transferidas a la PC en un proceso posterior. En el modo *Buffer*, un segmento de memoria es utilizado como almacenamiento transitorio de las imágenes mientras estas son

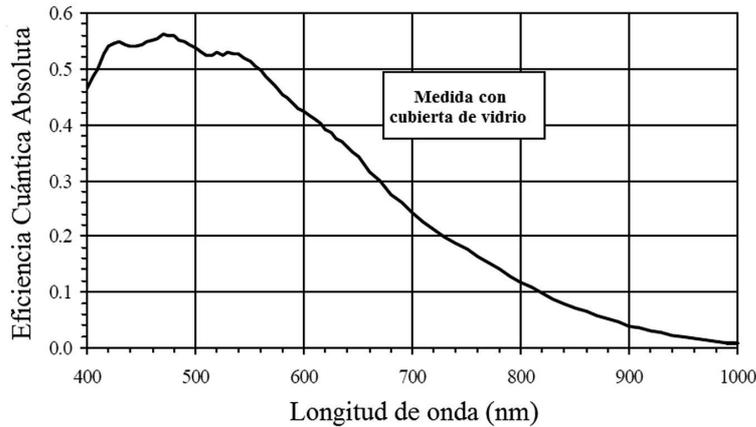


Figura 2.5: Eficiencia cuántica del sensor CCD Kodak KAI-2001 de HASTA.

simultáneamente transferidas a la PC, lo que permite adquirir imágenes a mayor velocidad que la tasa de transferencia cámara-computadora durante un periodo de tiempo extenso. Estos modos de operación pueden utilizarse con ventaja en las observaciones de fulguraciones solares, Leuzzi and Francile [2006], Leuzzi et al. [2009].

El programa de operación del telescopio realizado en lenguaje de programación IDL, accede al control de la cámara y transferencia de datos mediante una interfaz software realizada en lenguaje *C*.

2.1.3. Operación y calibraciones de HASTA

HASTA dispone de una montura ecuatorial tipo alemana motorizada solo en los movimientos finos, por lo que el calaje del telescopio es manual. Cuenta con un motor de seguimiento de velocidad variable acoplado al eje de ascensión recta, el cual está regulado a la velocidad de seguimiento solar.

Una vez calado el telescopio, el ST mantiene al Sol centrado en el campo del CCD. Este telescopio auxiliar es un dispositivo automático que detecta la posición del limbo solar mediante fotodiodos situados en cuatro cuadrantes, orientados en concordancia con el

sistema de coordenadas ecuatoriales. Un circuito electrónico corrige la falta de balance entre los dos fotodiodos opuestos en cada coordenada cuando se supera un cierto umbral, accionando los motores finos correspondientes. El ST corrige los problemas de errores en la velocidad de seguimiento, los desplazamientos diarios de la declinación solar y los defectos de posicionamiento de la montura ecuatorial.

Dado que el ST corrige la posición del telescopio solo cuando se supera un cierto umbral de corrimiento, las fluctuaciones en el seguimiento solar propias del sistema mecánico piñón-corona de ascensión recta y las oscilaciones del telescopio originadas por el viento y las flexiones mecánicas del sistema permanecen y generan ciertos problemas en la observación. Tal es así que si bien los tiempos de exposición típicos de HASTA son cortos (50 mseg), algunas imágenes resultan “borrosas” o “movidas”. La presencia de nubes finas también genera problemas en las correcciones de posición del ST.

El software de operación de HASTA, permite el control de la rutina de observación diaria, Francile [1998], Francile et al. [2008]. Dispone de menús que permiten ajustar todos los parámetros de la observación, tales como el tiempo de exposición de las imágenes en el centro de la línea y alas, la cadencia temporal de imágenes tanto en modo *Patrulla* como en modo *Fulguración*, el orden de la secuencia de imágenes en centro de la línea y alas y el umbral de inicio y final del modo *Fulguración* según el valor instantáneo de un parámetro denominado “factor de fulguración” (FF).

El tiempo de exposición normalmente utilizado es de 50 mseg, el cual representa un nivel de intensidad en el CCD de un 30 % en promedio del nivel máximo de saturación. Este tiempo de exposición es un valor de compromiso entre evitar saturación durante las fulguraciones y una exposición adecuada de las regiones solares tranquilas.

En modo *Patrulla*, el software adquiere imágenes que no son grabadas en disco cada 15 seg, de manera de calcular con cierta frecuencia el FF. Este es un número adimensio-

nal que indica la presencia de abrigantamientos en la imagen, Borda [2001], y que se obtiene a partir de la distribución de intensidades en el histograma de cada imagen, ya que durante las fulguraciones aumenta la cantidad de píxeles de altas intensidades con respecto a los periodos solares tranquilos.

El FF se obtiene de la fórmula:

$$\text{FF} = \frac{I_{\text{MAX}} - I_{\text{AV}}}{3\sigma}. \quad (2.4)$$

donde I_{MAX} corresponde a la magnitud que toman las máximas intensidades en el histograma, I_{AV} a la intensidad promedio en el histograma y σ es la desviación estándar de la distribución de intensidades.

Otro parámetro que se obtiene de cada imagen es el “factor de foco” (FFoc), que es un número adimensional que indica la calidad del foco obtenido a partir de la relación entre las altas y las bajas frecuencias presentes en la imagen, una vez que esta ha sido descompuesta en sus componentes espectrales mediante la “Fast Fourier Transform” (FFT), Cornudella and Francile [2006].

Cuando el FF supera cierto nivel el software inicia el modo *Fulguración* y cuando el FFoc disminuye de cierto rango se inicia la corrección del foco del telescopio. Sin embargo, estos valores que se ven afectados por la presencia de nubes, la calidad de la atmósfera al momento de la observación (“seeing”), el desempeño del ST y las oscilaciones del telescopio lo que origina problemas en la rutina de observación.

La referencia temporal del momento de adquisición de las imágenes en tiempo universal se toma de un receptor GPS que opera permanentemente en el sitio de observación.

El software almacena las imágenes adquiridas localmente en formato FITS. Además, cada media hora se adquieren imágenes comprimidas de referencia “en línea”, las que

son almacenadas en un servidor web para su acceso libre por internet. Al finalizar la jornada de observación, las imágenes *raw* son almacenadas en soporte permanente.

Las calibraciones rutinarias de HASTA consisten en la adquisición diaria de imágenes de campo plano (“flat field”). La corrección de campo plano elimina principalmente los defectos de viñeteado del sistema óptico, además de las inhomogeneidades del detector CCD.

Actualmente estas calibraciones se realizan con el auxilio de un difusor tipo holográfico colocado delante del lente objetivo del telescopio. Dado que requieren de tiempos de exposición muy largos, la obtención de una imagen de campo plano se consigue promediando varias imágenes con tiempos de exposición más cortos, de 5 min cada una. Habitualmente se utilizan entre 3 y 10 imágenes obtenidas con el difusor para obtener una imagen de campo plano, tanto en el centro de la línea de $H\alpha$ como en las posiciones de alas utilizadas durante la rutina de observación de la jornada, Leuzzi and Francile [2007].

Debido a que se debe interrumpir la operación normal del telescopio para adquirir estas imágenes, las que requieren de exposiciones largas, solo se adquieren 3 imágenes diarias de calibración para evitar perder eventos solares de interés. La imagen de campo plano se compone entonces con imágenes de varios días utilizando un proceso especial y el operador del telescopio decide si es conveniente o no interrumpir la observación normal teniendo en cuenta la actividad solar presente. Este proceso de obtención de imágenes de campo plano reemplazó al método sintético basado en el trabajo de Kuhn et al. [1991] que se utilizaba originalmente en HASTA, Borda [2001], el cual no producía resultados satisfactorios en la corrección de las imágenes.

La calibración por corriente oscura no es requerida diariamente como consecuencia de los cortos tiempos de exposición que utiliza HASTA. La imagen de calibración de corriente

oscura es prácticamente una imagen del nivel prefijado de cero del CCD o “bias”, la cual no tiene una variación diaria significativa, por lo que se adquiere solo eventualmente.

Otra calibración requerida para HASTA es el “ángulo de desviación” de la cámara CCD, o rotación instrumental de la imagen respecto de las coordenadas ecuatoriales. Este factor no se calcula diariamente y se determina en base a comparaciones con otros observatorios. Es un factor que fluctúa debido a problemas en la alineación de la montura del telescopio respecto de las coordenadas geográficas y a problemas de flexión del telescopio.

2.1.4. Las rutinas de preprocesamiento de HASTA

HASTA dispone de un software de preprocesamiento de las imágenes *raw* fuera de línea, también realizado en IDL, el cual consta básicamente de 3 niveles de procesamiento:

- *Nivel 0*: Remueve el nivel prefijado de cero (“bias”) y la corriente oscura (“dark current”) del CCD, registra las imágenes centrando el disco solar en el cuadro de la imagen y realiza la rotación del disco solar en base a efemérides solares, de manera de colocar el eje solar alineado con la orientación vertical de la imagen (norte solar arriba y oeste a la derecha del cuadro). Completa además el encabezado de las imágenes con las efemérides solares del momento de la observación y convierte los valores de cada píxel de ADU a *electrones*, Borda [2001].
- *Nivel 1*: Realiza los procesamientos del *Nivel 0* más la corrección por campo plano (“flat field”), Leuzzi and Francile [2007].
- *Nivel 2*: Realiza los procesamientos del *Nivel 1* más la corrección por oscurecimiento al limbo (“dark limb correction”).

En el caso del *Nivel 0*, las correcciones por nivel prefijado de cero y corriente oscura se calculan utilizando la siguiente expresión:

$$I_0(x, y, t_e) = I(x, y, t_e) - (B(x, y, t_0) + D(x, y, t_e)). \quad (2.5)$$

donde $I_0(x, y, t_e)$ es la imagen corregida en *Nivel 0*; $I(x, y, t_e)$ es la imagen sin procesar *raw* obtenida con tiempo de exposición t_e ; $B(x, y, t_0)$ es la imagen de nivel prefijado de cero obtenida sin iluminación incidente (obturador cerrado) y con un tiempo de exposición $t_0 \rightarrow 0$; y $D(x, y, t_e)$ es la imagen de corriente oscura obtenida sin iluminación incidente, con un tiempo de exposición t_e y temperatura del CCD iguales a la de $I(x, y, t_e)$.

La temperatura del CCD es regulada, por lo que se supone constante en todas las exposiciones. Los tiempos de exposición t_e utilizados en HASTA son habitualmente de 50 mseg, con lo que el valor medio de $\overline{D}(x, y, t_e) \approx 0$ y se desprecia para no introducir la componente de ruido contenida en ella. $B(x, y, t_0)$ se reemplaza por su valor medio $\overline{B}(x, y, t_0)$ evitando así introducir ruido en la corrección de *Nivel 0*.

La corrección por campo plano correspondiente al *Nivel 1* se realiza utilizando la siguiente expresión:

$$I_1(x, y, t_e) = \frac{I_0(x, y, t_e)}{I_f(x, y, t_f) - (\overline{B}(x, y, t_0) + D_f(x, y, t_f))} \quad (2.6)$$

donde $I_1(x, y, t_e)$ es la imagen corregida por campo plano; $I_0(x, y)$ es la imagen obtenida en Ec. 2.5; I_f es la imagen de campo plano obtenida con iluminación uniforme y tiempo de exposición t_f ; $\overline{B}(x, y, t_0)$ es el valor medio de la imagen de nivel de cero y $D_f(x, y, t_f)$ es una imagen de corriente oscura obtenida con un tiempo de exposición igual al de I_f . El proceso especial para obtener la imagen de campo plano que se mencionó anteriormente

tiene como salida la expresión completa del denominador de la Ec. 2.6.

El preprocesamiento genera imágenes en un formato adecuado para ser utilizadas por el científico. Los 3 niveles de preprocesamiento permiten al científico contar con las imágenes en grados de procesamiento de acuerdo a su necesidad. El *Nivel 1* es el estándar y el *Nivel 2* incluye el un proceso que no siempre es requerido, pues corrige el efecto de oscurecimiento al limbo estelar, (ver A.1.2). En el caso de HASTA, se utiliza un perfil de ajuste mediante un polinomio de grado 5 basado en el método de Allen [1973], utilizando rutinas de corrección obtenidas de las librerías del SSW.

2.2. El coronógrafo MICA

“Mirror Coronagraph for Argentine” (MICA) es un coronógrafo de espejos ocultado internamente diseñado para observar la corona solar muy cerca del limbo solar, a partir de $1,05 R_{\odot}$, y con un campo de visión FoV que alcanza los $2,0 R_{\odot}$. Proporciona imágenes de la corona en sus líneas de emisión más intensas, estas son la línea verde del FeXIV (14 veces ionizado) en 530,3 nm y la línea roja del FeX (10 veces ionizado) en 637,4 nm. Cuenta con filtros interferenciales para resolver estas líneas y además dispone de un filtro $H\alpha$ (656,3 nm) para seguimiento de protuberancias, Stenborg et al. [1999b], Stenborg [2000]. El diseño del telescopio MICA es similar al del coronógrafo “Large Angle and Spectrometric Coronagraph” (LASCO) C1, a bordo de la sonda espacial “Solar and Heliospheric Observatory” (SOHO), Brueckner et al. [1995], pero a diferencia de MICA, LASCO C1 observa entre $1,1$ y $3,0 R_{\odot}$ y utiliza un interferómetro sintonizable tipo “Fabry-Perot” para resolver las líneas de emisión coronales. En la Fig. 2.6 se aprecia una vista de MICA.

El esquema óptico de MICA se puede observar en la Fig. 2.7. Dispone de un par de espejos parabólicos fuera de eje de distancia focal 750 mm y ≈ 100 mm de diámetro, los

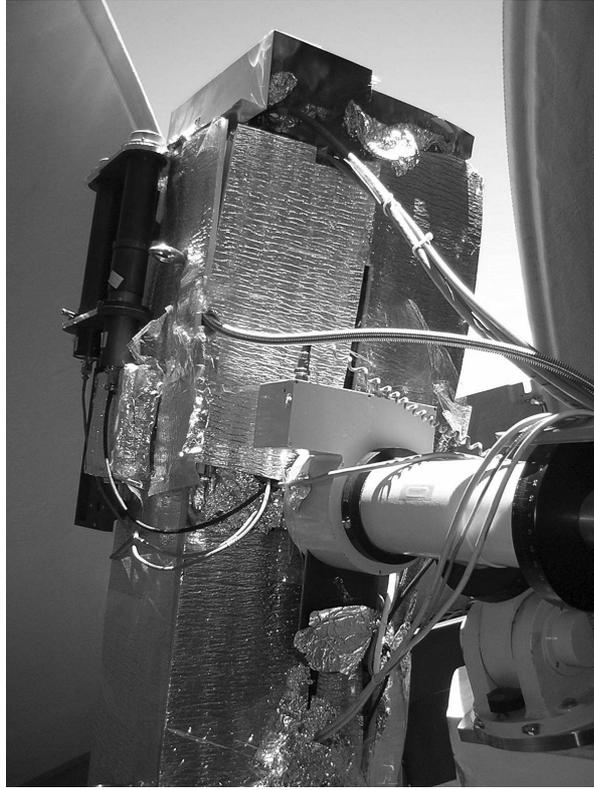


Figura 2.6: Vista del telescopio MICA en operación.

que se refieren como $M1$ y $M3$. En el foco de la parábola que ellos forman se encuentra el espejo $M2$, el cual es esférico y de radio de curvatura 2.422 mm, con un orificio central de 7,68 mm por donde evacua fuera del telescopio el disco solar completo, por lo que actúa en el coronógrafo como ocultador interno.

La luz solar ingresa al telescopio por la abertura $A0$ de 47 mm de diámetro, directamente hacia el espejo objetivo $M1$, el cual refleja el total de la luz que ingresa al espejo de campo $M2$. Este está situado en el foco de $M1$ y elimina fuera del telescopio el disco solar hasta $1,05 R_{\odot}$ y refleja hacia $M3$ la imagen correspondiente a la corona solar. $M3$ es idéntico a $M1$, por lo que dirige la imagen coronal hacia el sistema de filtros y la cámara CCD. Un sistema teleobjetivo enfoca la imagen en el CCD.

En los bordes de $A0$ se produce una importante cantidad de luz dispersada, la cual es bloqueada en el denominado “lyot stop” $A1$, de menor diámetro que $A0$ (40,0 mm).

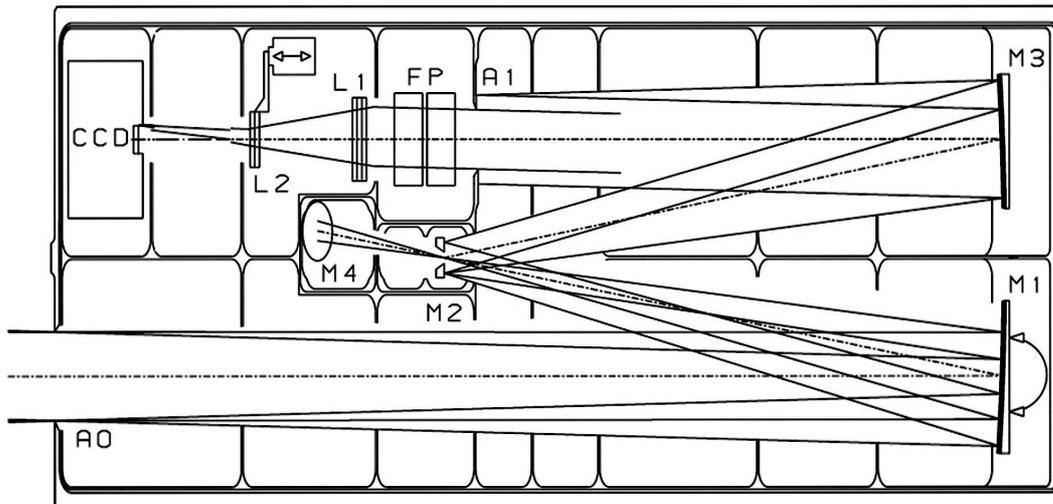


Figura 2.7: Diagrama esquemático del telescopio MICA.

M2 dispone de un semiespejado gradual a partir de su borde interior, el que refleja menos luz en las cercanías del limbo solar para evitar saturar el CCD, ya que las líneas coronales exhiben una caída abrupta de intensidad en dirección radial.

El total de la luz que ingresa al telescopio es reflejada por *M1*, por lo que este espejo debe tener características especiales en cuanto a la rugosidad de su superficie para mantener la luz dispersada dentro del instrumento en valores mínimos y evitar que compita con la luz proveniente de la propia corona solar. Por lo tanto las partículas de polvo depositadas sobre el espejo y cualquier otra falta de homogeneidad son fuentes de ruido en la observación.

Los espejos de MICA fueron construidos por las firmas “Carl Zeiss” y “Reosc” con técnicas especiales denominadas “superpulido”. *M1* y *M3* son de vidrio Zerodur con una rugosidad superficial $\leq 0,2$ nm RMS, con superficie aluminizada y una cubierta protectora de SiO_2 . *M2* se construyó de acero inoxidable aluminizado y también recubierto de SiO_2 . Una vista del espejo *M1* fuera del telescopio se aprecia en la Fig. 2.8.

En adición, una serie de deflectores (“baffles”) se sitúan alrededor de todo el camino



Figura 2.8: Vista del espejo $M1$ de MICA fuera del coronógrafo.

óptico dentro del instrumento, de manera de bloquear parte de la luz dispersada y evitar que esta llegue al detector.

Las imágenes se registran actualmente con una cámara CCD monocromática de la firma “Princeton Instruments”, refrigerada a $-30,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ y con una resolución de 1.280×1.024 píxeles de dimensiones individuales $16 \times 16\ \mu\text{m}$. Esta dispone de 12 bit de rango dinámico y una eficiencia cuántica $\geq 35\%$ para las líneas coronales verde y roja. Cada píxel del CCD subtiende aproximadamente un ángulo sólido de $3,7''$ por lo que la resolución espacial de MICA es de $\approx 8''$, superior a la de LASCO C1 que es de $12''$. Los tiempos de exposición típicos de MICA se encuentran entre 10 y 40 seg. En la Fig. 2.9 se puede apreciar una imagen procesada en la línea coronal verde obtenida por MICA.

MICA cuenta con montura ecuatorial tipo alemana de la firma “Baader Planetarium”, accionada por motores paso a paso y con control de movimientos finos y gruesos. El software de control de MICA acciona la montura mediante un puerto serie RS232. Dispone además de una serie de dispositivos electromecánicos controlados por software para posibilitar la operación completamente automática del telescopio, entre los cuales se cuenta un control automático de la cúpula. Un microcontrolador (MC) interno supervisa

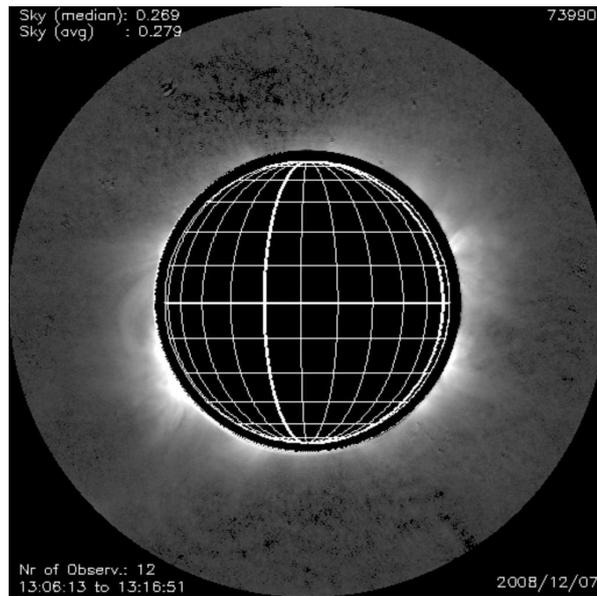


Figura 2.9: Imagen procesada de MICA en la línea verde (530,3 nm) correspondiente al 07 de diciembre de 2008.

algunos de estos dispositivos y se comunica con la PC de control mediante un puerto serie RS232. El software de operación automática de MICA fue realizado en lenguaje de programación IDL, con interfaces en lenguaje C, Francile [1997]. Además MICA comparte el receptor sistema de posicionamiento global (GPS) de HASTA para mantener una base de tiempo de precisión.

La base de datos de MICA se aloja en el IAFE y el Oafa, disponiendo de una página web para obtener imágenes comprimidas en línea, películas diarias y una sinopsis de las observaciones a partir del año 2000 hasta la actualidad, conjuntamente con datos de las condiciones atmosféricas (<http://www.oafa.fcefn.unsj-cuim.edu.ar/mica/>). Las imágenes de MICA son de libre disponibilidad para la comunidad científica.

2.2.1. Los filtros de MICA

MICA cuenta con un conjunto de filtros interferenciales para la observación de la corona de emisión en dos líneas espectrales. Para cada línea dispone de un filtro de banda

angosta, FWHM= 0,15 nm, centrado en la línea a observar y un filtro auxiliar de banda más ancha, FWHM= 1,0 nm, centrado en las cercanías de la línea pero sin incluirla. Por consiguiente, ambos registran el continuo coronal, la luz dispersada en el fondo de cielo y en el instrumento, pero solo el filtro angosto registra además la línea de emisión, por lo que la diferencia entre las imágenes captadas con ambos filtros permite aislar la línea coronal.

Para la observación de protuberancias cuenta con un filtro H α . La emisión en esta línea que corresponde a material cromosférico, es lo suficientemente intensa para resolverla sin necesidad de un filtro auxiliar. La Tabla 2.2 muestra las características de los filtros utilizados por MICA.

Los filtros interferenciales sufren un corrimiento en su banda de paso en función del ángulo del haz de luz incidente respecto del eje óptico. Por lo tanto cada uno de los filtros de MICA exhibe su propia dependencia radial en la banda de paso debido a que los rayos de luz provenientes de la corona solar que los atraviesan no son estrictamente paralelos. Además, los filtros interferenciales exhiben un corrimiento por temperatura, que en el caso de MICA es $k_T \approx 0,0168 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$. Esto hace que sea necesario sintonizar los filtros experimentalmente variando su temperatura de trabajo, con el objeto que su banda de paso nominal esté centrada en la región de la imagen correspondiente a la corona solar a $1,0 R_\odot$.

| Filtro | λ_0 nm | FWHM nm | Transmitancia | Cavidades | Rugosidad |
|----------------|----------------|-----------------|---------------|-----------|--------------------------|
| Línea Verde | 530,3 | $0,15 \pm 0,05$ | 52 % | 1 | $\leq \lambda/4$ en 45mm |
| Continuo Verde | 526,0 | $1,0 \pm 0,2$ | 56 % | 3 | $\leq \lambda/4$ en 25mm |
| Línea Roja | 637,4 | $0,15 \pm 0,05$ | 57 % | 1 | $\leq \lambda/4$ en 45mm |
| Continuo Rojo | 634,0 | $1,0 \pm 0,2$ | 36 % | 3 | $\leq \lambda/4$ en 25mm |
| H α | 656,3 | $0,3 \pm 0,1$ | 42 % | 2 | $\leq \lambda/4$ en 25mm |

Tabla 2.2: Filtros de MICA

Cuenta además con 3 polarizadores orientados a 45° entre sí, López et al. [2008], y un

filtro de densidad neutra ND para realizar calibraciones. En adición, un difusor situado en una puerta abatible en la entrada del coronógrafo permite obtener imágenes de campo plano para realizar calibraciones.

2.2.2. La cámara CCD de MICA

La cámara CCD de la firma “Princeton Instruments” opera con un controlador ST-138, utilizando un conversor A/D de 12 bits de rango dinámico operando a 1 MHz. Cuenta con una con interfaz a PC de alta velocidad tipo TAXI que soporta velocidades de transferencia de hasta 132 MB seg^{-1} . Dispone de detector CCD tipo “Kodak KAF-1300 L”, grado 1, de 1280×1024 píxeles, el cual es enfriado termoeléctricamente a -30°C . La curva de eficiencia cuántica del CCD se aprecia en Fig. 2.10. La cámara dispone de un obturador electromecánico exterior. En la Tabla 2.3 se resumen las principales características técnicas de la cámara CCD de MICA.

| Parámetro | Unidades | Rango de medición | PI ST-138 |
|-------------------------------|------------------------|---------------------|----------------------|
| resolución (hor. x ver.) | píxel | | 1.280×1.024 |
| dimensión del píxel | μm | | 16×16 |
| formato del sensor | mm | | 20×16 |
| eficiencia cuántica máxima | % | 820 nm (típica) | 50 |
| capacidad de carga del CCD | e^- | | 150.000 |
| sensor de imagen | | | KAF-1300 L |
| alinealidad | % | | ≤ 1 |
| rango dinámico A/D | bit | | 12 |
| ruido de lectura | e^-_{rms} | | 55 |
| tasa de barrido de píxel | MHz | | 1 |
| factor de conversión A/D | e^-/cuenta | | 41 |
| rango espectral | nm | con ventana | 400-1080 |
| factor antiblooming | % | | 100 |
| defectos cosméticos (grado 1) | píxel | | ≤ 5 |
| binning (rectangular) | píxel | | 1, 2, 4, 8,... |
| corriente oscura | $e^-/\text{píxel seg}$ | -30°C | 0,9 |

Tabla 2.3: Especificaciones técnicas de la cámara CCD de MICA

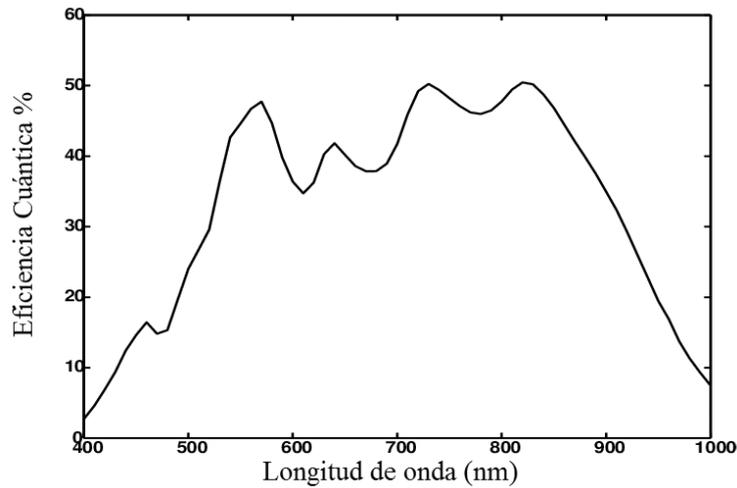


Figura 2.10: Eficiencia cuántica del sensor CCD Kodak KAF-1300 de MICA.

2.2.3. Los dispositivos auxiliares de MICA

La operación automática de MICA requiere que la PC de operación del telescopio controle y acceda a datos de distinto tipo de ciertos dispositivos auxiliares. Algunos de ellos son necesarios para controlar la operación del telescopio y otros para evaluar continuamente las condiciones atmosféricas imperantes durante la observación solar. Estos dispositivos son, a saber:

- Puerta: abre y cierra accionada por un motor paso a paso. En ella se encuentra montado un difusor que se utiliza para realizar calibraciones de campo plano, de manera que la puerta se abre para realizar observaciones y se cierra para realizar calibraciones. Se mantiene cerrada cuando el coronógrafo no está observando, evitando el ingreso de polvo al telescopio. Esta es accionada desde la PC de control por intermedio de un MC.
- Alojamiento de filtros: dispone de alojamiento para 10 filtros/polarizadores los cuales se intercalan en el camino óptico mediante un dispositivo electromecánico.

Estos son accionados desde la PC de control por intermedio de un MC.

- Control de temperatura: dispone de sendos controladores de temperatura para regular la temperatura de la estructura del telescopio y del alojamiento de los filtros, con un error de regulación $\leq 1^\circ\text{C}$. La temperatura de trabajo de los filtros se encuentra en el rango $36^\circ \leq T \leq 42^\circ\text{C}$ y la de la estructura en $\approx 27^\circ\text{C}$. La PC de control regula la temperatura de MICA utilizando líneas digitales mediante un protocolo especial.
- Calaje fino (“fine pointing”): es un dispositivo optoelectrónico que cuenta con 4 fotodiodos situados en 4 cuadrantes en concordancia con las coordenadas ecuatoriales. Este se encuentra acoplado en la salida del orificio de $M2$. Entrega datos analógicos del centrado del telescopio respecto del disco solar. Estos datos son accedido por la PC de control mediante un MC.
- Calaje grueso (“coarse pointing”): es un pequeño telescopio auxiliar montado en paralelo con el telescopio principal, con un FoV de varios diámetros solares, que cuenta con 4 fotodiodos situados en 4 cuadrantes en concordancia con las coordenadas ecuatoriales. Entrega datos digitales SI/NO del centrado del disco solar en los fotodiodos. Estos datos son accedido por la PC de control mediante un MC.
- Detector de cielo (“sky tester”): es un pequeño coronógrafo auxiliar montado en paralelo con el telescopio principal que cubre un ángulo sólido aproximado de $5 R_\odot$. El mismo tiene acoplado un fotodiodo. Entrega datos analógicos de la intensidad luminosa del cielo alrededor del Sol. Valores pequeños de intensidad significan buena calidad de cielo. Este dato es accedido por la PC de control mediante un MC.
- Detector de sol (“sun tester”): es un pequeño telescopio auxiliar de FoV $\approx 2 R_\odot$, montado en paralelo con el telescopio principal y que tiene solo un fotodiodo.

Entrega un valor analógico proporcional al brillo del disco solar que permite establecer la cantidad de nubes presentes al momento de la observación. Valores pequeños de intensidad significan mala calidad de cielo. Este dato es accedido por la PC de control mediante un MC.

- Estación meteorológica: Permite al software de control conocer los datos meteorológicos actuales en la cúpula de MICA. La comunicación entre la PC y la estación meteorológica se establece utilizando un puerto serie RS232.
- Montura ecuatorial: el software de control acciona los movimientos finos y gruesos de la montura, en ascensión recta y declinación, para localizar y centrar al Sol en el FoV del coronógrafo. La comunicación entre la PC y la montura se establece utilizando un puerto serie RS232.
- Control de cúpula: el software de control acciona la cúpula del observatorio, girándola en pasos de 10° en correspondencia con el azimut solar. La PC de control se comunica con el MC que controla la cúpula utilizando líneas digitales y analógicas mediante un protocolo especial.

2.2.4. Operación y calibraciones de MICA

MICA observa automáticamente cuando las condiciones atmosféricas así lo permiten. La secuencia de la observación que ejecuta el software de operación de MICA se puede resumir en los siguientes pasos:

- Ante la apertura de la cúpula por parte del operador del telescopio, se cala el Sol a partir de coordenadas en el horario en que sea visible sobre el horizonte.
- Mediante el telescopio auxiliar de calaje grueso, se dirige el instrumento hacia el Sol.
- Se detectan las condiciones del cielo en la vecindad del Sol mediante el detector de cielo

y el detector de Sol. Si estas son buenas se prosigue con la observación, caso contrario se espera a que mejoren con el telescopio siguiendo al Sol.

- Se abre la puerta de entrada al telescopio y se realiza un calaje fino del Sol centrándolo en el ocultador.

- Comienza la ejecución de un *Programa* de observación, el cual está compuesto de repeticiones de las denominadas *Secuencias*. Estas son definiciones del orden y cantidad de imágenes y calibraciones que se adquieren en cada filtro, bajo la premisa que las condiciones atmosféricas se mantienen estables durante la adquisición de una *Secuencia* completa. El *Programa* de observación y las *Secuencias* son definidos en base a los requerimientos del científico.

- Los *Programas* de observación se ejecutan durante todo el día, en el orden y los horarios preestablecidos, mientras las condiciones atmosféricas lo permitan y el Sol sea visible sobre el horizonte.

- Cuando las condiciones climáticas empeoran, o el operador del telescopio lo decide, se aborta la ejecución del *Programa* de observación y se finaliza la jornada de observación.

Los tiempos de exposición de las imágenes son ajustados a los valores óptimos durante la observación ya que estos dependen de las condiciones atmosféricas. Las imágenes sin procesar o *raw* de MICA son guardadas en disco en formato FITS, conjuntamente con un archivo de intercambio que indica cuales son las imágenes pertenecientes a una misma *Secuencia* observada. Posteriormente, una rutina de tratamiento de las imágenes toma estas *Secuencias* y las procesa individualmente.

Dentro de una *Secuencia* de imágenes, se incluyen siempre imágenes de campo plano adquiridas con el difusor colocado (puerta del telescopio cerrada), tanto para la línea observada como para el continuo de esa línea. Estas imágenes de campo plano son requeridas luego por la rutina de tratamiento de imágenes. Las imágenes de corriente

oscura se adquieren solo eventualmente, ya que el tratamiento de imágenes utiliza una corrección de corriente oscura estimada en base a los tiempos de exposición, suponiendo un crecimiento lineal de las cargas de oscuridad con respecto al tiempo de exposición, un nivel prefijado de cero constante y una temperatura de CCD también constante durante la observación.

2.2.5. El tratamiento de las imágenes de MICA

El tratamiento de las imágenes *raw* de MICA es una rutina de software que permite obtener imágenes procesadas en las cuales la corona solar es visible y factible de analizar. Consiste básicamente en la sustracción de las imágenes del continuo cercano a las correspondientes en el centro de la línea, Epple [1997], Stenborg [2000]. Debido a la variabilidad de la atmósfera terrestre, el tiempo transcurrido entre la adquisición de ambas imágenes debe ser lo más corto posible. Las imágenes de la línea y el continuo que se utilizan en esta sustracción deben haber sido previamente corregidas por corriente oscura y campo plano. Una *Secuencia* de observación contiene todas las imágenes necesarias para este procesamiento, es decir tanto imágenes de la línea coronal y su continuo correspondiente, como de corriente oscura y campo plano. Una *Secuencia* típica es la siguiente:

$$D_{t_0} D_{t_1} L \dots L C L C F_L F_C L \dots L C L C$$

donde L es una imagen de la línea, C es una imagen del continuo cercano a esa línea, $F_L F_C$ son las imágenes de campo plano de la línea y el continuo y D_{t_0}, D_{t_1} son imágenes de corriente oscura obtenidas con dos tiempos de exposición diferentes. La cantidad de repeticiones de L consecutivas depende de los tiempos de exposición involucrados y de la experiencia observacional en lo referente a la variabilidad atmosférica. En general no es mayor de 6, con tiempos de exposición típicos de 40 seg para la línea L y 10 seg para

el continuo C . Como se verá más adelante, las imágenes de corriente oscura D_{t_0} , D_{t_1} no se incluyen normalmente en las *Secuencias*, y solo son adquiridas un par de veces durante la jornada de observación.

El procedimiento de tratamiento para cada imagen de línea obtenida y en una determinada longitud de onda (línea verde 530,3 nm o línea roja 637,4 nm) puede resumirse en la siguiente expresión:

$$I_T(x, y) = \left\{ \gamma_L \cdot \left[\frac{I_L(x, y, t_1) - D(x, y, t_1)}{\xi_L (I_{FL}(x, y, t_2) - D(x, y, t_2))} \right] - \right. \\ \left. - \gamma_C \cdot \left[\frac{I_C(x, y, t_3) - D(x, y, t_3)}{\xi_C (I_{FC}(x, y, t_4) - D(x, y, t_4))} \right] \cdot \beta \right\} f_K \quad (2.7)$$

Donde las imágenes involucradas son las siguientes:

$I_T(x, y)$: imagen tratada.

$I_L(x, y, t_n)$: imagen de la línea.

$I_C(x, y, t_n)$: imagen del continuo.

$I_{FL}(x, y, t_n)$: imagen de campo plano de la línea.

$I_{FC}(x, y, t_n)$: imagen de campo plano del continuo.

$D(x, y, t_n)$: imagen de corriente oscura, la cual incluye el nivel prefijado de cero.

Las imágenes consideradas son arreglos en dos dimensiones (x,y) que dependen del tiempo de exposición t_n involucrado en la adquisición de cada una de ellas.

Los factores de calibración ξ_L y ξ_C se introducen para obtener correcciones de campo plano que sean representativas de la intensidad del centro del disco solar $B_{\odot}(\lambda_i)$, para la longitud de onda observada λ_i , y para las condiciones atmosféricas presentes al momento

de la observación.

Los factores de corrección γ_L y γ_C se introducen para corregir los errores introducidos al adquirir las imágenes de campo plano en momentos diferentes respecto de las imágenes que se quieren corregir y por consiguiente con una transmitancia atmosférica que ha cambiado en ese transcurso. Estos cambios dependen fundamentalmente de la presencia de nubosidad y del coeficiente de extinción atmosférica relacionado con el ángulo de elevación del telescopio. Además, los factores de corrección γ incluyen la diferencia en la media de la intensidad del continuo en la banda de paso de los filtros, que para el caso de la línea verde tiene un valor $\bar{I}_C/\bar{I}_L = 1,0054$. El factor de escala β es un coeficiente de corrección adicional debido a cierta intensidad residual de luz de cielo que resulta al sustraer las imágenes del continuo de las de la línea.

En este proceso, las imágenes de campo plano son utilizadas no sólo para la corrección de campo plano propiamente dicha, es decir como corrección de las ganancias individuales de los píxeles del detector y problemas ópticos del telescopio, sino también como fuente de calibración de las imágenes tratadas, al referir las intensidades coronales a la del centro del disco solar.

El factor de normalización f_K corrige la dependencia con la temperatura del perfil de transmitancia de los filtros interferenciales utilizados. Esta corrección tiene además en cuenta el perfil de la línea coronal involucrada, ya que esta sufre ensanchamientos y deformaciones originados en varios factores, entre los cuales se pueden citar el ensanchamiento “natural” debido al tiempo de vida limitado de los estados excitados del plasma coronal, y el ensanchamiento por “presión” originado en colisiones en el plasma. En una aproximación gaussiana tanto para los perfiles de transmisión del filtro y de la línea, el factor f_K puede expresarse como:

$$f_K = 2,616(T - 36^\circ C)^2 + 3,767 \quad (2.8)$$

donde T corresponde a la temperatura de trabajo de los filtros en grados Celsius.

Bajo la suposición que la temperatura del detector CCD es regulada y se mantiene constante, la intensidad registrada en las imágenes de corriente oscura $D(x, y, t_n)$ se puede asumir, en primera aproximación, como proporcional al tiempo de exposición t_n más el agregado de una constante debida al nivel prefijado de cero $B(x, y, t_0)$ y un cierto nivel de ruido $e_D(x, y)$, constituido fundamentalmente por ruido térmico. A fin de evitar exponer imágenes de corriente oscura frecuentemente, lo cual significa pérdida de tiempo de observación, en MICA se toman eventualmente solo dos imágenes de corriente oscura durante la jornada de observación, una con tiempo de exposición $t_0 \rightarrow 0$, $D(x, y, t_0)$, la que se puede asumir igual al nivel prefijado de cero, $B(x, y, t_0)$, y otra con tiempo de exposición $t_1 \neq 0$, $D(x, y, t_1)$.

En el procesamiento de MICA se construyen entonces imágenes sintéticas de corriente oscura media, $\bar{D}(x, y, t_n)$, a partir de estas dos imágenes adquiridas, calculadas para el tiempo de exposición correspondiente a las exposiciones de imágenes de líneas, de continuos y de campos planos. Esto tiene como ventaja el no introducir el ruido $e_D(x, y)$ múltiples veces en el proceso de tratamiento.

La imagen de corriente oscura media calculada para un tiempo de exposición t_j se obtiene como:

$$\bar{D}(x, y, t_j) = m t_j + \bar{B} \quad (2.9)$$

donde

$$\bar{B} = \bar{D}(x, y, t_0) \quad (2.10)$$

y

$$m = \frac{[\bar{D}(x, y, t_1) - \bar{D}(x, y, t_0)]}{t_1 - t_0} \quad (2.11)$$

El tratamiento de imágenes de MICA resumido en la Ec. 2.7 adolece de varias limitaciones o fuentes de errores en la observación coronal, las que se detallan a continuación:

Limitaciones instrumentales:

- No existe simultaneidad de la adquisición de imágenes de línea, continuo y campo plano.
- Existe una variabilidad de la respuesta del instrumento frente a diferentes longitudes de onda.
- El difusor no produce imágenes de campo plano perfectas.
- Los tiempos de exposición son relativamente largos.
- La luz dispersada internamente en el telescopio es variable a mediano plazo debido a la acumulación de polvo.
- Existen defectos de guiado del telescopio, por lo que las imágenes no se superponen exactamente en el tratamiento.

- Existen defectos en el posicionamiento de los filtros, por lo que las imágenes no se superponen exactamente en el tratamiento.

Limitaciones físicas:

- El continuo solar es diferente para cada longitud de onda y no es constante en el tiempo.
- Existen estructuras coronales en movimiento con corrimiento en la banda de emisión por efecto Doppler.

Limitaciones Atmosféricas:

- Los efectos de las turbulencias atmosféricas generan un valor de “seeing” elevado y que varía permanentemente.
- Existen múltiples fuentes de ruido permanentemente cambiantes en la línea de visión del coronógrafo, tales como nubes finas (cirros), insectos, semillas, partículas en suspensión y humedad.

CAPÍTULO 3

Eventos solares de interés

3.1. Las fulguraciones solares

Las fulguraciones solares son emisiones repentinas e intensas de radiación durante lapsos de minutos, Benz [2008], observables como un aumento de intensidad en regiones no muy extensas de la atmósfera solar. Se observan en un amplio rango de intensidades y en todas las longitudes de onda, desde ondas de radio decamétricas hasta rayos gama en 100 MeV. Pueden ocurrir en cualquier lugar del Sol con diferente grado de intensidad, en regiones activas, “active region” (AR), zonas de penumbra, o en los límites de la red magnética sobre regiones tranquilas, o aún en el interior de la red cromosférica. Las fulguraciones más comunes están asociadas siempre a AR y a la presencia de manchas solares. Mientras más compleja es la configuración local de manchas, más probable es la ocurrencia de estos eventos. En el rango de luz visible aparecen como intensos incrementos repentinos de la intensidad en líneas espectrales tales como $H\alpha$. Son aún más marcados los incrementos en la emisión en el “Extreme ultraviolet radiation” (EUV) y en rayos X blandos, Tandberg-Hanssen and Emslie [1988].

Las fulguraciones son fenómenos bastante frecuentes, sobre todo durante el máximo del ciclo solar donde pueden ocurrir unas 30 - 40 en un día. Durante el mínimo solar pueden transcurrir semanas sin ocurrir fulguraciones de importancia.

La liberación de energía durante una fulguración puede llegar a ser tan grande como 1×10^{26} J, mientras que la temperatura del plasma en la zona de ocurrencia puede

alcanzar 7×10^7 K, que es aún más alta que la temperatura en el centro del Sol. Además del calentamiento localizado del plasma de la atmósfera solar, se aceleran electrones, protones e iones pesados a velocidades cercanas a la de la luz.

Las fulguraciones pueden ocurrir aisladamente, u ocurrir de manera relacionada entre unas y otras, tal es el caso de las denominadas simpatéticas y homólogas. En las primeras, la ocurrencia secuencial de eventos sugiere algún tipo de interrelación entre ellas, probablemente una interconexión magnética. En el caso de las homólogas, ocurren en forma secuencial con intervalos de horas, en el mismo sitio y bajo similares condiciones de entorno, lo que hace suponer que su generación se debe exclusivamente a una configuración especial de la AR que se mantiene en el tiempo.

3.1.1. Clasificación de las fulguraciones

Debido al amplio rango de energías y topologías que exhiben las fulguraciones, se las agrupa y/o clasifica de diversas maneras. La clasificación más antigua de las fulguraciones se realiza en base a observaciones en luz visible, específicamente en imágenes adquiridas en la línea de $H\alpha$, donde es visible un aumento considerable del brillo sobre una cierta área cromosférica, Leuzzi et al. [2007]. Se toma como parámetro para clasificarlas al valor del área cubierta por el abrillantamiento, corregida por efectos de proyección sobre la esfera solar, valor al que se le asigna un número o una letra. A esto se le agrega una letra minúscula que indica en forma cualitativa el incremento de intensidad alcanzado según tres categorías: *f* por débil, *n* por normal, *b* por brillante. En la Tabla 3.1 superior se detalla esta clasificación.

La clasificación más utilizada actualmente se basa en determinaciones de la energía liberada en rayos X blandos. Las fulguraciones se clasifican en clases A, B, C, M o X de acuerdo con el flujo pico de rayos X blandos en la banda de longitudes de onda de 0,1 a 0,8

nm tal como lo determina el satélite “Geostationary Operational Environmental Satellite” (GOES) de “National Oceanographic and Atmospheric Administration” (NOAA), Estados Unidos. El flujo se mide en $[W] [m]^{-2}$ y cada clase indica un flujo diez veces mayor que la anterior. Dentro de cada clase, se agrega un índice numérico lineal que va del 1 a 9, es decir que una fulguración clasificada como X2 tiene el doble de potencia que una X1. En la Tabla 3.1 inferior se detalla esta clasificación.

| Clasificación según $H\alpha$ | | | | |
|-------------------------------|----------------------------|---------------------|-----------|--------------|
| Área corregida | | Intensidad relativa | | |
| Grados cuadrados | Millonésimas de Semiesfera | Débil(f) | Normal(n) | Brillante(b) |
| < 2,06 | < 100 | Sf | Sn | Sb |
| 2,06-5,15 | 100-250 | 1f | 1n | 1b |
| 5,15-12,4 | 250-600 | 2f | 2n | 2b |
| 12,4-24,7 | 600-1200 | 3f | 3n | 3b |
| > 24,7 | > 1200 | 4f | 4n | 4b |

| Clasificación según rayos X blandos (flujo en el rango 0,1nm-0,8nm) | |
|---|-------|
| Flujo ($W m^{-2}$) | Clase |
| 10^{-8} | A |
| 10^{-7} | B |
| 10^{-6} | C |
| 10^{-5} | M |
| 10^{-4} | X |

Tabla 3.1: Clasificación de las fulguraciones según $H\alpha$ y rayos X blandos.

Según su morfología, se las suele distinguir entre fulguraciones de dos cintas y fulguraciones compactas. Las primeras por lo general están asociadas a la erupción de filamentos en las vecindades de las AR y son de mayor intensidad y extensión que las compactas, Stix [2004]. Exhiben dos cintas brillantes paralelas, “flare ribbons”, visibles en $H\alpha$, UV y EUV, que se separan a medida que evoluciona la fulguración, las que están unidas por un conjunto de bucles magnéticos cuasi paralelos que se denomina arcada. Las emisiones ocurren en esta arcada de bucles que aparece luego del inicio de la fulguración, a lo largo de la posición donde se ubica el filamento y con los bucles individuales orientados más o menos perpendiculares al eje del mismo. Las emisiones también provienen

de los pies de estos bucles, “footpoints”, que forman las dos cintas brillantes a ambos lados del filamento. El filamento puede quedar confinado o romperse, escapando hacia la corona y constituyendo una CME.

Las fulguraciones compactas son de menor intensidad, quedan confinadas en bucles magnéticos pequeños en la baja corona y su extensión se limita a la del plasma contenido en el bucle. En rayos X blandos, se las suele distinguir como de tipo puntual, de bucles compactos, o con sistemas de bucles grandes y difusos.

Las emisiones en rayos X suaves tienen rangos de energía entre 1 y 10 keV y principalmente se originan en la radiación térmica de electrones a altas temperaturas. Los rayos X duros entre 10 y 100 keV provienen de la radiación no térmica producida por los electrones acelerados a velocidades cercanas a la de la luz. El espectro de rayos X blandos tiene una forma exponencial, mientras que el espectro de rayos X duros no térmicos muestra un comportamiento de ley de potencias. En ambos casos, el mecanismo de radiación dominante es el de frenado o “bremsstrahlung” producto de las colisiones de los electrones que se desplazan entre los protones e iones constituyentes del plasma presente en el ambiente local.

Algunos autores clasifican a las fulguraciones en tres tipos según sean sus emisiones en rayos X, Tandberg-Hanssen and Emslie [1988]:

- Tipo *A*: térmicas, con plasma muy caliente ($T \approx 50 \times 10^6$ K) y evolución suavemente variable. Son pequeñas, compactas y ocurren en bajas alturas.
- Tipo *B*: impulsivas, con plasma confinado en bucles magnéticos grandes y cizallados. Producen picos impulsivos o ráfagas. Se consideran no térmicas.
- Tipo *C*: graduales o eventos de larga duración, con perfiles de emisión de rayos X que varían gradualmente y son prolongados en el tiempo. Ocurren a alturas elevadas, de $\approx 5 \times 10^4$ km. Se consideran no térmicas.

3.1.2. Evolución temporal de las fulguraciones

Las fulguraciones exhiben una evolución temporal diferenciada para distintas longitudes de onda como se puede apreciar en el esquema de la Fig. 3.1. Esta evolución temporal se divide en tres fases de características diferentes, Benz [2008]:

- Fase prefulguración: se observa en la mayoría pero no en todos los eventos. En esta fase el plasma coronal de la región de la fulguración se calienta lentamente, proceso que es visible en rayos X blandos y EUV. Dura unos pocos minutos.
- Fase impulsiva: en ella se libera la mayor parte de la energía involucrada en el evento y dura entre 3 y 10 min. Consta usualmente de varios picos de emisión en microondas, EUV y rayos X duros, de duraciones entre 1 y 10 seg. Un gran número de electrones e iones se aceleran a altas energías y aparece emisión de rayos X duros en los puntos de pie de los arcos magnéticos involucrados en la fulguración. Algunas partículas de alta energía quedan atrapadas en los campos magnéticos y producen emisiones intensas en bandas de radio. Las emisiones térmicas de rayos X y $H\alpha$ alcanzan su máximo después de la fase impulsiva y suelen aparecer pulsaciones de ondas de radio decimétricas. Al abrupto aumento en la intensidad y ensanche de la línea $H\alpha$ se le suele denominar fase de “flash”, proceso que dura entre 5 y 20 min. La fase de “flash” coincide en parte con la fase impulsiva.
- Fase de decaimiento: es un periodo en el que se observa una disminución de las emisiones en todas las longitudes de onda y puede durar entre 30 min y varias horas. En ella el plasma coronal vuelve lentamente a su estado normal, con excepción de la alta corona a alturas mayores de $1,2 R_{\odot}$, donde la reconfiguración de los campos magnéticos y las ondas de choque generadas durante la fulguración continúan acelerando partículas a altas energías que producen emisiones de radio de tipo métricas.

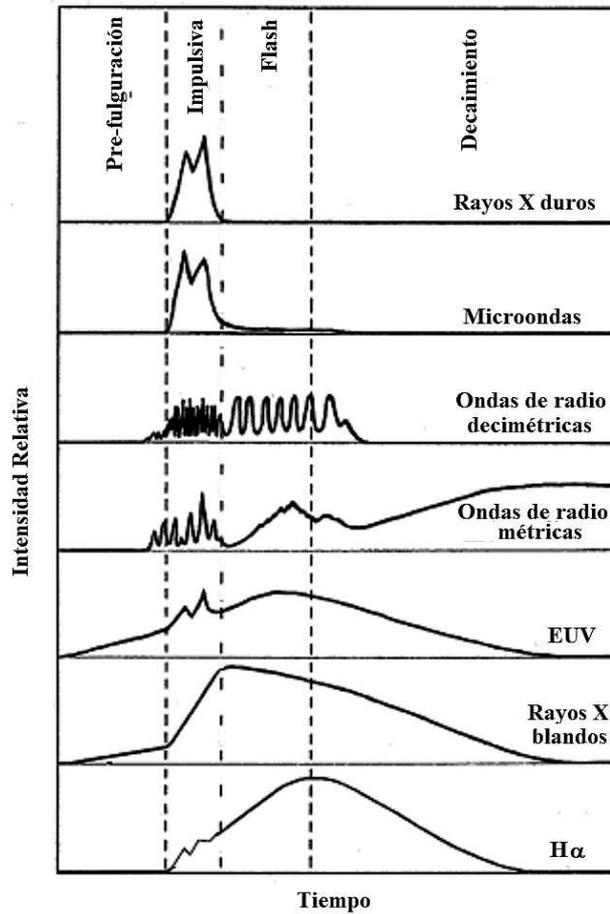


Figura 3.1: Fases de la evolución temporal de las fulguraciones en diferentes longitudes de onda (de Benz [2008]).

3.1.3. Emisión en rayos X y ondas de radio durante fulguraciones

Las emisiones durante una fulguración provienen normalmente de la corona y la cromosfera, pero en los eventos más intensos también provienen del calentamiento de la fotosfera. A estas se las denomina fulguraciones en luz blanca, “white light flares” (WLF).

Las observaciones en rayos X y ondas de radio proveen información de los sitios donde es liberada la energía durante una fulguración, Foukal [2004]. En rayos X blandos se

observa que la liberación inicial de energía se produce en arcos magnéticos cerrados, o en arcadas. Estos arcos cruzan la línea neutra de una AR conectando puntos fotosféricos de polaridades opuestas. En la fase impulsiva, los núcleos de plasma más calientes, entre 10×10^6 K y 20×10^6 K, se ubican cerca del centro de los arcos magnéticos, con densidades de plasma del orden de $n = 10^7 \text{ m}^{-3}$. La energía de los pulsos de rayos X duros que aparecen en esta fase indicaría temperaturas del orden de 10^9 K si el proceso de generación fuese térmico. Los rayos X duros provienen mayormente de los puntos de pie de los arcos magnéticos visibles en $H\alpha$ y rayos X blandos (cintas de fulguración), aunque también se detectan en regiones coronales tipo cúspide a alturas de 50 Mm o mayores. La mayor emisión de rayos X duros aparece luego de la fase impulsiva.

Las emisiones en EUV provienen habitualmente de plasma cromosférico evaporado, mostrando las estructuras coronales por las cuales fluye este plasma.

En ondas de radio las fulguraciones producen una secuencia de ráfagas en distintas frecuencias producidas por los electrones en movimiento en el plasma magnetizado. Estas son de distintos tipos:

- Tipo I: Son tormentas de ruido de larga duración (horas o días) que ocurren sobre las AR. Representan las oscilaciones de plasma originadas en la excitación de electrones por reconexiones magnéticas continuas.
- Tipo II: ocurren mayormente en fulguraciones intensas y se interpretan como emisiones de plasma debidas a ondas de choque con velocidades de hasta $1.000 \text{ km seg}^{-1}$ generadas durante la fulguración y que se expanden a partir de la AR. Estas suelen persistir durante tiempos prolongados.
- Tipo III: ocurren por periodos cortos en un amplio rango de frecuencias y están correlacionadas con la fase impulsiva y las ráfagas de rayos X duros. Son las más

comunes y se detectan ya en la fase prefulguración. Se originan en los chorros de electrones acelerados a altas energías en las AR, los cuales generan oscilaciones de plasma. Estos electrones tienen velocidades de 10^4 a 10^5 km seg^{-1} en un rango de energías de 10 a 100 keV y pueden propagarse desde la baja corona hacia el espacio interplanetario por líneas de campo magnético abiertas. La frecuencia de estas emisiones es directamente proporcional a la densidad del plasma que emite, por lo que en estas ráfagas las altas frecuencias se originan en la baja corona.

- Tipo IV: son emisiones del continuo en un amplio ancho de banda, producidas por emisiones girasincrotrónicas de partículas no térmicas las cuales han sido acelerados por la fulguración y están atrapadas en los campos magnéticos presentes en plasmoides o en bucles coronales. Cuando se originan en una CME o bucles magnéticos en expansión, son emisiones de fuente móvil.
- Tipo V: son emisiones del continuo que aparecen eventualmente luego de las Tipo III. Se suponen provenientes de las ondas de plasma que producirían los chorros de electrones que generan las ráfagas tipo III.
- Microondas: son emisiones de hasta cientos de GHz producidas por radiación sincrotrónica de electrones en plasmas extremadamente calientes o electrones relativistas no térmicos. Aparecen en coincidencia con las emisiones de rayos X.

La Fig. 3.2 muestra la aparición secuencial típica de las ráfagas de ondas de radio en diferentes longitudes de onda durante una fulguración.

3.1.4. Modelos de fulguraciones

Actualmente se acepta que la enorme cantidad de energía liberada durante una fulguración tiene origen magnético. Esta energía puede estar acumulada en configuraciones

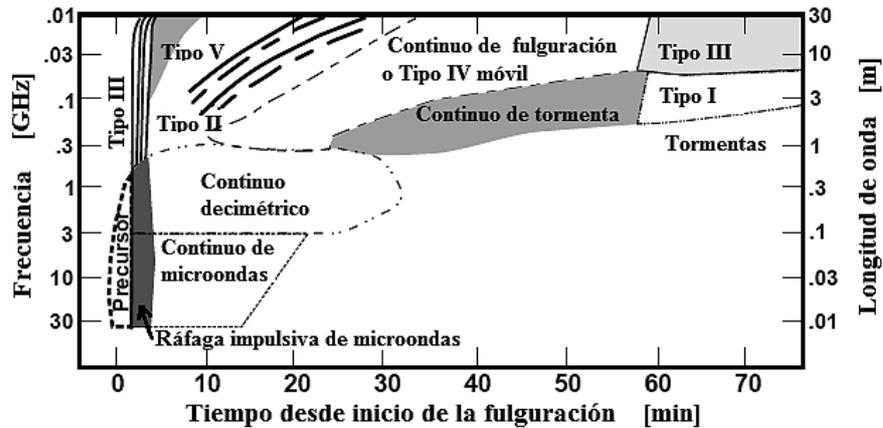


Figura 3.2: Espectro en ondas de radio de una fulguración (de Benz [2008]).

estables de los campos y en hojas de corriente a nivel coronal. Un proceso de inestabilidad en la configuración magnética libera energía mediante una reconexión magnética y la configuración evoluciona hacia una topología más estable. La energía es liberada en forma de corrientes que producen calentamiento del plasma y aceleración de partículas, Aschwanden [2005].

Las fulguraciones más importantes ocurren en AR que exhiben una configuración δ , es decir, una región con polaridades magnéticas opuestas que muestra un conjunto de arcos magnéticos agrupados en forma de arcada, los que abarcan una región donde la componente de campo longitudinal sobre la fotosfera es nula, la que se denomina “línea neutra” o “línea de inversión de campo”.

El campo magnético en la zona de fulguración se encuentra siempre fuertemente torcido, configuración que almacena grandes cantidades de energía. Previo al inicio de una fulguración, es normal la aparición de nuevo flujo magnético ascendiendo desde la fotosfera. Esto parecería ser un desencadenante de la liberación de energía magnética en forma impulsiva.

El sitio preferencial para la ocurrencia de una fulguración es la línea que separa los

diferentes sistemas de arcos magnéticos, donde se forma una hoja de corriente, o en una estructura coronal en forma de cúspide. También hay evidencia de fulguraciones relacionadas con campos magnéticos de formas helicoidales y configuraciones magnéticas inestables.

La secuencia de procesos que ocurren en una fulguración es la siguiente, Benz [2008]:

La energía se libera en la corona en una reconexión de campos magnéticos. El proceso no solo calienta el plasma en la región de reconexión a temperaturas muy elevadas sino que también acelera eficientemente electrones a altas energías, desde ≈ 20 keV hasta varias decenas de MeV. El proceso de reconexión magnética también puede tener lugar en el interior del Sol o en la baja atmósfera solar.

La energía se propaga desde la corona hacia la cromosfera lo largo de un bucle magnético, por procesos de conducción térmica o chorros de partículas no térmicas, dependiendo de cada fulguración y su particular fase impulsiva. El material de la cromosfera donde impactan los chorros de partículas aceleradas se calienta a $T \approx 10^7$ K y se expande moviéndose hacia la corona en un proceso de ablación cromosférica. El movimiento de plasma hacia arriba llena los arcos coronales existentes, los cuales se expanden. Este proceso puede finalizar aquí o ser parte de una desestabilización mucho mayor en la corona, cuando el confinamiento magnético de una parte considerable de la corona se rompe. Entonces toda una región coronal se expande y es expulsada hacia el espacio interplanetario por las fuerzas magnéticas, constituyendo una CME. No obstante esto, el proceso de eyección de una CME es en general independiente del de una fulguración.

Existen numerosos modelos de fulguración, los que en general proponen topologías de campo magnético capaces de producir diferentes tipos de reconexiones magnéticas en regiones coronales, mediante la existencia de componentes de campo opuestas y cercanas y por lo tanto hojas de corriente, Tandberg-Hanssen and Emslie [1988]. El modelo

de fulguración más aceptado corresponde al “modelo estándar”, también denominado “modelo CSHKP”, sigla derivada de los autores que lo fueron desarrollando en sus comienzos, (Carmichael [1964]; Sturrock [1966]; Hirayama [1974]; Kopp and Pneuman [1976]).

En la Fig. 3.3 se muestra un esquema de este modelo tomado de Lin [2004]. En este esquema, la energía es liberada mediante una reconexión sobre un bucle magnético coronal. Los rayos X duros y las ondas de radio más intensas provienen de partículas no térmicas aceleradas a altas energías en esta región de reconexión. Estos chorros de partículas inciden sobre el bucle coronal y por él precipitan hacia la cromosfera conjuntamente con frentes de conducción térmica en el plasma. Este bucle irradia rayos X suaves cuando se calienta.

Un segundo proceso de calentamiento ocurre en los pies del bucle magnético, producido por la pérdida de energía de las partículas que impactan en la cromosfera. Este proceso puede atribuirse a calentamiento según modelos “no térmicos” o “thick target”, o por conducción térmica de ondas acústicas-iónicas según un modelo “térmico disipativo”, Tandberg-Hanssen and Emslie [1988]. De los pies del bucle provienen emisiones de rayos X blandos y eventualmente rayos X duros, cuando el plasma cromosférico se calientan y evapora.

El material cromosférico evaporado llena el bucle magnético, momento en el que aparece la mayor parte de las emisiones observables. Estas provienen de este plasma más denso y caliente dentro del bucle, mayormente en las bandas de $H\alpha$, UV y rayos X blandos. Estas emisiones se observan superpuestas a distintas alturas coronales.

El punto de reconexión magnética inicial gana altura a medida que transcurre el tiempo, con lo que los pies de los arcos magnéticos se van separando a medida que progresa la fulguración y la evaporación cromosférica es visible en diferentes bucles que se van

superponiendo unos a otros. Luego que la fulguración llega a un máximo de emisión en las distintas bandas observables, sobreviene un proceso de enfriamiento general de la región involucrada, durante el cual son mayormente visibles los denominados arcos posfulguración. Cuando la temperatura desciende por debajo de cierto umbral, sobreviene un proceso de colapso de los arcos posfulguración y el plasma dentro de los arcos desciende rápidamente a la cromosfera, Benz [2008].

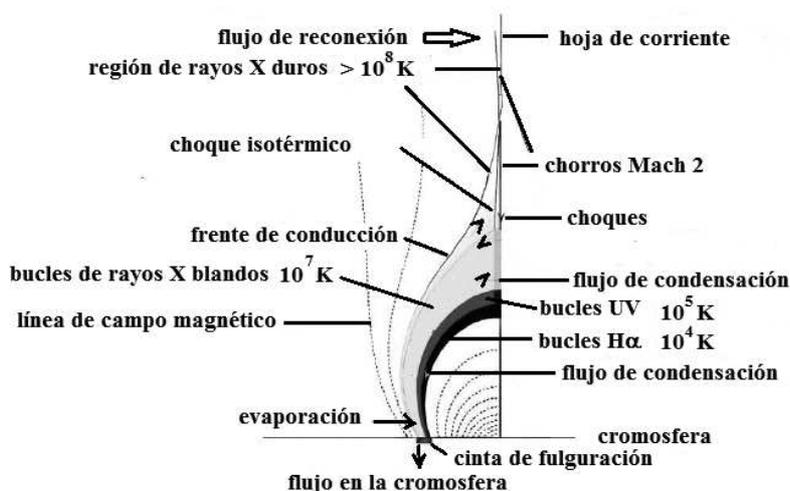


Figura 3.3: Esquema del modelo estándar o CSHKP (de Forbes and Acton [1996], Lin [2004]).

El modelo de fulguración estándar fue luego ampliado por varios autores, Švestka and Cliver [1992], Shibata et al. [1995], con la incorporación de la eyección de un filamento. Este se denomina “modelo unificado” y da cuenta de las fulguraciones eruptivas. En este modelo, la reconexión magnética que dispara la fulguración es inducida por la elevación de un plasmóide, es decir, una estructura de plasma confinado por un campo cerrado en dos dimensiones, o por un tubo de flujo con torsión helicoidal en tres dimensiones. El modelo unificado continuó desarrollándose con los trabajos de Forbes and Acton [1996], Tsuneta [1997], Lin and Forbes [2000], Lin [2004] y su análisis mediante simulaciones numéricas MHD en los trabajos de Mikic and Linker [1994], Magara et al. [1996], Chen and Shibata [2000]. A este modelo también se lo denomina “modelo de

cancelación de flujo” o “modelo de catástrofe”.

El modelo unificado propone un mecanismo de generación de fulguraciones a partir de las eyecciones de plasmoides o cuerdas de flujo. La energía liberada no proviene del plasmoides en erupción ya que este se eleva con una velocidad relativamente baja, sino que actúa como disparador de la reconexión magnética y por consiguiente de la fulguración. La energía proviene del campo magnético alrededor de la hoja de corriente y del plasmoides. El modelo propone que la fase impulsiva de la fulguración corresponde a la fase inicial de la eyección del plasmoides, el que se eleva con velocidades entre 50 y 400 km seg^{-1} . La eyección del plasmoides es un proceso generado externamente al de la fulguración.

Según se observa en el esquema de la Fig. 3.4, la eyección del plasmoides induce un fuerte flujo de plasma entrante por debajo de este, con una velocidad similar a la del plasmoides. Este flujo dispara una reconexión magnética en el punto donde impacta con los arcos magnéticos que sustentan al plasmoides, Magara et al. [1996]. La cuerda de flujo del plasmoides está conectada a la fotosfera, pero en un sitio diferente de donde se sustenta el bucle coronal subyacente, el cual es equivalente al del modelo CSHKP.

Desde el punto de reconexión, dos chorros de partículas de alta velocidad salen en direcciones opuestas. El chorro hacia abajo choca con la parte superior del bucle magnético, produciendo una onda de choque MHD de modo rápido, lo que genera una región de plasma muy caliente y electrones de alta energía. Este proceso no se produce en el chorro en dirección hacia arriba debido a la baja densidad de esta región.

Según este modelo, el hecho que la fulguración generada sea de tipo impulsivo o tipo gradual dependerá de la velocidad del flujo de plasma entrante hacia el punto X en la etapa desencadenante de la reconexión. Una velocidad mayor produciría un proceso más rápido de reconexión, generando un chorro de partículas hacia abajo más energético y

por lo tanto un choque MHD a mayor altura del bucle magnético, haciendo que las emisiones sean de tipo no térmicas. Una fulguración de tipo gradual permite que el choque del chorro de partículas se produzca en el bucle coronal, donde la densidad es mayor producto de la evaporación cromosférica, generando emisiones predominantemente térmicas.

La cuerda de flujo del plasmóide actúa como un pistón comprimiendo el campo por debajo y forzando al plasma hacia la hoja de corriente en el punto X, generando una reconexión explosiva. Los roles de este plasmóide en una fulguración serían los de inhibir la reconexión en momentos previos a la fulguración permitiendo que la configuración magnética almacene energía, e inducir un fuerte flujo entrante en la zona de reconexión en el momento que este se eyecta.

Los autores del modelo sugieren que es aplicable no solamente a las fulguraciones eruptivas o de dos cintas, sino también a las confinadas, dependiendo de si los campos magnéticos son abiertos o no. Además se aplicaría a las fulguraciones de pequeña escala, las cuales tienen propiedades comunes con este esquema. Sin embargo, el modelo unificado no puede dar cuenta de muchos de los eventos observados.

En el modelo existen varias topologías posibles de reconexión magnética y varios mecanismos probables de aceleración de electrones y de transporte de energía desde la corona a la cromosfera, los cuales están actualmente en estudio y debate.

Existe una variedad de modelos de reconexión, los cuales se pueden dividir entre 2D y 3D. En 2D las topologías posibles incluyen líneas de campo cerradas y abiertas, además de configuraciones bipolares, tripolares y cuadrupolares, según modelos clásicos o turbulentos, Aschwanden [2002]. En 3D el número de topologías posibles es todavía mayor y las reconexiones magnéticas pueden ocurrir con puntos de campos nulos o sin ellos. Solo algunas han podido ser identificadas observacionalmente, Fletcher et al. [2001], DesJar-

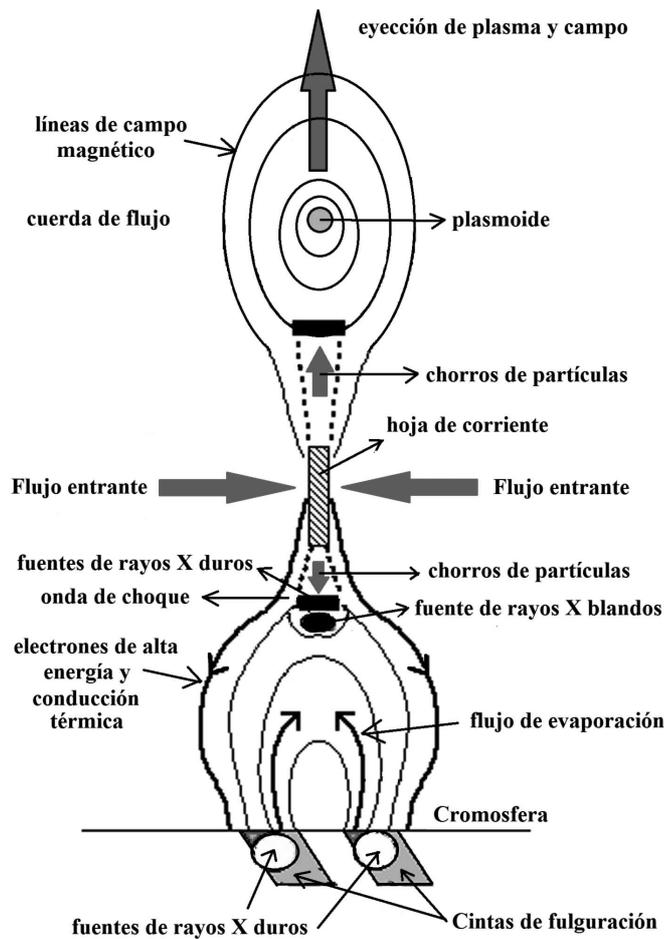


Figura 3.4: Esquema del “modelo unificado” de fulguración (de Lin [2004]).

dins et al. [2009].

Los probables mecanismos de aceleración de partículas en la zona de reconexión son: aceleración por campos eléctricos continuos, aceleración estocástica y aceleración por ondas de choque, Aschwanden [2002]. Otros autores proponen la aceleración por ondas de Alfvén, Fletcher and Hudson [2008].

La altura de la región de reconexión magnética se estima entre ≈ 5.000 y 50.000 km y su extensión vertical entre ≈ 100 y 1.000 km, Aschwanden [2002], con una altura de los bucles de fulguración entre ≈ 5.000 y 35.000 km, típicamente 10.000 a 12.000 km. El tope de estos bucles magnéticos es el sitio de aceleración y radiación térmica primaria.

Las fuentes de rayos X duros se sitúan entre 800 y 1.700 km sobre la fotosfera mientras que el pico de emisión EUV se sitúa en ≈ 3.000 km de altura, Battaglia and Kontar [2011].

3.1.5. Energías en las fulguraciones

La energía involucrada en todo el proceso de una fulguración tiene múltiples componentes. La energía primaria proviene de los campos magnéticos, donde es almacenada y luego liberada por reconexión. Existe una energía intermedia que está involucrada en los procesos de aceleración de partículas y calentamiento térmico y una energía liberada en las etapas finales del proceso mediante radiación electromagnética y energía cinética involucrada en eyecciones de plasma. Los modelos de reconexión magnética indican que la energía magnética se reparte primariamente entre calentamiento óhmico y movimiento de fluido por partes iguales, es decir calor, partículas aceleradas no térmicas, ondas y movimiento de plasma, Benz [2008].

La fase impulsiva de las fulguraciones contiene la mayor parte de la energía total irradiada, Fletcher et al. [2011]. Las observaciones indican que las porciones del espectro de luz blanca e infrarroja dominan respecto del UV y los rayos X, tomando un 77% del total de la energía. La radiación en rayos X blandos a partir de 1,5 keV contendría menos del 10% de la energía total radiada.

La determinación observacional de las energías liberadas en todo el proceso de una fulguración es dificultosa y solo se ha podido obtener en unos pocos eventos observados.

A modo de referencia, en la Tabla 3.2 se listan las energías determinadas en dos fulguraciones de clase X del año 2002, Fletcher et al. [2011], incluidas las eyecciones coronales de masa (CME) asociadas a estos eventos. Se observa que las energías involucradas en

la eyección de una CME son comparables a la suma de la energía radiada y la de las partículas de altas energías durante una fulguración.

| | 21 de Abril de 2002 | 23 de Julio de 2002 |
|---------------------------------------|---------------------|---------------------|
| Energía primaria magnética | $10^{25,3}$ J | $10^{25,3}$ J |
| Fulguración: Energías intermedias | | |
| Electrones ($> E_{\min}$) | $10^{24,3}$ J | $10^{24,3}$ J |
| Iones (> 1 MeV nucleón $^{-1}$) | $< 10^{24,6}$ J | $10^{24,9}$ J |
| Plasma térmico ($T > 5$ MK) | $10^{24,1}$ J | $10^{23,4}$ J |
| Fulguración: energía radiante | | |
| de GOES | $10^{24,3}$ J | $10^{24,0}$ J |
| asumiendo $L_{\text{total}}/LX = 100$ | $10^{25,2}$ J | $10^{25,2}$ J |
| CME | | |
| Energía cinética | $10^{25,3}$ J | $10^{25,3}$ J |
| Energía gravitatoria y potencial | $10^{23,7}$ J | $10^{24,1}$ J |
| Energía de partículas a 1 UA | $10^{24,5}$ J | $< 10^{23}$ J |

Tabla 3.2: Energías de dos fulguraciones clase X (de Fletcher et al. [2011]).

Por otra parte, algunos autores utilizaron simulaciones numéricas para estudiar el modelo de fulguración estándar, Shibata [2005], obteniendo relaciones entre algunos parámetros involucrados en el modelado. Yokoyama and Shibata [2001] encontraron la siguiente ley para obtener la temperatura en el tope de un bucle coronal T durante una fulguración:

$$T \approx 10^7 K \left(\frac{|\mathbf{B}|}{50} \right)^{6/7} \left(\frac{L}{10^9} \right)^{2/7} \left(\frac{n_0}{10^9} \right)^{-1/7} \quad (3.1)$$

donde \mathbf{B} es la intensidad de campo magnético expresada en Gauss, L es la longitud del bucle reconectado expresada en cm y n_0 es la densidad de electrones previa a la ocurrencia de la fulguración expresada en cm^{-3} , o:

$$T \approx \left(\frac{B^3 L}{2\pi\kappa_0\sqrt{2\pi\rho}} \right)^{2/7} \quad (3.2)$$

donde ρ es la densidad coronal y κ_0 es el coeficiente de conducción de calor ($\kappa_0 \approx 10^{-6}$) en unidades cgs, Aschwanden [2005].

La liberación de energía magnética se puede describir como variable linealmente en el tiempo mediante la siguiente expresión:

$$\left| \frac{dE_m}{dt} \right| \approx \frac{B^2}{4\pi} V_{in} c_A t \approx \frac{B^2}{4\pi} 0,1 c_A^2 t \quad (3.3)$$

donde E_m es la energía magnética, V_{in} es la velocidad del flujo entrante en la región de reconexión, c_A es la velocidad de Alfvén y t es el tiempo, Yokoyama and Shibata [2001].

3.2. Las fulguraciones en luz blanca.

Las fulguraciones en luz blanca, “white light flares” (WLF), fueron descubiertas por Carrington [1859] y Hodgson [1859]. Son eventos transitorios de corta duración visibles como abrillantamientos de pequeños núcleos en el continuo fotosférico, asociados normalmente a fulguraciones muy energéticas, con niveles de rayos X blandos, rayos X duros y radiación ultravioleta (UV) muy elevados, Neidig and Cliver [1983].

Su observación es rara y dificultosa, debido a que el incremento del continuo fotosférico durante una fulguración se produce en núcleos compactos, a menudo de tamaños angulares de 3” o menores. Se ubican generalmente en AR, cerca de manchas solares y presentan incrementos pequeños de la luminosidad con respecto de la emisión fotosférica normal. Estas emisiones transitorias de duraciones variables, usualmente entre 2 y 3 min, compiten con las fluctuaciones fotosféricas normales originadas en los movimientos convectivos de la granulación y las oscilaciones fotosféricas de 5 min, Potts et al. [2010].

Se han obtenido observaciones de WLF desde observatorios en tierra solo en contados

eventos, Hudson et al. [2010], debido en general a malas condiciones atmosféricas durante su observación y a la baja resolución espacial y temporal de los telescopios utilizados. En los últimos años también se han observado eventos WLF desde el espacio y en forma combinada con telescopios en tierra, Xu et al. [2006], Isobe et al. [2007].

Las observaciones espaciales, sin las limitaciones instrumentales de la atmósfera terrestre (TRACE, Yohkoh, Hinode) han permitido extender las observaciones de WLF a eventos menos energéticos. Recientemente y mediante observaciones desde tierra en el “Swedish Solar Telescope” (SST), utilizando técnicas especiales que incluyen la utilización de óptica adaptativa en conjunto con algoritmos de reconstrucción de imágenes Jess et al. [2008], se han podido observar WLF en fulguraciones por debajo de clase C2,0.

Kretzschmar [2011] sugiere que la mayoría de las fulguraciones de clase C a X presentan emisión en el continuo fotosférico y Jess et al. [2008] afirma que todas las fulguraciones presentan emisión en luz blanca, solo que no se pueden resolver con los telescopios actuales.

La importancia de la observación de WLF radica en que el aumento de la irradiancia durante una fulguración está dominado por la emisión en luz visible e infrarroja (77 % del total), mientras que el aumento de emisión en rayos X y UV es solamente alrededor de un 23 % del total. Esto ocurre aún durante la fase impulsiva de la fulguración, Potts et al. [2010]. Por lo tanto, un adecuado estudio de las energías involucradas en este tipo de eventos requiere de mediciones precisas en todas las bandas del espectro electromagnético, principalmente en luz visible e infrarroja, Benz [2008].

La distribución espectral de los WLF no se conoce detalladamente, Hudson et al. [2010] y se utilizan observaciones en determinadas bandas del espectro como indicadores de la emisión total. En observaciones espaciales con el instrumento “Solar Optical Telescope” (SOT) a bordo de Hinode, se toma la banda G en 430 nm (0,18 nm FWHM) como

indicador del incremento total de emisión en luz blanca, Isobe et al. [2007].

Uno de los aspectos controversiales de los WLF es la naturaleza y el origen de la emisión en el continuo. Algunos autores sugieren que el incremento en las emisiones preferentemente en el azul debe su origen a la ionización de átomos de H, seguido de recombinaciones de Balmer. Otros en cambio sugieren que los iones H^- son la fuente de la radiación en niveles fotosféricos más profundos, Tandberg-Hanssen and Emslie [1988].

La presencia de emisión en las series de Balmer y Paschen indica que el fenómeno involucra niveles cromosféricos y capas fotosféricas superiores, Neidig [1989]. La marcada correlación con las emisiones en rayos X duros, Matthews et al. [2003], Metcalf et al. [2003], sugiere que la energía depositada en la parte superior cromosférica es transportada hacia alturas inferiores por radiación y los WLF no serían diferentes de las fulguraciones ordinarias en las cuales no se observan emisiones en luz blanca.

Benz [2008] indica que las emisiones en luz blanca y rayos X blandos no son la forma de liberación inicial de energía en una fulguración, sino que estas corresponden a una etapa posterior originada en choques de chorros de electrones acelerados a altas energías (10-100 keV) en el proceso de reconexión magnética que da origen a la fulguración. Otros autores han sugerido que también los protones energizados intervienen en la emisión de los WLF, pero la marcada correlación con la emisión de rayos X duros favorece la hipótesis de que los electrones son los responsables de la emisión en luz blanca. Tampoco los iones acelerados a altas energías (> 30 MeV) son candidatos a producir los WLF debido a que en algunos eventos se ha observado que su precipitación ocurre separadamente de la de los electrones, Hurford et al. [2006].

En el modelo de fulguración estándar (sección 3.1.4), la energía se libera a partir de reconexiones de campos magnéticos en regiones pertenecientes a la corona solar, lugar donde son acelerados los electrones. Estos descienden por los arcos magnéticos hacia

zonas más densas de la atmósfera solar donde impactan con las partículas presentes en el plasma, produciendo radiación de frenado en un modelo de colisiones “thick target”. Esta radiación se produce en los puntos de los pies de los bucles magnéticos que sustentan las cintas de fulguración y se observa en casi todas las longitudes de onda de las bandas de rayos X y radio. Estudios de la energía involucrada en los WLF han indicado que la energía necesaria para alimentar la emisión fotosférica es similar a la energía total transportada por el haz de electrones, tal como propone Metcalf et al. [2003].

El modelo estándar presenta varios aspectos que en la actualidad no están del todo claros, algunos de los cuales se podrían dilucidar con el estudio sistemático de WLF. Principalmente existen dos cuestiones no resueltas, la altura de formación y el mecanismo de generación de la radiación emitida en los WLF. Este modelo asume que los electrones no pierden energía en choques en la corona por su baja densidad, por lo que rápidamente penetran en la cromosfera, lugar donde sí colisionan y adquieren energía térmica liberando radiación de frenado. Se requiere de un proceso muy eficiente de conversión de energía magnética en cinética para producir esos chorros de electrones acelerados no térmicos, proceso que no es completamente comprendido en la actualidad, Krucker et al. [2011]. Si se supone que los electrones producen la emisión en luz blanca, no está claro como las cintas de fulguración visibles en rayos X duros, que se supone se originan en la cromosfera, se relacionan con las fuentes de emisión de luz blanca que se espera se originen a alturas más bajas en la fotosfera.

En los eventos de pequeña escala con energías < 20 keV, el haz de electrones no podría penetrar más abajo de la parte superior de la cromosfera, por lo que algunos autores proponen un mecanismo de transporte de energía térmico hacia la fotosfera denominado “back warming”, Machado et al. [1989].

Por otra parte, son interesantes de estudiar las fases de decaimiento de los WLF ya que estas son independientes de los procesos de aceleración iniciales y las emisiones en luz

blanca deberían tener un tiempo de decaimiento similar en todos los eventos, Krucker et al. [2011].

3.3. La línea cromosférica CaII K

El perfil de emisión-absorción de la línea cromosférica CaII K centrada en 393,37 nm se muestra en la Fig. 3.5. La parte inferior de la curva muestra el comportamiento típico de la línea en regiones solares tranquilas y la parte superior refleja el comportamiento en regiones donde hay actividad cromosférica y existe un considerable aumento de la emisión. Ambas curvas presentan una delgada región de absorción en su parte central.

Se suelen agregar los índices 1, 2, 3, para indicar distintas regiones del perfil de CaII K. De esta manera K1 se refiere a una porción lateral de la línea de absorción, K2 a las regiones de emisión más centrales y K3 a la zona de la delgada línea de absorción del centro como se observa en la Fig. 3.5. Suelen además agregarse a estos índices las letras R y V para indicar si se trata del ala violeta o el ala roja de la región a la cual se está refiriendo.

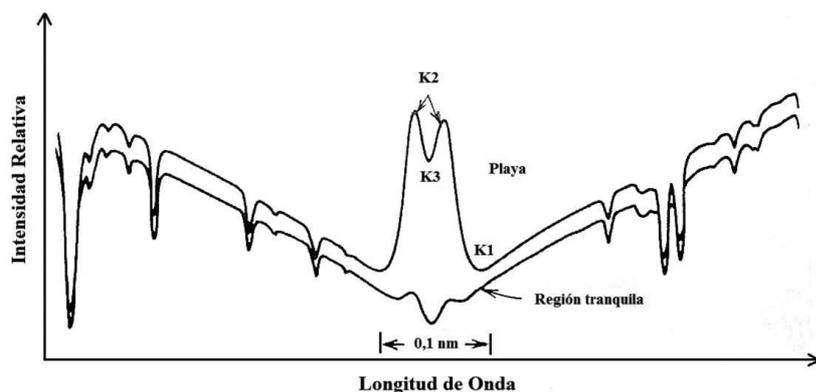


Figura 3.5: Perfil de la línea CaII K mostrando el comportamiento para una región tranquila (inferior) y una región con actividad cromosférica (superior) (de Foukal [2004]).

La línea CaII K es muy sensible a la presencia de campos magnéticos, de manera que la

absorción de esta línea en inversamente proporcional al campo magnético presente en la región que le da origen. Esto es válido para campos moderados, cosa que no ocurre para las manchas solares y regiones donde hay presencia de campos magnéticos muy intensos.

En base al modelo cromosférico de Sol tranquilo VAL-F, Vernazza et al. [1981], la altura de formación de las bandas K1, K2 y K3 cubre prácticamente toda la cromosfera. K1 y K2 cubren alturas inferiores al centro de línea de $H\alpha$ (entre 500 y 1.000 km aproximadamente) y K3 se sitúa alrededor de 1.800 km. Esto se puede apreciar en el gráfico de la Fig. 3.6, donde se muestra la temperatura cromosférica en función de la altura según el modelo VAL-F y la altura de formación de las diferentes líneas cromosféricas.

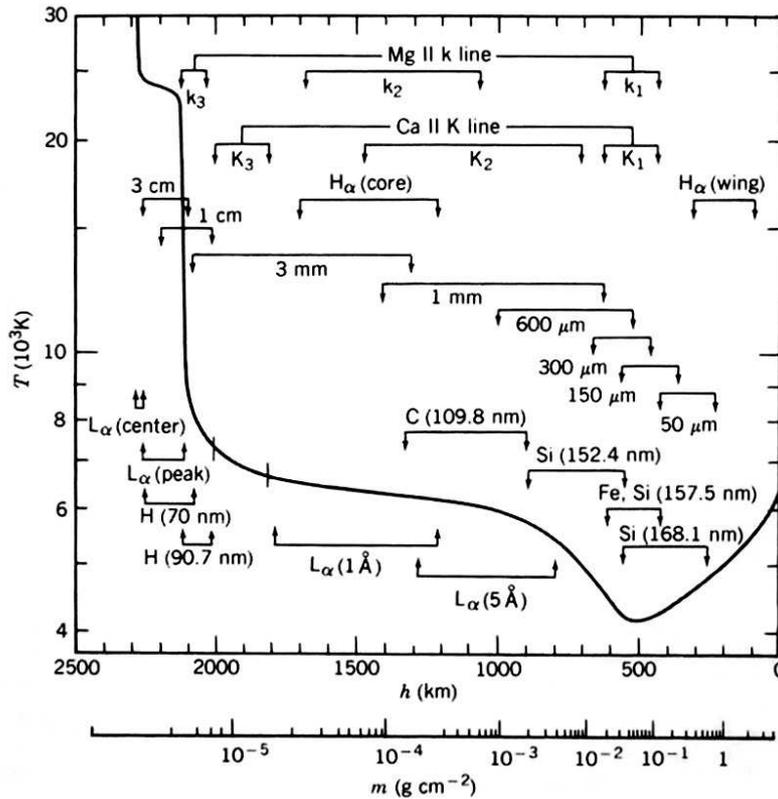


Figura 3.6: Distribución de temperaturas en la cromosfera según el modelo VAL-F (de Vernazza et al. [1981]).

La comparación de las emisiones en diferentes líneas permite analizar el comportamien-

to a distintos niveles cromosféricos de eventos dinámicos tales como fulguraciones, para de esta manera cotejar los modelos teóricos de formación y evolución los mismos, Ding [1999]. Por otra parte no es posible medir temperaturas directamente en la baja cromosfera, por lo que se utilizan las observaciones en la línea CaII K para inferir teóricamente las temperaturas existente en esas regiones.

Entre los fenómenos observables en CaII K se pueden citar las fáculas cromosféricas, las cuales son estructuras extensas que presentan mayor brillo que sus alrededores y son visibles en todo el disco solar. Son similares a las fáculas fotosféricas que son observables en luz blanca y solo visibles en las cercanías del limbo solar. Su exceso de emisión se debe a que tienen temperaturas de varios cientos de grados superiores a las regiones circundantes y a menudo predicen la aparición de AR y manchas solares, ya que se relacionan con la emergencia de flujo desde la fotosfera.

También son visibles los poros, manchas solares muy pequeñas que pueden tener corta vida o bien devenir en manchas solares verdaderas desarrollando previamente una zona de penumbra. Por otra parte las manchas solares son visibles en CaII K de manera similar a como se observan sobre el continuo fotosférico en luz blanca, Bhatnager and Livingston [2005].

Alrededor de la zona de penumbra de la manchas solares son eventualmente visibles una especie de anillos brillantes que se denominan “bright rings”, regiones en que la emisión puede alcanzar valores un 10% superiores a la de sus alrededores. Algunos autores sugieren que esta emisión se debe al exceso de energía generado por la supresión del transporte de energía convectiva en las manchas solares.

En regiones cromosféricas tranquilas, es visible la estructura de la red cromosférica y las celdas que demarcan los supergránulos de convección subfotosférica, Zirin [1988], las cuales presentan tamaños de 30.000 a 35.000 km con tiempos de vida de unas 20 horas.

Con alta resolución espacial y temporal son visibles las denominadas “Ellerman bombs” (EBs). Estas últimas aparecen en AR emergentes y son causadas probablemente por reconexiones magnéticas generadas durante la emergencia de flujo desde la fotosfera. Son consideradas microfulguraciones que producen emisiones muy localizadas y que podrían contribuir al calentamiento de la región cromosférica inferior, entre 600 y 1.100 km sobre la fotosfera, Pariat et al. [2007].

Los “K grains” también denominados “intranetwork bright points” o “cell flashes” son puntos brillantes intermitentes que se encuentran dentro de la red cromosférica y en regiones tranquilas. Son visibles por periodos de tiempo inferiores a 1 min y reaparecen luego de 3 o 4 min. Algunos autores sugieren que existe correspondencia entre estos fenómenos y ciertos puntos de mayor brillo que aparecen en la denominada banda G en observaciones fotosféricas.

3.4. Las emisiones en $H\alpha$

El análisis cuantitativo de las emisiones cromosféricas en la línea de $H\alpha$ es complejo debido a que la línea es ópticamente gruesa en la cromosfera y se forma en ausencia de “local thermal equilibrium” (LTE), por lo que no presenta relación directa con las condiciones locales. Además, la cromosfera es muy dinámica con grandes fluctuaciones en la densidad y la temperatura, Carlsson et al. [2008]. En las emisiones se suman las contribuciones de la emisión fotosférica y de la emisión-absorción cromosférica. $H\alpha$ representa las transiciones entre los niveles $n=2$ y $n=3$ del H, donde la densidad local y los procesos de calentamiento producen modificaciones tanto en la emisión como en la absorción, Aschwanden [2005].

El centro de la línea normalmente aparece en absorción en regiones tranquilas, pero es marcadamente visible en emisión durante las fulguraciones con la consiguiente satura-

ción de los detectores. En la Fig. 3.7 se aprecia un esquema del incremento del perfil de la línea $H\alpha$ en emisión para regiones en fulguración, respecto del perfil en absorción para regiones tranquilas.

Los núcleos de emisión durante las fulguraciones se observan mejor en las alas de $H\alpha$, las cuales tienen una altura de formación más cercana a la fotosfera y por lo tanto no tienen un incremento de intensidad tan marcado como el centro de la línea.

Las respuesta de la línea en los puntos de pie de los bucles coronales durante una fulguración se debe a la precipitación de electrones no térmicos, conducción del calor y presión coronal, esta última presumiblemente producida por la evaporación cromosférica dentro de bucles coronales. Ricchiarzzi and Canfield [1983] presentaron una solución de un modelo estático de respuesta cromosférica ante estos efectos indicando que la ionización y el calentamiento debido a electrones no térmicos es el mecanismo que prevalece en la baja cromosfera. En las fulguraciones compactas solamente la conducción térmica puede dar cuenta de la ablación cromosférica. Canfield et al. [1984] aplican este modelo para analizar las emisiones en $H\alpha$ al variar el flujo de electrones no térmicos, la presión coronal y la conducción térmica. Estos estudios proporcionan un diagnóstico sobre los efectos sobre la intensidad en el centro y en las alas de la línea $H\alpha$, así como el ancho y la inversión central de su perfil.

Canfield and Gunkler [1985] analizaron la evolución del perfil de $H\alpha$ durante una fulguración compacta comparándola con el modelo de Canfield et al. [1984] y concluyeron que la ablación cromosférica es controlada por la conducción de calor en lugar de procesos no térmicos. Además, la evolución de las alas de $H\alpha$ se correlaciona con las emisiones en rayos X debidas a procesos no-térmicos y efectos de presión coronal.

Wülser et al. [1994] analizaron el proceso de evaporación cromosférica durante una fulguración encontrando que las emisiones $H\alpha$ son consistentes con un flujo de energía

depositada por electrones no térmicos sobre un área de $A \approx 4.500 \text{ km}^2$ y con velocidades de $v \approx 50 \text{ km seg}^{-1}$. La ablación cromosférica produce un flujo ascendente de plasma caliente observable mediante el corrimiento al azul en la línea de CaXIX y simultáneamente flujos descendentes de gas cromosférico visibles como corrimiento al rojo en $H\alpha$ que equilibran el impulso lineal, proceso que también se denomina condensación cromosférica, Aschwanden [2005].

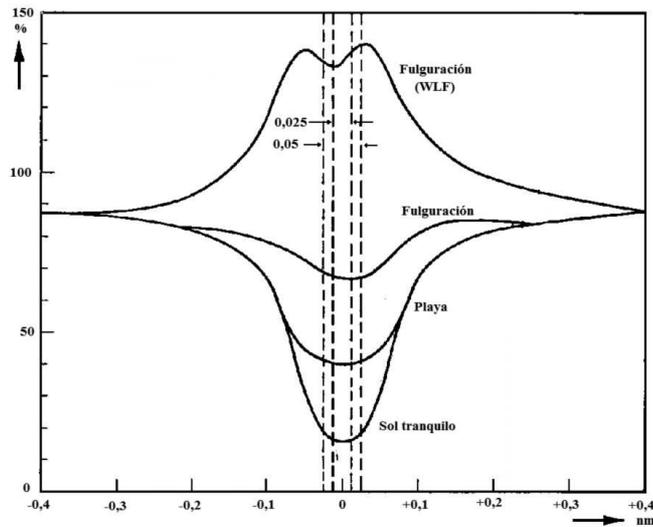


Figura 3.7: Perfil de la línea $H\alpha$ durante una fulguración.

La precipitación de partículas de alta energía produce además una polarización lineal de las emisiones de la línea $H\alpha$, la cual se denomina polarización de impacto. Es una polarización débil y difícil de medir, Aschwanden [2005].

El comportamiento en general de las emisiones en $H\alpha$ ha sido estudiado por varios autores mediante modelos y simulaciones numéricas. Dado que $H\alpha$ proviene de estados excitados de H, su opacidad es muy dependiente de la temperatura, Carlsson and Stein [2004]. Por otra parte, el parámetro β cambia de valores mayores a 1 en la baja cromosfera a valores menores a 1 en la alta cromosfera, indicando procesos dominados por los parámetros del plasma en las regiones inferiores y dominados por los campos en las regiones superiores.

Carlsson and Stein [2002] estudian la dinámica de la ionización del H en la cromosfera mediante simulaciones numéricas, encontrando que las escalas de tiempo de los procesos de ionización y recombinación son largas, de 10^3 a 10^5 seg. Estos tiempos son mayores que las escalas de tiempo de muchos eventos dinámicos cromosféricos, por lo que normalmente no se alcanzan los estados de equilibrio. Entonces la emisión cromosférica en una región localizada depende de las condiciones de temperatura, densidad y radiación, tanto actuales como pasadas. Debido a que las tasas de ionización-recombinación se incrementan con la temperatura y la densidad, en presencia de ondas de choque prevalecen los estados ionizados ya que los procesos de recombinación son mucho más lentos que los de ionización. Estos últimos se ven incrementados en un factor de 6 respecto de los valores en equilibrio.

Leenaarts et al. [2007] realizaron simulaciones 2D de la atmósfera solar calculando los estados de ionización del H en condiciones no LTE. Como resultado obtuvieron variaciones de temperatura mayores que en los cálculos LTE, con una estructura de temperaturas que difiere mucho entre regiones con campos magnéticos fotosféricos de aquellas intermedias más tranquilas. Las temperaturas superan los 10.000 K en presencia de choques y son menores que 2.500 K en áreas calmas.

Además, la opacidad de la línea de $H\alpha$ es proporcional a la población del nivel $n=2$ del H y por lo tanto a su densidad, la cual está acoplada a la población de iones H^+ que se producen por las altas temperaturas en presencia de ondas de choque. Esta población se mantiene elevada aún durante periodos calmos.

La población $n=2$ es alta en las estructuras dinámicas tales como las “fibrillas”, dos órdenes de magnitud mayores que en sitios adyacentes a ellas, lo que hace que sean ópticamente gruesas en $H\alpha$ aún con bajas temperaturas. Por otra parte, la cromosfera a igual altura fuera de las “fibrillas” es ópticamente fina en $H\alpha$.

Rutten [2008] indica que la emisión en $H\alpha$ depende de una combinación de función fuente, opacidad, desplazamiento Doppler y ensanchamiento de la línea por efecto Doppler. La contribución de estas componentes solo se puede resolver analizando en detalle el perfil completo de la línea.

Leenaarts et al. [2012] estudian las emisiones de la línea de $H\alpha$ aplicando simulaciones numéricas MHD y cálculos de transferencia radiativa 3D en modelos no LTE. Los autores concluyen que la intensidad en el centro de la línea correlaciona inversamente con la altura de formación media de la misma (mayor altura, menor intensidad) y que la opacidad es más sensible a la densidad que a la temperatura en la alta cromosfera. En la baja cromosfera sin embargo las emisiones dependen mayormente de la temperatura. El ancho de la línea es una medida de la temperatura del gas en la región de formación y también del gradiente de la función fuente como función de la profundidad óptica. El ancho de la línea no se ve mayormente influido por los gradientes de velocidad en la línea de visión. Ciertas formaciones cromosféricas tales como las “fibrillas”, las que son visibles como oscuras en $H\alpha$, no exhiben una correlación con la temperatura y la velocidad vertical del plasma. Estas están mayormente determinadas por los campos magnéticos fotosféricos, los cuales generan regiones de mayor densidad de plasma alineadas con regiones de mayor intensidad de campo magnético.

3.5. Eyecciones coronales de masa - CME

Las eyecciones coronales de masa (CME), son grandes nubes de plasma y campos magnéticos que salen despedidas del Sol. Sus masas están en el rango de 1×10^{11} - 4×10^{13} kg, con un promedio de 3×10^{12} kg. Abarcan tamaños angulares entre 2° y 360° , aunque en una fracción importante de eventos el tamaño angular es menor de 20° , Chen [2011].

Fueron descubiertas a principios de la década de 1970 con coronógrafos a bordo de la misión espacial “Orbiting Solar Observatory, OSO-7”, Tousey et al. [1973]. Hoy se conoce que al impactar la magnetosfera terrestre, las CME causan las tormentas geomagnéticas, originando grandes disturbios electromagnéticos y lluvias de partículas de alta energía en nuestro planeta.

Las CME se definen como un cambio observable en la estructura coronal que ocurre en una escala de tiempo de minutos a horas, e involucra la aparición y prolongación hacia afuera de una nueva, discreta y brillante componente en luz blanca en el campo de visión de un coronógrafo, Hundhausen et al. [1984], Schwenn [1996].

Las CME no irradian, sino que la intensidad observada en los coronógrafos se produce por dispersión Thomson de la radiación provenientes de la fotosfera en los electrones que conforman la nube de plasma. Por lo tanto, las CME son observables mayormente en luz visible. La intensidad observada en luz blanca es proporcional a la densidad de electrones de la nube, pero no a la temperatura de la misma. La intensidad registrada en un coronógrafo depende del ángulo de incidencia de la radiación fotosférica sobre la CME respecto de la línea de visión del instrumento, por lo que las CME son más observables en el plano del cielo, Chen [2011].

Las CME son un fenómeno muy común, con una tasa de ocurrencia de 0,56 eventos por día durante las épocas de mínimo solar y de 4,5 eventos por día durante el máximo solar, Gopalswamy et al. [2003]. Cerca de la época de mínimo solar, el origen de estas eyecciones está confinado principalmente a la zona ecuatorial solar, mientras que en los periodos de máxima actividad, éstas pueden ser observadas en todas las latitudes solares. No representan una pérdida de masa significativa para el Sol ya que constituyen sólo del 5% de la masa que conforma el viento solar.

La ocurrencia de las CME está mayormente asociada a la erupción de prominencias y

menos relacionada con fulguraciones. Sólo en un 40 % de los eventos CME se constata la existencia de una fulguración cerca del sitio de la eyección. En cuanto a su relación temporal, las fulguraciones pueden tener lugar antes, ser simultáneas o producirse después del despegue inicial de las CME.

Por otro lado, en un 70 % de los eventos de CME se ha identificado la ocurrencia simultánea de una prominencia eruptiva, o la desaparición brusca de un filamento sobre el disco solar.

Las CME pueden presentar formas variadas, las que a menudo dependen de la línea de visión de los coronógrafos respecto de la dirección de evolución tridimensional de cada evento particular. En general pueden distinguirse dos tipos; las CME “angostas” y las CME “normales”. Las primeras tienen un aspecto de tipo chorro o “jet” durante su evolución, por lo que algunos autores sugieren que se desplazan a lo largo de líneas de campo magnético abiertas. Las de tipo “normal” presentan un arco frontal cerrado. Estas tienen una estructura típica que consta de tres partes: un arco frontal brillante (“leading edge”), una cavidad oscura que sigue al frente (“dark void”) y un núcleo más brillante dentro de esta cavidad (“core”). El arco frontal presenta en general un incremento en densidad de 10 a 100 veces respecto de regiones coronales tranquilas y la cavidad respondería a una disminución de entre el 50 % y el 75 %. El núcleo no necesariamente es visible, solo un 60 % o 70 % de las CME normales lo exhibe.

La estructura de tres partes se considera la de una CME típica, aunque solo un 30 % de los eventos observados puede encuadrarse en esta clasificación, Chen [2011]. Esta estructura típica se asocia a la eyección de un filamento o una prominencia eruptiva. El material que constituye el núcleo de la CME y que se traslada dentro de la cavidad se supone proveniente del material cromosférico frío que conformaba el filamento en las instancias previas a la erupción. En la Fig. 3.8 se puede apreciar una CME de tipo normal y su estructura de tres partes, tal como fue observada por el coronógrafo “Large

Angle and Spectrometric Coronagraph” (LASCO) C2 desde el espacio.

Las CME de tipo normal a su vez suelen clasificarse como de tipo “loop” y tipo “halo”, dependiendo de la dirección de visión del observador, Howard et al. [1985]. Las de tipo “loop” son la observadas en el plano del cielo y las de tipo “halo” son la observadas de frente, ya sea alejándose o acercándose al observador. Estas últimas se aprecian como estructuras circulares, ya sean círculos parciales (visión angular entre 120° y 360°) o completos (visión angular = 360°).

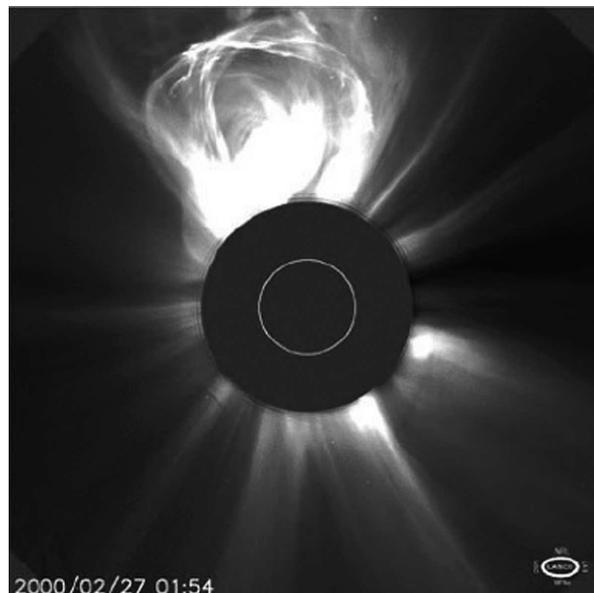


Figura 3.8: Estructura de tres partes de una CME observada con LASCO C2, misión SOHO, en el año 2000.

La velocidades con que se trasladan las CME por el espacio interplanetario se encuentran entre varios cientos de km seg^{-1} a más de $1.000 \text{ km seg}^{-1}$, Chen [2011]. Se denomina velocidad proyectada a la observada en el borde frontal, medida sobre el plano del cielo. La velocidad real tridimensional del frente de la CME suele inferirse a partir de la velocidad proyectada utilizando varios métodos. El rango de velocidades proyectadas observadas se encuentra entre 20 y $2.000 \text{ km seg}^{-1}$, aunque se han registrado eventos con velocidades del orden de $3.500 \text{ km seg}^{-1}$. Sin embargo no puede asegurarse que

velocidades tan elevadas correspondan a desplazamientos de masa reales en la corona solar. Las velocidades promedio de las CME son menores durante épocas de mínimo solar, de unos 300 km seg^{-1} , mientras que en el máximo solar son de 500 km seg^{-1} .

Las energías cinética y potencial involucradas en un evento CME son similares a las liberadas durante las fulguraciones y se encuentran entre $10^{22} - 10^{25} \text{ J}$.

3.5.1. Modelos de CME

Algunos autores han propuesto que las CME de tipo angostas son parte de los chorros o “jet” visibles en EUV en la baja corona. Wang et al. [1998] sugirió que estas CME se originan a partir de un proceso de reconexión magnética entre un dipolo magnético de pequeña escala y un flujo o un arco coronal emergentes, siguiendo el modelo de Shibata et al. [1992]. Esta reconexión magnética produciría, casi simultáneamente, una fulguración de tipo compacta.

Las CME de tipo normal suelen considerarse originadas en la erupción de una cuerda de flujo. Esto es un sistema de arcos magnéticos formando una estructura tipo toroidal, fuertemente torsionados o cizallados. Estos arcos pueden contener material cromosférico frío, estructurando un filamento suspendido a alturas coronales. Esta cuerda de flujo repentinamente se desconecta magnéticamente de la superficie solar producto de algún tipo de inestabilidad y conforma una CME, Chen [2011].

Mientras la cuerda de flujo asciende, las líneas de campo superiores e inferiores se estiran formando en algunos sitios configuraciones antiparalelas de campo, lo que produce la aparición de hojas de corriente y procesos de reconexión magnética. Estas reconexiones serían las responsables de generar fulguraciones por debajo de la cuerda de flujo y la apertura de líneas cerradas de campo por encima de la cuerda de flujo, lo que facilitaría

la eyección de toda la estructura hacia la corona. En su ascenso, la CME empuja las líneas magnéticas superiores formando una especie de frente magnético que conformaría el “leading edge” y traería aparejada la ocurrencia de un frente de choque MHD frontal. Las líneas de campo magnético superiores realmente no se abren, sino que se estiran hacia el espacio interplanetario en conjunto con la cuerda de flujo. Este modelo de eyección de CME se corresponde con el modelo unificado de fulguración, también referido como “modelo estándar de CME-fulguraciones”.

Mecanismos de eyección similares podría producirse también con algunos otros tipos de estructuras diferentes de las cuerdas de flujo y varios tipos de inestabilidades en los campos magnéticos, los cuales no derivarían en la ocurrencia de fulguraciones.

Entre los probables mecanismos de disparo de estas estructuras se pueden citar:

- La emergencia de campo magnético desde la base de la región de convección, el cual colisiona con el campo preexistente produciendo capas u hojas de corriente.
- El movimiento fotosférico en varias escalas de longitud: rotación diferencial y convección granular o supergranular, que mueve y arrastra los anclajes de los bucles magnéticos, construyendo paulatinamente un campo tensionado y torsionado con energía acumulada, Forbes [2000].
- Los desequilibrios en las estructuras magnéticas coronales entre los efectos de la tensión magnética en dirección hacia abajo y presión magnética orientada hacia arriba. Estas estructuras podrían encontrarse en estados muy cercanos a la inestabilidad por lo que serían desestabilizadas por pequeñas perturbaciones, o en estados metaestables, en los cuales se necesitarían grandes perturbaciones para inducir una inestabilidad.

En este escenario existen varios modelos propuestos, a saber:

Modelo térmico explosivo o “blast”.

Este fue uno de los primeros modelos propuestos, Aschwanden [2005]. Sugiere que la

fuerza de despegue de la CME la genera un pulso de presión térmica producido durante una fulguración. Este proceso desestabilizaría la configuración magnética y empujaría la estructura inicial hacia la corona. Actualmente este modelo no se considera apropiado debido a que no ha podido validarse observacionalmente. Es común la ocurrencia de CME sin fulguraciones precursoras, o la aparición de fulguraciones después del inicio del despegue de la CME. A menudo los intervalos de tiempo observados entre ambos eventos son muy pequeños, o los eventos ocurren casi simultáneamente. Además, este modelo se ha tratado de reproducir mediante simulaciones numéricas sin resultados satisfactorios.

Modelo del dínamo.

Este modelo propone un mecanismo de generación de flujo magnético originado en una rápida acumulación de tensión en los campos. Esta tensión sería producida por fuerzas externas y se liberaría repentinamente produciendo el despegue de la CME. Estos procesos de acumulación de tensión podrían existir en las siguientes situaciones:

- Líneas de campo que se torsionan, básicamente por rápidos movimientos de sus anclajes fotosféricos.
- Estructuras de campo magnético que emergen desde la fotosfera y luego se desconectan de ella.
- Nuevos arcos magnéticos que emergen de la fotosfera pero que se mantienen anclados.

Modelos de almacenamiento de energía.

En estos modelos denominados de “mass loading”, el proceso de acumulación de energía es lento y continuado. Existirían dos sitios donde este proceso podría llevarse a cabo:

- En prominencias, las cuales son estructuras muy densas constituidas por material cromosférico frío contenido en un volumen pequeño, las cuales podrían acumular altas

presiones en presencia de campos magnéticos que paulatinamente se torsionan.

- En volúmenes de gran tamaño con una alta densidad de electrones. Estos podrían volverse inestables si se solapan eventualmente con otro volumen pero de baja densidad de plasma (inestabilidades de Rayleigh-Taylor o de Kruskal-Schwarzschild). Este mecanismo actuaría en las CME observadas en chorros tipo Helmet, los cuales contienen cavidades con bajas densidades de plasma.

Modelos de liberación de anclajes

Estos modelos denominados de “tether release”, proponen un mecanismo de liberación secuencial de las fuerzas de tensión magnética que mantienen una estructura de plasma en un estado de equilibrio. Las estructuras magnéticas tales como los arcos coronales presentan un balance entre la presión y la tensión magnéticas, en las cuales ciertas líneas de campo actúan como cuerdas de anclaje. Si alguna de estas ligaduras se rompe, se produce un desbalance en el resto de los anclajes con un aumento de la presión magnética sobre ellos, los que comienzan a romperse en forma secuencial al cabo de lo cual toda la estructura magnética queda liberada a la acción de la presión magnética que la empuja a eyectarse. Este modelo no considera un aumento de la tensión sobre los anclajes producido por fuerzas externas.

Modelos de incremento de tensión de anclajes

Estos modelos denominados de “tether straining”, son similares a los anteriores, pero proponen un mecanismo de incremento de tensión en los anclajes debido a una fuerza externa. Es decir que todos los anclajes ven incrementada su tensión hasta que superado un límite, se rompen y liberan catastróficamente a la estructura magnética que conforma la CME.

3.6. Ondas coronales globales

La evidencia observacional muestra la existencia de ondas coronales “globales” que propagan en la atmósfera solar distancias comparables a un radio solar. Otro tipo de ondas coronales están restringidas a bucles magnéticos coronales por lo que estas se denominan ondas coronales “locales”, Ballai and Erdélyi [2003].

Existen observaciones de distintos tipos de ondas coronales globales, según la banda del espectro donde se observen. Las ondas Moreton (OM) son visibles en observaciones cromosféricas como el rastro de una onda coronal que barre la cromosfera. Las ondas EIT primeramente observadas por el “Extreme ultraviolet Imaging Telescope” (EIT), son visibles en observaciones coronales EUV. Las ondas “Soft X Rays” (SXR) son observadas en rayos X blandos.

3.6.1. Ondas Moreton

Las OM son un fenómeno observado por primera vez por Moreton Moreton [1960], Moreton and Ramsey [1960] en películas tomadas de 6 cuadros por minuto en la observación cromosférica en el ala azul de la línea de $H\alpha$, ($-0,05\text{nm}$). Son observables en $H\alpha$ luego de fulguraciones muy intensas como una perturbación que exhibe uno o dos frentes sucesivos difusos y semicirculares con un patrón de intensidad oscuro seguido de uno claro respecto de las emisiones en regiones cromosféricas tranquilas. Se desplazan alejándose de la región donde se ha producido la fulguración, Warmuth et al. [2004b]. Propagan con una velocidad casi constante, entre 500 y 2.000 km seg^{-1} y en extensiones mayores a 500 Mm, por lo que son visibles durante 3 a 6 min. Los frentes semicirculares visibles en imágenes cromosféricas abarcan sectores angulares con una extensión entre 60° y 120° , Ballai and Erdélyi [2003].

Varios autores han reportado observaciones de ondas Moreton (OM) en el centro de la línea $H\alpha$ pero aparentemente son mayormente visibles en las alas de $H\alpha$, Uchida [1968], en corrimientos de $+0,08\text{nm}$. Algunos autores sugieren el ala azul en $-0,045\text{nm}$ como la mejor banda para su observación.

Las OM siempre ocurren luego de fulguraciones intensas, con características impulsivas en su fase prefulguración, comúnmente en concurrencia con ráfagas de radio tipo II, Uchida [1968].

Las OM están asociadas a la ocurrencia de fulguraciones, pero los frentes de OM no se han observados en las cercanías de donde ocurre una fulguración ni en la AR asociada, sino a decenas de Mm de este sitio, el cual se encuentra aproximadamente en el centro de las circunferencias trazadas por los arcos de la perturbación avanzando. Es común el ensanchamiento espacial del frente de onda y el decrecimiento de la amplitud de la perturbación a medida que esta avanza. El perfil de la perturbación en $H\alpha$ exhibe un crecimiento en amplitud inicial y luego un decrecimiento. Algunos autores sugieren que la amplitud es creciente desde su origen y solo puede ser observada cuando alcanza un cierto nivel de intensidad.

Asociado a estos fenómenos se observa también la posterior activación u oscilación de los filamentos observados en $H\alpha$, situados inclusive a considerable distancia del inicio de la onda y en lugares donde esta no es visible. Estos parecen desaparecer y reaparecer en periodos de unos 100 seg luego de que son aparentemente alcanzados por el paso de la perturbación. Este parpadeo se atribuye al movimiento oscilante de los filamentos en dirección al observador, lo que origina que el grueso de su emisión-absorción en $H\alpha$ se desplace de la longitud de onda central de $H\alpha$ por efecto Doppler y por lo tanto de la banda de paso del filtro monocromador con que se realizan las observaciones. Debido a que la activación de los filamentos se supone originada por el paso de la contraparte coronal de la onda, a pesar que esta no se detecte, se la suele llamar onda Moreton

invisible, Smith and Harvey [1971], Tripathi et al. [2009]. En algunos eventos se ha observado la erupción de filamentos situados en la AR donde se produce la fulguración. También se ha reportado la ocurrencia de fulguraciones simpatéticas.

Las características observadas de las OM permiten asociarlas a una onda que viaja por la corona solar. No puede tratarse de una onda de choque propagando por la cromosfera por su alta velocidad, por cuanto se requiere un número de Mach muy elevado para reproducir las velocidades observadas, Uchida [1968].

Los trabajos de Warmuth et al. [2004b] indican que la perturbación se desacelera a medida que avanza y que la desaceleración no es constante, se vuelve menor mientras transcurre mayor tiempo y mayor distancia del origen. Observaciones Doppler muestran que el material cromosférico ejecuta un movimiento hacia abajo y hacia arriba al paso de la OM con una velocidad del orden de $0,3 \text{ km seg}^{-1}$.

Tradicionalmente el origen de las OM se ha asociado a las fulguraciones, Warmuth et al. [2004b], Moreton and Ramsey [1960], Moreton [1960], Dodson and Hedeman [1964]. Sin embargo son contados los casos en que son visibles las OM luego de la ocurrencia de una fulguración. Algunos autores sugieren que su origen podría deberse a la evolución de CME y no a fulguraciones, Biesecker et al. [2002], Cliver et al. [2005], Chen [2006], Balasubramaniam et al. [2007] y otros proponen que se trataría de la expansión lateral de los flancos de las CME lo que produciría las OM, Muhr et al. [2010], Balasubramaniam et al. [2010], Cliver [2013]. Algunos trabajos reportaron la presencia de múltiples OM propagando simultáneamente, las que estarían originadas por el mismo fenómeno impulsivo, Balasubramaniam et al. [2005], Muhr et al. [2010].

3.6.2. Ondas EIT

Las ondas EIT son visibles en observaciones coronales EUV en las líneas del Hierro ionizado FeXII, FeIX/X y FeXV. Fueron descubiertas en imágenes obtenidas con el instrumento “Extreme ultraviolet Imaging Telescope” (EIT) a bordo del satélite “Solar and Heliospheric Observatory” (SOHO), de donde derivan su nombre, Thompson et al. [1999]. Exhiben un frente de onda difuso con un perfil de amplitud más bajo que las OM y con una extensión angular de 360° . Propagan en la corona solar en regiones coronales tranquilas con velocidades típicas entre $170\text{-}400\text{ km seg}^{-1}$ y casi constantes, Ballai and Erdélyi [2003], y se comportan como una perturbación que propaga libremente. Son observables a una altura coronal casi constante, atravesando las líneas de campo magnético presentes en la corona, con velocidades mayores que la velocidad del sonido en la baja corona, Klassen et al. [2000]. Se estima que en la primera parte de su evolución aceleran el plasma coronal debido a la presencia simultánea de emisiones en radio. Su evolución es anisotrópica cuando el campo magnético coronal es de estructura compleja y no atraviesan formaciones de campo magnético intensas o líneas neutras, Thompson et al. [1999].

Cliver et al. [2005] sugiere que el origen de las ondas EIT estaría asociado a las CME y no a las fulguraciones y que existe una correlación con ciertos tipos de CME. Esta correlación aumenta con la velocidad de eyección y el tamaño de la CME. Sin embargo el hecho que exista una CME no es condición suficiente para la ocurrencia de una onda EIT. También hay autores que indican que las ondas EIT podrían estar correlacionadas con las fulguraciones, Vřnak et al. [2002], Ballai and Erdélyi [2003], Chen [2006]. En un 50 % de los eventos de ondas EIT observados durante un año, las mismas se podrían asociar a la ocurrencia de fulguraciones menores, con producción de rayos X debajo de clase C. Sin embargo la probabilidad de que ocurra una onda EIT luego de una fulguración es inferior al 1 %.

Biesecker et al. [2002] sugiere la existencia de dos clases de ondas EIT: las de tipo “ondas S” que presentan un frente brillante más definido, tienen velocidades elevadas y a veces se observan localizadas coespacialmente con las OM; y las de tipo “difusas”, con velocidades menores y frentes poco definidos, las cuales son la mayoría de las EIT observadas.

3.6.3. Ondas SXR

Las ondas SXR son observables en rayos X blandos. Se propagan en la corona con velocidades entre 600 y 1.000 km seg^{-1} , Ballai and Erdélyi [2003]. Generalmente están bien correlacionadas en el tiempo y el espacio con las OM visibles en $\text{H}\alpha$, expandiéndose en forma sincrónica, pero atrasadas alrededor 27 Mm respecto de estas, Chen and Fang [2005]. Por este motivo suelen considerarse la contraparte coronal de las OM cromosféricas.

3.6.4. Ráfagas de radio tipo II y ondas coronales globales

Un fenómeno asociado a las ondas coronales globales son las emisiones en radio en forma de ráfagas métricas de tipo II. Su origen estaría relacionado a fuertes ondas de choque con velocidades superalfvénicas, Wang [2000], Chen and Fang [2005]. Generalmente se observan simultáneamente dos tipos de ráfagas tipo II, las métricas y las hectométricas, las cuales se producirían a distintas alturas en la corona solar. En general las ráfagas de radio tipo II decamétricas y hectométricas se asocian a ondas de choque en la corona a distancias entre $2 R_{\odot}$ y $10 R_{\odot}$. Las de tipo métrico se asocian comúnmente a fulguraciones y OM, Magara et al. [2000].

La onda de choque que genera las ráfagas de radio puede tener su origen en un evento de tipo explosivo o “blast”, producido por un calentamiento repentino y localizado

de plasma ocurrido durante una fulguración, o por un choque impulsado por pistón generado durante la eyección de una CME. Algunos autores concluyen que las ráfagas se originan en las fulguraciones, Gopalswamy et al. [1998], Klein et al. [1999]. Otros proponen que las CME son las generadoras de las ondas de radio tipo II, Cliver et al. [2004], Liu et al. [2009]. Otros autores sugieren que las ondas de choque producidas por las eyecciones de pequeña escala podrían generar las ráfagas de radio, las que en general ocurren asociadas a fulguraciones, Liu et al. [2009].

3.6.5. Modelos de ondas coronales globales

Los distintos tipos de ondas coronales globales anteriormente mencionadas pueden atribuirse a ondas MHD que propagan en la corona solar tranquila, donde predomina un campo magnético de simetría radial. Las principales características de los distintos tipos de ondas MHD coronales y de las ondas de choque se describen en la Tabla 3.3, calculadas en base a los parámetros típicos de un medio coronal tranquilo.

Las ondas coronales se observan propagando en forma perpendicular al campo magnético con producción de excesos locales de densidad y temperatura, lo que indica que son ondas compresivas y por lo tanto detectables en los rangos visible y EUV. En general se puede considerar que son ondas MHD de modo magnetoacústico rápido u ondas de choque.

| Tipo de onda | Acústica | Alfvén corte | M-A lenta | M-A rápida | Choque |
|-----------------------------------|----------|---------------|---------------|-----------------|-----------------|
| Velocidad (km seg ⁻¹) | < 200 | ≈ 500 | ≤ 500 | ≈ 550 | variable |
| Campo magnético | No | k B | k B | k ⊥ B | k ⊥ B |
| Compresión | si | no | si | si | si |
| Aceleración | nula | nula | nula | nula | variable |

Tabla 3.3: Principales características de las ondas MHD en la corona solar.

3.6.6. Mecanismos de generación de las ondas coronales

Existen dos posibles mecanismos principales de generación de las ondas coronales globales: las fulguraciones y las CME, Warmuth [2007]. El disparo por fulguración es el modelo clásico, donde un pulso de presión de tamaño pequeño o de tipo puntual, actúa como un pistón esférico en expansión tipo “blast”, que lanza un onda que luego continúa expandiéndose libremente.

En el disparo por CME, la cuerda de flujo que se eleva y expande actúa como un pistón que genera un choque, el que puede resultar en una onda coronal y/o una ráfaga de radio tipo II. En este caso el pistón actuaría un tiempo más prolongado, dando a la onda sus particulares características, tanto cinemáticas como morfológicas, no ya como una fuente puntual sino extendida. La posibilidad de que una CME produzca directamente un choque tipo pistón no parece correcta ya que las CME aceleran en su eyección desde la baja corona, mientras que las ondas coronales se observan siempre desacelerando. Esto descartaría la posibilidad de que las ondas coronales sean generadas durante un choque impulsado por la parte superior de la CME, a menos que este pistón actúe un tiempo muy corto y la onda de choque rápidamente comience a propagar libremente en la baja corona, de forma similar a una onda de choque tipo “blast”. Por otra parte los flancos de una CME podrían inducir un choque hacia los costados, pero permanecen estáticos durante gran parte de la última fase de la erupción, lo que implica que tienen que haber acelerado y desacelerado en algún momento previo.

Temmer et al. [2009] realizó un estudio analítico de los posibles tipos de pistón que podrían haber disparado un evento de OM en particular, concluyendo que es improbable que la velocidad radial de una CME pueda originar una onda de choque de tales características ya que es necesaria una gran aceleración durante un periodo de tiempo corto para su generación, pero sí podrían ser candidatos la expansión lateral de la CME

y la fulguración.

Algunos autores han propuesto un tercer mecanismo de disparo, las eyecciones de pequeña escala tales como los “spray” observados en $H\alpha$ simultáneamente con eventos de OM. Estos presentan en general velocidades comparables a las velocidades de las OM y se observan a menudo simultáneamente con las ondas coronales. Tales eyecciones actuarían como un pistón temporal generando una onda de choque, la cual continuaría como una onda propagando libremente una vez que el pistón se detiene o desacelera. Sin embargo, el tamaño de estos pistones temporales en general no es suficiente para producir una onda de características globales, pero sí podrían actuar como iniciadores, o en conjunto con otros mecanismos.

La fase de aceleración de las CME generalmente es casi coincidente con la liberación de energía impulsiva de la fulguración y con la eyecciones de pequeña escala, lo que no permite excluir a ninguno de estos probables mecanismos de disparo.

Por otra parte, el “radiant point” (RP) o probable sitio de origen extrapolado de las OM, aparece generalmente desplazado del sitio donde ocurre la fulguración. Este hecho no es conclusivo debido a que los intensos campos magnéticos presentes en las AR podrían guiar la onda de alguna manera particular durante la primera fase de su evolución.

3.6.7. Las ondas EIT, ondas o pseudo-ondas

Existen dos hipótesis principales respecto de la naturaleza de ondas EIT; una propone que se trata de ondas MHD verdaderas y la otra indica que son un efecto de la interacción entre estructuras de campos magnéticos evolucionando, las que aparentan propagar como una onda.

La mayoría de los autores considera que se trata de ondas magnetoacústicas de modo

rápido propagando en la corona ya que tienen la propiedad de reflejarse y refractarse cuando atraviesan regiones coronales con distintas velocidades magnetoacústicas, tales como agujeros coronales o AR, Wu et al. [2001], Ofman and Thompson [2002], Veronig et al. [2006], Long et al. [2008].

Otro grupo de autores sostiene que no son ondas verdaderas. Delannée [2000], propuso que las ondas EIT se originarían en un efecto de la evolución del campo magnético envolvente de una CME durante su eyección. Este campo interactuaría con las líneas de campo tipo potencial de sus alrededores, originando hojas de corriente donde el plasma local se comprime y calienta por efecto Joule. Estas corrientes eléctricas y gradientes de presión podrían verse como abrillantamientos, desplazándose de forma similar al de una onda verdadera. Esta hipótesis es similar a los resultados de las simulaciones de Chen et al. [2005a], quienes indicaron que las ondas EIT no son ondas reales sino solo un efecto de la progresiva modificación de líneas de campo que se abren ante la eyección de la cuerda de flujo.

Attrill et al. [2007] propusieron un modelo de reconexión magnética para generar el frente difuso de las onda EIT. Los frentes observados se deberían a reconexiones magnéticas, presumiblemente de baja energía, que se producen entre la envolvente de la cuerda de flujo que se eyecta y ciertos bucles magnéticos coronales del entorno orientados favorablemente. En este modelo, la visibilidad de las ondas EIT estaría relacionada con la helicidad y el sentido de rotación de la cuerda de flujo que da origen a la CME. La onda EIT no se detendría en presencia de AR o agujeros coronales sino que se desaceleraría sustancialmente y eventualmente desaparecería, si las condiciones locales para establecer reconexiones magnéticas no son favorables.

Algunos autores sugieren que las ondas EIT podrían ser híbridas, es decir un combinación de ondas magnetoacústicas de modo rápido y alguna de las pseudo ondas anteriormente citadas, Patsourakos and Vourlidas [2012]. Esto significa que coexisten dos

perturbaciones EUV, una onda MHD verdadera que presenta un frente de onda definido que podría tratarse de la contraparte coronal de una OM cromosférica y una perturbación más difusa o seudo onda, propagando más lentamente que la primera.

Wills-Davey et al. [2007] propusieron ondas tipo solitones como explicación para las ondas EIT, debido que los solitones aparecen en las soluciones MHD cuando los términos no lineales y dispersivos son importantes. Las propiedades de los solitones coincidirían con las características observadas en las ondas EIT, es decir un pulso único no dispersivo, velocidades por debajo de la velocidad local de Alfvén y velocidades distintas de la del modo magnetoacústico rápido. Las perturbaciones de este tipo no propagarían como ondas esféricas sino sobre la superficie solar.

3.6.8. Relación entre distintas ondas coronales

Narukage et al. [2002], Narukage [2003], Narukage et al. [2004b], Narukage et al. [2004a] analizaron eventos observados simultáneamente en rayos X y $H\alpha$ y concluyeron que las ondas SXR son la contraparte coronal de las OM cromosféricas, presentando características de ondas de choque de modo rápido con un número de Mach entre 1,15 y 1,25.

La correlación de las ondas EIT con las OM es un tema en continuo debate. En general cuando ocurre una OM también es detectada una onda EIT, pero no al contrario. Algunos autores encontraron muy buena correlación entre ambas analizando algunos eventos particulares, Thompson et al. [2000], Warmuth et al. [2001]. Otros autores concluyeron que se trataría de fenómenos diferentes ya que en general las OM presentan un frente más definido y propagan con velocidades superiores a las ondas EIT, Warmuth et al. [2004a], Cliver et al. [2005], Long et al. [2008]. En general, se encuentra que las EIT

propagan con velocidades del orden de un tercio la de las OM cromosféricas, Klassen et al. [2000], Chen and Fang [2005]. Algunos autores sugieren que las EIT y las OM podrían tener diferente origen. Otros indican que se trata de diferentes manifestaciones del mismo fenómeno físico, Vršnak et al. [2002], Attrill et al. [2007], Asai et al. [2012].

Los trabajos de Eto et al. [2002] indicaron que las ondas EIT y las OM no estarían correlacionadas, encontrando que las ondas EIT y OM no son originadas por el mismo evento, ni tienen la misma velocidad de propagación, ni propagan de manera similar.

Sin embargo, Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b], analizaron varios eventos donde los frentes de onda EIT bien definidos son coincidentes en el espacio con eventos de ondas OM en $H\alpha$. Comparando datos en 5 bandas simultáneamente ($H\alpha$ línea central, $H\alpha$ ala azul, $H\alpha$ ala roja, SXR, EUV y radio en 17 GHz), los autores encontraron que las perturbaciones mostraron curvas cinemáticas muy similares por lo que sugirieron que se trata de diferentes manifestaciones del mismo tipo de evento, con una desaceleración distinta según la banda observada causada por una discrepancia en la determinación de velocidades producto del método de medición, especialmente entre $H\alpha$ y EUV. La desaceleración que midieron no es constante, es menor a medida que se incrementa el tiempo y la distancia, atribuible a la disipación de la energía de la perturbación en las estructuras de pequeña escala presentes en la corona, Murawski et al. [2001].

Chen et al. [2005b], mediante simulaciones numéricas MHD, encontraron que las OM y las ondas EIT serían fenómenos diferentes pero con un origen común, la eyección de una cuerda de flujo o CME. Este resultado concuerda con la observaciones de Delannée [2000], Eto et al. [2002] y Harra and Sterling [2003], quienes analizaron eventos de ondas EIT combinando observaciones de SOHO EIT y TRACE en disco completo y alta cadencia temporal. Sin embargo, no hay argumentos conclusivos que relacionen las ondas EIT y las OM, Zhang et al. [2011].

Khan and Aurass [2002], Hudson and Warmuth [2004], analizaron la relación entre las ondas EIT y las ondas SXR en algunos eventos encontrándolas coincidentes en el espacio, ambas con características de ondas MHD de modo rápido u ondas de choque débiles.

3.6.9. El modelo de ondas Moreton de Uchida

Uchida [1968], Uchida [1973] propuso un modelo MHD de propagación de ondas coronales en relación a las OM. La hipótesis de una onda de choque cromosférica es descartada por cuanto se requiere un número de Mach muy elevado para reproducir la OM viajando por la cromosfera a velocidades entre 500 y 2.000 km seg^{-1} , donde la velocidad del sonido o la velocidad magnetoacústica rápida se encuentran entre 10 y 50 km seg^{-1} . A tal velocidad la onda de choque sería disipada rápidamente, por lo que Uchida [1968] atribuye la OM cromosférica a una perturbación coronal que impacta la cromosfera.

En este modelo una fulguración inicia una perturbación a alturas cromosféricas, a partir de la cual se genera una onda magnetoacústica de modo rápido o una onda de choque que se propaga por regiones coronales hasta una cierta altura, donde las características del medio hacen que esta onda refleje e impacte la cromosfera a cierta distancia del origen, produciendo un trazo cromosférico que se desplaza a medida que la onda propaga.

Uchida [1968] considera una atmósfera de simetría esférica y asume un campo magnético radial originado por el viento solar en expansión. Asume una corona solar isotérmica bajo la hipótesis de alta conductividad térmica y una región de transición cromosfera-corona con una discontinuidad en temperatura pero con continuidad de presión. El problema es planteado en simetría esférica y los modos de propagación de ondas en la corona se calculan utilizando el modelo aproximado Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB), el cual trata las perturbaciones como paquetes de onda o cuasi partículas. El autor presupone

la existencia de una perturbación inicial localizada en la cromosfera superior o región de transición, como deposición de cierta cantidad de energía en un volumen reducido y en un impulso de tiempo corto produciendo una explosión tipo “blast”. Del modelo resulta que las ondas magnetoacústicas lentas son similares a las del sonido y pueden propagar en cualquier altura coronal, mientras que las ondas magnetoacústicas rápidas pueden propagar hasta el infinito para valores de relación de dispersión grandes, pero son reflejados a cierta altura para valores pequeños.

La onda reflejada, al llegar de regreso a la cromosfera, es refractada rápidamente hacia la vertical a la vez que se frena en un trayecto corto, transformándose de magnetoacústica en solamente acústica. Produce entonces un movimiento de plasma hacia arriba y abajo que concuerda con las observaciones Doppler.

La interacción con la cromosfera se confina a ciertos sectores donde el campo magnético es débil (del orden de 10 Gauss) ya que en los modos magnetoacústicos rápidos la onda se refracta para valores de campo elevados y no puede reingresar en la cromosfera. Uchida [1973] también sugirió que una onda de choque de modo rápido inicialmente débil podría fortalecerse cuando se refracta en la corona, originando las ráfagas de radio tipo II. Este modelo formula por primera vez el origen coronal de las OM, pero no ajusta correctamente la dinámica de los eventos observados, Francile et al. [2011]. Sin embargo los resultados son similares a otros modelos de propagación de ondas MHD, Castro and Francile [2014].

3.6.10. Las ondas Moreton como ondas de choque tipo “blast”

Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b] analizaron varios eventos de OM concluyendo que se trata de ondas de choque coronales MHD de modo rápido, simples y de gran amplitud, con un origen explosivo tipo “blast”, probablemente originadas en

fulguraciones. Las principales consideraciones de su análisis son las siguientes:

- Los frentes de OM visibles en $H\alpha$ son un realce de estructuras cromosféricas pre-existentes. Sus bordes de ataque coinciden con un frente circular en un rango de distancia bastante grande. Los perfiles Doppler indican un movimiento abajo-arriba en la cromosfera, indicando que la perturbación es una onda.
- Es improbable que un frente de onda con una curvatura circular casi perfecta pudiera ser generado por un mecanismo de expansión de líneas de campo magnético como el sugerido por Delannée [2000] para las ondas EIT.
- Las OM son ondas magnetoacústicas rápidas ya pueden viajar perpendicularmente a las líneas de campo magnético, lo que excluye que pueda tratarse de ondas MHD magnetoacústicas de modo lento y de Alfvén. Las velocidades son concordantes con las observaciones.
- El sitio de las fulguraciones se encuentra siempre en las afueras de las AR y en cierta correspondencia con los RP calculados para las OM. Las ondas se originarían probablemente en las fulguraciones y propagarían desde su origen en un medio coronal homogéneo, encontrándose en choque desde su inicio.
- Los magnetogramas muestran que las OM atraviesan regiones coronales tranquilas, con un promedio de intensidad de campo magnético de pocos Gauss y velocidades magnetoacústicas rápidas del orden de 400 km seg^{-1} . Por lo tanto, en todos los casos las perturbaciones son inicialmente ondas de choque, con números de Mach entre 1,2 y 4,2.

Las velocidades observadas sustentan la hipótesis de que las ondas coronales asociadas con las OM observadas en $H\alpha$ son generadas inicialmente por fuertes choques que decaen

poco a poco en ondas MHD de modo rápido. El decaimiento y la atenuación observadas en todos los eventos son típicas de ondas de choque en propagación libre. En el caso que fuesen choques impulsados por pistón, la onda mostraría signos de menor decaimiento en una parte significativa de su propagación donde el pistón, ya sea temporal o permanente, proporciona un suministro de energía al frente de choque lo que sugiere que se trata de ondas tipo “blast”. El choque puede eventualmente decaer en una onda de modo rápido normal y en consecuencia no ser visible. Las OM sólo han podido ser observadas con números de Mach más grandes que $\approx 1,5$.

Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b] sugieren que las ondas EIT podrían ser una variedad de este tipo de ondas coronales, pero con menor energía inicial y por lo tanto menor número de Mach, menor desaceleración y mayor frecuencia de aparición.

3.6.11. Simulaciones numéricas de ondas coronales

Varios autores encararon la simulación numérica de OM y ondas EIT para tratar de verificar la validez de los modelos utilizados.

Wang [2000] presentó simulaciones numéricas 2D para probar la hipótesis que las ondas EIT son ondas MHD de modo rápido. El modelo numérico de Wang es similar al de Uchida y compara sus resultados con dos eventos EIT del año 1997. Concluye que las ondas EIT son ondas magnetoacústicas de modo rápido. Estas ondas son desviadas lejos de las AR y los agujeros coronales, sitios donde la velocidad magnetoacústica es elevada. En este caso también son refractadas hacia arriba, dado que la velocidad magnetoacústica disminuye rápidamente por encima de las AR. Sus resultados concuerdan con las ondas EIT observadas, pero el modelo utilizado fue incapaz de dar cuenta de las altas velocidades asociadas con las OM, a menos que la perturbación inicial tenga la forma de un fuerte choque superalfvénico.

Wu et al. [2001] realizaron simulaciones numéricas utilizando un modelo MHD ideal en 3D, colocando un pulso de presión inicial hipotéticamente inducido por una fulguración. Encontraron que las ondas obtenidas de modo magnetoacústico rápido reproducen muchas de las propiedades de las ondas EIT, pero no pudieron obtener las altas velocidades observadas en la OM. Tanto Wang [2000] como Wu et al. [2001], utilizaron extrapolaciones coronales de magnetogramas fotosféricos, que resultaron en valores de β superiores a 1 en las regiones donde se observaron las ondas EIT, valores que pueden ser poco realistas para la baja corona, Wu et al. [2001], Chen et al. [2002].

El modelo de Chen

Chen et al. [2002], Chen and Fang [2005], Chen et al. [2005a], Chen et al. [2005b], plantearon como escenario de sus simulaciones numéricas el modelo unificado de fulguración, en el que la eyección de una cuerda de flujo debida a fuerzas externas induce una fulguración por debajo de la misma y la expansión de la configuración magnética que sustenta la cuerda de flujo.

Utilizaron un modelo MHD compresible resistivo, omitiendo el efecto de la gravedad y con temperatura coronal uniforme. La perturbación inicial es una fuerza externa que eleva la cuerda de flujo con velocidades entre 100 y 300 km seg⁻¹.

Como resultado de las simulaciones numéricas, al elevarse la cuerda de flujo el plasma por debajo de la misma es evacuado, forzando al plasma circundante congelado a las líneas de campo a desplazarse hacia esta región formando una línea de corriente de reconexión magnética. Por debajo de esta región se forman inmediatamente los arcos de fulguración. Por encima de la cuerda de flujo aparece una onda de choque moviéndose a una velocidad de ≈ 360 km seg⁻¹, más rápida que la velocidad del modo magnetoacústico rápido en el medio coronal. Al arribar a las cercanías de la superficie solar, esta onda

de choque degenera en una onda MHD de modo rápido.

Los autores encontraron que hay dos perturbaciones viajeras resultantes de este modelo; una proveniente del choque generado por el pistón de la cuerda de flujo que se eleva y que sería consistente con una OM; y otra que es una estructura de enriquecimiento de densidad que se desplaza por detrás del choque y que podría corresponderse con una onda EIT. Esta segunda perturbación produce la apertura sucesiva de las líneas de campo cerradas y no es una onda MHD. La perturbación de enriquecimiento de densidad aparece entre los arcos de fulguración y la onda de choque por pistón, avanzando con una velocidad de aproximadamente la tercera parte de velocidad de la onda de choque. Según los autores no es necesario que $\beta > 1$ para reproducir los eventos mencionados. Para un valor de $\beta = 0,05$ obtuvieron una velocidad de $\approx 773 \text{ km seg}^{-1}$ para la onda de choque y una velocidad de $\approx 250 \text{ km seg}^{-1}$ para la onda de enriquecimiento de densidad.

El número de Mach obtenido para la onda de choque en la parte superior de la cuerda de flujo es de $\approx 1,15-1,3$, indicando que este podría ser el origen de las ráfagas de radio tipo II y de las ondas SXR, valores que son bastante consistentes con las observaciones, Hudson et al. [2003]. Posteriormente, Chen and Wu [2011] reportaron haber confirmado observacionalmente este modelo.

Otras simulaciones numéricas

Pomoell et al. [2008] simularon numéricamente la eyección de una cuerda de flujo en 2D de manera similar al modelo de Chen, para lo cual utilizaron un método numérico no Riemann para resolver la ecuaciones de la MHD ideal con gravedad. La cuerda de flujo se eyecta bajo de acción de una fuerza externa aplicada a la misma. Al igual que Chen et al. [2005a], los autores observaron varios fenómenos conectados con la eyección; la formación de hojas de corriente debajo de la cuerda de flujo, la evacuación de material en

regiones de empobrecimiento y la formación de estructuras de choque extensas. Mientras la cuerda de flujo se eleva, se produce un choque impulsado por pistón por encima de la misma, el cual es un posible generador de ráfagas de radio tipo II. El choque se extiende posteriormente a ambos lados de la estructura de la CME, con lo cual podría propagar posteriormente como una onda EIT. Sin embargo este choque se debilita a niveles de baja corona, convirtiéndose solo en una onda MHD de modo rápido. Dependiendo de la magnitud de la aceleración de la cuerda de flujo, se producen ondas adicionales que barren la superficie solar debido a la evacuación de material. El modelo pudo dar cuenta de las ondas EIT, las ráfagas de radio tipo II y la aceleración de partículas propias de una eyección de CME, pero no de las OM.

Schmidt and Ofman [2010] realizaron simulaciones numéricas MHD en 3D utilizando una configuración de entorno obtenida de las observaciones en EUV de “Solar TERrestrial RELations Observatory” (STEREO), Kaiser et al. [2008], para un evento CME del 19 de mayo de 2007. En las mismas, identificaron la propagación de una onda tipo EIT producto del choque impulsado por pistón originado en la CME, cuya parte trasera impacta la superficie solar y la baja corona, presentando una velocidad consistente con las observaciones y una onda MHD de modo rápido. También reprodujeron numéricamente el impacto y la reflexión de la onda en un agujero coronal.

Cohen et al. [2009] realizaron simulaciones numéricas 3D de un evento CME acompañado de ondas coronales globales observado por STEREO el 13 de febrero de 2009. Como resultado obtuvieron la propagación de perturbaciones constituidas de dos componentes, una onda magnetoacústica de modo rápido y una pseudo onda originada por calentamiento Joule en una celda de corriente formada alrededor de la cuerda de flujo en expansión. Esta segunda componente estaría en concordancia con el modelo de ondas EIT de Delannée et al. [2008], por lo que los autores concluyeron que las ondas EIT observadas responden a un modelo híbrido.

3.6.12. Observaciones recientes de ondas coronales

Observaciones en alta cadencia temporal de “Atmospheric Imaging Assembly” (AIA), en el “Solar Dynamics Observatory” (SDO), Lemen et al. [2012], han permitido identificar las fases de formación de una CME impulsiva asociada con una fulguración. Patsourakos et al. [2012] analizaron un evento CME del 13 de junio de 2010 encontrando tres fases durante la eyección de la CME. La primera fase corresponde a una expansión lenta de la estructura inicial de la cuerda de flujo, donde esta conserva su forma. Luego sigue una segunda fase de fuerte expansión lateral durante un periodo de tiempo relativamente corto. En la tercera fase, continúa una expansión de la CME en su conjunto, conservando su forma. Durante todo este ciclo, no hay cambios significativos en la temperatura de la CME. Resultado de este proceso, en un intervalo de ≈ 5 min la estructura de la CME, en principio muy pequeña, adquiere dimensiones considerables. Estas fases de formación de una CME también han sido observadas en otros eventos, Patsourakos and Vourlidas [2012].

En sentido radial, la CME muestra una fuerte y corta aceleración, seguida de un periodo de desaceleración. La fase de expansión lateral de la CME coincide con la etapa de desaceleración radial. La fase impulsiva de la fulguración subyacente coincide con la primera fase de evolución de la CME, cuando ocurre la aceleración radial. Esto indica que la fase de expansión lateral de la CME no estaría asociada con la reconexión magnética que ocurre durante la fulguración.

Patsourakos and Vourlidas [2012] indican que la expansión lateral de la CME sería generadora de una onda EIT por cuanto la expansión marca el inicio de visibilidad de la onda EIT en EUV. La onda EIT es inicialmente coespacial con la estructura de la

CME, pero rápidamente se desconecta de los flancos de esta última, convirtiéndose en una onda que propaga libremente. La altura observada de formación de la onda EIT se situaría en ≈ 90 Mm, comenzando a ser visible en EUV a 50-100 Mm de su origen.

Liu et al. [2012] analizan el evento de eyección de CME del 8-9 de setiembre de 2010, encontrando un mecanismo de generación de onda EIT similar al propuesto por Patsourakos and Vourlidas [2012], donde al momento de generarse la onda EIT la estructura de la CME alcanza un radio de ≈ 110 Mm y su centro está situado a una altura radial similar. Su velocidad de expansión lateral es de ≈ 200 km seg^{-1} . Los autores también encuentran trenes de onda cuasi periódicos avanzando en el sentido de expansión de la CME, por delante y por detrás de la misma, estos últimos proviniendo de la región de fulguración a lo largo de un canal formado por bucles coronales anclados en la región de la fulguración.

Los autores sugieren que la fuerte expansión lateral de la CME y la alta densidad de la cromosfera componen unos límites rígidos, con forma de cuña, dentro de los cuales actúan los flancos de la CME formando un pistón semicerrado que genera una onda que se dirige principalmente hacia la baja corona y la superficie solar. Este efecto sería el responsable de producir la contraparte cromosférica de la onda coronal, es decir una OM. La estructura magnética coronal por sobre la AR se abre una vez que se ha desarrollado la CME, permitiendo la expulsión de la misma. En ese momento la expansión lateral de la CME se detiene como consecuencia de la fuerza de Lorentz de resistencia del ambiente. Esto produciría una región de “dimming” u oscurecimiento coronal, que tiene una extensión espacial limitada. La velocidad media de la onda EIT observada en el evento fue de 650 ± 30 km seg^{-1} , la cual estaría de acuerdo con la hipótesis de que se trata de una onda magnetoacústica de modo rápido propagando en la corona. En las observaciones se aprecia un desplazamiento de los arcos coronales ambientales en forma secuencial durante el paso de la onda y también la variación de la velocidad

de propagación de acuerdo al medio que atraviesa, como sucede con las ondas MHD reales. Liu et al. [2012] sugieren además que las perturbaciones cuasi periódicas que propagan por delante y por detrás de la onda EIT podría producir una modulación de la onda principal, lo que daría cuenta de la dispersión de las velocidades observadas.

Asai et al. [2012] reportaron observaciones simultáneas de una OM en $H\alpha$ y su correspondiente onda coronal en EUV utilizando datos de SDO, STEREO y observatorios en tierra. En las observaciones identificaron además de una onda EIT más lenta, ondas EUV rápidas que al entrar en contacto con la cromosfera son observable como una OM típica. Adicionalmente, una prominencia y un filamento iniciaron su oscilación en correspondencia con el paso de la onda coronal Moreton invisible y se detectó una ráfaga de radio tipo II en coincidencia con el evento.

Zhang et al. [2011] estudiaron las propiedades estadísticas de 13 eventos de OM detectados con el “Flare-Monitoring Telescope” (FMT), Kurokawa et al. [1995] y el “Solar Magnetic Activity Research Telescope” (SMART), UeNo et al. [2004] en el observatorio de Hida, encontrando las siguientes características generales en estos eventos:

- Las OM están restringidas a sectores circulares de 92° en promedio. Las ondas EIT observadas simultáneamente tienen mayor extensión angular, hasta aproximadamente 193° .
- La velocidad de propagación promedio de las OM es $\bar{v} = 664 \text{ km s}^{-1}$, contra $\bar{v} = 205 \text{ km s}^{-1}$ de las ondas EIT.
- La dirección de propagación de las OM coincide en algunos eventos con la de la erupción de filamentos, favoreciendo la hipótesis de un modelo de ignición tipo pistón.
- Las OM propagan en regiones con una morfología de bucles magnéticos simples, ya sea bucles cerrados de grandes dimensiones o regiones donde dos grupos diferentes de bucles magnéticos se separan unos de otros. Las regiones donde propagan presentan un

campo magnético débil en relación a las de su entorno, en una proporción de 1,4 a 3,7, y lo hacen a una altura de $0,01 R_{\odot}$. Las OM fluyen en esta especie de valles formados por paredes de campos magnéticos más intensos donde la velocidad magnetoacústica rápida es relativamente baja y se detienen en regiones de flujo magnético abierto. Entonces, la propagación de las OM estaría restringida a regiones con campos magnéticos coronales débiles, hecho que las diferencia de las ondas EIT, las cuales aparentemente pueden propagar en cualquier ambiente coronal.

Harra et al. [2011] reportaron la observación de una onda coronal en EUV con velocidades de propagación entre 200 y 500 km seg^{-1} relacionada con una fulguración, una “surge” y una CME, utilizando datos de SDO, AIA y datos del espectrómetro “EUV Imaging Spectrometer” (EIS), a bordo de Hinode, Culhane et al. [2007]. Los autores concluyen que es consistente con el escenario de una onda coronal generada por una CME y que se correspondería con una OM.

White et al. [2014], Cliver [2013] reportaron observaciones simultáneas realizadas el día 14 de febrero de 2011, con el “Improved Solar Optical Observing Network patrol telescope” (ISOON), Neidig et al. [1998], SDO, AIA y STEREO EUVI y COR1 en cuadratura. En las mismas son visibles una OM asociada a una fulguración M2, una onda coronal EUV y una CME. Los autores determinaron que la CME tiene una velocidad radial de 580 km seg^{-1} y una velocidad de expansión lateral de 700 km seg^{-1} cerca del inicio de la onda coronal. La onda EUV tiene una velocidad casi constante de 730 km seg^{-1} sobre una gran distancia de recorrido. La OM $H\alpha$ tiene la misma velocidad, pero aparece retrasada respecto de la onda EUV 40 Mm. Observaron además una segunda perturbación que viaja más lentamente que la onda EUV, desacelera y se detiene al llegar a la vecindad de una AR, sugiriendo que la misma estaría formada de material que se mueve lentamente desde el sitio de la fulguración y que se asociaría a la eyección de la CME. La CME se expande radialmente a 580 km seg^{-1} durante el inicio del

evento, pero luego desacelera rápidamente y se disipa al encontrar un sistema de bucles magnéticos, a una altura de $2 R_{\odot}$. La CME es visible como una estructura tipo cúpula 5 min luego de la ocurrencia de la fulguración. Como resultado del análisis, los autores asocian la expansión lateral de la CME a la OM y a la onda EUV, las cuales serían ambas manifestación de una onda de choque MHD de modo rápido. La perturbación más lenta correspondería a un efecto de la elevación de la CME.

CAPÍTULO 4

Análisis de eventos de onda Moreton

En este capítulo se describen la técnicas y los resultados obtenidos en el análisis de los eventos ondas Moreton (OM) del 6 de diciembre de 2006, Francile et al. [2010], Francile et al. [2013] y del 29 de marzo de 2014, observados con el telescopio “H-alpha Solar Telescope for Argentine” (HASTA).

4.1. Introducción

El análisis de las observaciones de OM en $H\alpha$ se centra en determinar su naturaleza física, su probable origen, su relación con otro tipo de ondas coronales globales tales como las ondas EIT y SXR y la asociación con las ráfagas de radio tipo II y la aceleración de partículas en el medio coronal, Warmuth [2007]. Los eventos OM además pueden utilizarse para analizar las condiciones del medio por el que propagan y sirven para estimar parámetros tales como la velocidad de Alfvén y la intensidad de campo magnético.

Un aspecto importante de las observaciones de OM es la determinación de cuál de los posibles escenarios de generación de ondas de choque coronales es el más probable para cada evento particular, en relación con los modelos teóricos existentes de fulguraciones, eyecciones coronales de masa (CME), eyecciones de filamentos y cuerdas de flujo.

Las observaciones de OM en $H\alpha$ dan cuenta de la cinemática e información espacial de la perturbación. Permiten extrapolar la ubicación espacial y temporal del inicio de la onda por lo que se utilizan para relacionarla con sus probables causas. Son adecuadas además para estudiar las similitudes entre distintos eventos y su relación con ondas coronales detectadas en otras bandas tales como EUV. De aquí la importancia de contar con observaciones de un buen número de eventos con alta resolución espacial y temporal.

En general, todos los eventos OM muestran curvas cinemáticas similares y viajan perpendicularmente a las líneas de campo con velocidades iniciales $v \geq 1.000 \text{ km seg}^{-1}$, lo que sugiere que se trata de ondas MHD de modo rápido en choque desde su origen. Muestran desaceleración y un paulatino decaimiento en su intensidad y un ensanchamiento de los frentes de onda a medida que propagan, características propias de una perturbación única que decae a medida que avanza y pierde energía.

Warmuth et al. [2003] propone el esquema de la Fig. 4.1 para una OM propagando, donde se aprecian las características observables en $H\alpha$ y su probable asociación con las de HeI (1.083 nm) y las ráfagas Tipo II. Muestra un choque coronal que avanza perpendicular a las líneas de campo, presionando a la cromosfera a su paso y produciendo emisiones debido al exceso de presión, densidad, temperatura y desplazamiento vertical del plasma cromosférico. Las contrapartes coronales de las OM han sido en general difíciles de observar, porque se trata de frentes visibles en EUV muy difusos y a menudo observados con bajas cadencias temporales en instrumentos tales como el “Extreme ultraviolet Imaging Telescope” (EIT), Harra et al. [2011].

El origen de las OM puede deberse básicamente a dos tipos de mecanismo de generación de ondas de choque en el medio coronal, Warmuth [2007]:

- Un pulso de presión localizado de gran amplitud que estaría asociado en general a los procesos que ocurren en las fulguraciones, con liberaciones repentinas de

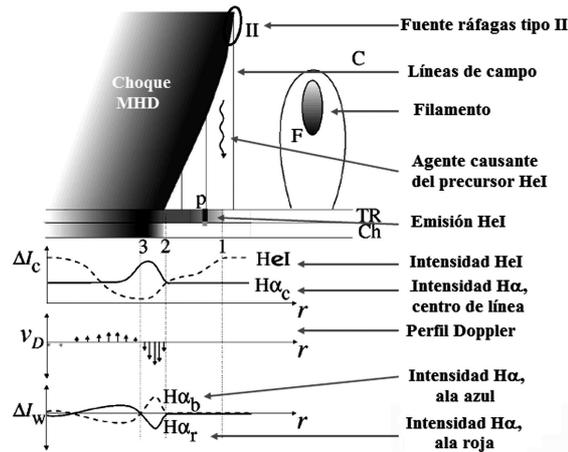


Figura 4.1: Onda de choque coronal impactando la cromosfera, (de Warmuth et al. [2003]).

grandes energías confinadas en bucles magnéticos muy calientes y localizados, los cuales generarían una perturbación simple, no lineal, que crece en amplitud y deriva en una onda de choque que luego propaga libremente por el medio coronal. Este es el escenario clásico o “blast wave”.

- Un choque impulsado por pistón, o “driven shock”, el cual es generado por el desplazamiento de una porción de plasma y campos magnéticos. El pistón entrega energía a la perturbación a medida que avanza. Este mecanismo puede subdividirse en dos tipos, los denominados “true piston shock” y el “bow shock”.

En el primero el plasma por delante del pistón está confinado y no puede desplazarse alrededor del mismo, tal cual el caso de un pistón 3D en expansión. En este caso la onda de choque se forma por delante del pistón y lo supera en velocidad, lo que indica que puede existir onda de choque aún en el caso que la velocidad del pistón no supere la velocidad característica de una onda en el medio.

En el denominado “bow shock”, el plasma impulsado por el pistón puede fluir por los costados del mismo. En este caso la perturbación tiene la misma velocidad que el pistón

y solo se produce una onda de choque si el pistón tiene una velocidad mayor que la velocidad característica de una onda en el medio. La forma del pistón es relevante ya que podría tener dimensiones constantes o variables en el tiempo. Este tipo de choque podría ser generado por el desplazamiento radial o lateral de una CME, o la eyección de filamentos y cuerdas de flujo, o también por las eyecciones de pequeña escala tales como los “spray” o bucles magnéticos en erupción.

Un caso especial de “driven shock” es aquel en que el pistón actúa de manera temporal e impulsiva. Una vez finalizada su acción la onda de choque propaga libremente de manera similar a una onda tipo “blast”, Vřnak and Cliver [2008], asemejándose al escenario clásico en el cual un pistón 3D (pulso de presión), actúa durante un periodo de tiempo corto.

Por lo tanto, las características de los choques en la corona solar dependerán del tipo de acción que ejecuta el pistón que actúa en la fase de formación de la onda, principalmente de la forma del pistón y de su evolución cinemática.

Sea cual fuere el proceso físico que inicia la expansión o el desplazamiento del pistón, se requiere de cierto tiempo para que este adquiera la velocidad y la aceleración suficientes como para iniciar una perturbación, la que luego de cierto tiempo y distancia producirá una onda de choque. Los tiempos y distancias involucradas dependen de las características cinemáticas del pistón y cuan impulsivas sean estas, Vřnak and Cliver [2008]. La velocidad final de la onda de choque resultante dependerá directamente de las características del pistón iniciador.

Las observaciones de OM en $H\alpha$ son relevantes por cuanto permiten cuantificar algunas de los siguientes puntos, entre otros:

- Características de la onda de choque, de los frentes de onda y probables tipos de pistón que la generaron.

- Probable sitio y tiempo de inicio de la onda y su probable relación con CME, fulguraciones, eyecciones de filamentos, cuerdas de flujo y eyecciones de pequeña escala presentes en el evento.
- Probable distancia de formación del choque, impulsividad del pistón iniciador y características del medio por el que propaga (velocidad de Alfvén, intensidad de campo magnético).
- La relación con ondas observadas en otras bandas, HeI, EUV, SXR, ráfagas de radio tipo II, microondas y partículas aceleradas, si las hubiere.
- El ajuste con diferentes modelos de generación de fulguraciones, eyecciones de filamentos, cuerdas de flujo y CME.
- La relación con la activación de filamentos, eyecciones secundarias y fulguraciones simpatéticas, si las hubiere.
- La respuesta de la cromosfera y región de transición frente a ondas de choque coronales.
- La relaciones de la orientación y la extensión angular de la perturbación con alguno de los puntos anteriores.

Las observaciones muestran en general una cuasi simultaneidad entre el inicio de la OM con la fase impulsiva de las fulguraciones y la fase de aceleración de las CME, aunque en general el inicio de la eyección de CME precede a las fulguraciones.

En relación con la fulguraciones, las OM siempre están asociadas con ellas, pero los probables sitios de inicio de las ondas aparecen en general separados de los sitios de fulguración. La ocurrencia de una fulguración no implica la ocurrencia de una OM, ni

existe correlación entre la energía liberada en una fulguración con la ocurrencia o el comportamiento cinemático de las ondas.

En relación con las CME, existe una alta asociación. En los eventos OM se observa la eyección de una CME en un 90% de los casos, pero no existe correlación entre la cinemática de la CME y la de las OM. En un 78% de los casos, las CME tienen una evolución más lenta que las OM concurrentes.

En relación con las eyecciones de pequeña escala, en un 85% de los eventos de OM es visible una eyección de este tipo, con tiempos de inicio que coinciden aproximadamente en un 75% de los eventos. Los sitios de las eyecciones se sitúan en las cercanías del “radiant point” (RP) de la OM y las direcciones del movimiento de la eyección en general coinciden con el sector angular de visibilidad de las OM. Sin embargo en una alta proporción (66%) las eyecciones son más lentas que las OM y no son candidatas a producir ondas de choque por su baja energía, Warmuth [2007].

En $H\alpha$, las OM constituyen una perturbación que se visualiza en forma difusa con forma de arco que avanza alejándose de una AR donde se ha producido una fulguración y que abarca en general grandes extensiones del disco solar. Constituye por lo tanto un fenómeno difícil de detectar y medir en forma precisa, sobre todo al final de su evolución al decaer su intensidad considerablemente. Para conseguir su detección en las imágenes obtenidas con el telescopio HASTA es necesario aplicar distintas técnicas de filtrado y realce, principalmente para minimizar los efectos de las perturbaciones atmosféricas (“seeing”). Algunas de estas técnicas son solo aplicables a determinar características morfológicas por cuanto modifican no linealmente las intensidades registradas y por lo tanto no son aptas para realizar fotometría. Otras permiten realizar estudios fotométricos pero solo son aplicables a datos con una relación señal-ruido elevada.

Respecto de los estudios fotométricos, tal cual se describió en la sección 3.4, la medida

de las emisiones en $H\alpha$ que provienen de un medio cromosférico en general ópticamente grueso se componen de las contribuciones actuales y pasadas de diferentes parámetros físicos. Las intensidades medidas en $H\alpha$ en una sola banda (centro de la línea o alas), solo permiten estimar en base a modelos de atmósfera la contribución de ciertas características particulares del plasma cromosférico, tales como su exceso de temperatura o densidad y las alturas cromosféricas a las que estas se producen. Por esta razón, en general el estudio morfológico de los eventos OM aporta datos de mayor relevancia al permitir inferir las características físicas de la perturbación y su relación con ciertos fenómenos que podrían estar asociados.

4.2. Ondas Moreton $H\alpha$ observadas el 6 de diciembre de 2006. Estudio de un caso en 2D

4.2.1. Datos del evento

El 6 de diciembre de 2006 el “Solar Geophysical Data” (SGD) de la “National Oceanographic and Atmospheric Administration” (NOAA) reportó una fulguración tipo $3B$ en $H\alpha$ a las 18:45 “universal time” (UT) y “Geostationary Operational Environmental Satellite” (GOES) la clasificó como X 6,5. El “Optical Solar Patrol Network” (OSPAN), actualmente “Improved Solar Optical Observing Network patrol telescope” (ISOON) del “National Solar Observatory” (NSO) indicó un único frente de OM asociado a la fulguración.

El evento Moreton del 6 de diciembre de 2006 fue observado en su totalidad por el telescopio HASTA con una cadencia temporal de una imagen cada 5 seg, dado que la fulguración X 6,5 activó automáticamente el “Modo Fulguración” en el programa de observación de HASTA.

Los frentes de OM son visibles en 86 imágenes adquiridas por HASTA, entre las 18:44:00 UT y las 18:51:05 UT, provenientes de la región activa NOAA AR10930. La misma está localizada en ($S06E58$) según coordenadas heliográficas. Así mismo, dos filamentos distantes de la región activa resultan activados aparentemente con el paso de la perturbación OM, exhibiendo oscilaciones en la intensidad registrada en $H\alpha$ debido a efecto Doppler, uno de ellos situado al sur de la AR, aproximadamente en coordenadas ($S50E11$) y otro al norte en coordenadas ($N38E61$). En la Fig. 4.2 izquierda se observa la ubicación de la región activa NOAA AR10930, la cercana región activa NOAA AR10929 y los filamentos norte y sur (NF y SF respectivamente). A la derecha de la figura se observa la correspondiente distribución magnética fotosférica obtenida con el “Michelson Doppler Imaging” (MDI) a bordo del “Solar and Heliospheric Observatory” (SOHO).

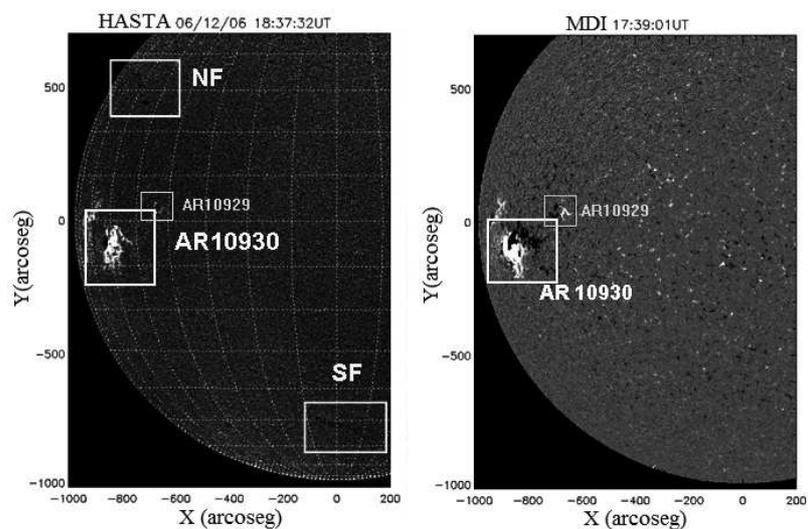


Figura 4.2: Izquierda: imagen de HASTA donde se observa la región activa NOAA AR10930, el NF y el SF. Derecha: campo magnético fotosférico obtenido de MDI (blanco/negro indican polaridades +/- respectivamente).

A efectos de caracterizar temporalmente la evolución de la fulguración se utilizaron los datos del satélite GOES 11, particularmente del instrumento “Space Environment Monitor” que observa las emisiones en rayos X provenientes del Sol. Se analizaron las curvas de datos de promedios temporales cada 1 minuto en las bandas XL (0,1-0,8

nm) y XS (0,05-0,3 nm). El máximo de intensidad en rayos X blandos se produjo a las 18:47 UT. Según se aprecia en la Fig. 4.3, las curvas de promedios temporales de rayos X exhiben una pendiente creciente comenzando a las 18:29 UT y un posterior decaimiento lento que se prolonga hasta después de las 19:00 UT. Las derivadas de las curvas muestran un incremento pronunciado comenzando a las 18:40 UT y 18:42 UT en las curvas XL y XS respectivamente, con un máximo coincidente en ambas a las 18:44 UT. El tiempo a mitad del flanco creciente de las curvas XL y XS se produce a las 18:43 UT, el que podría considerarse como el instante de fase impulsiva de la fulguración.

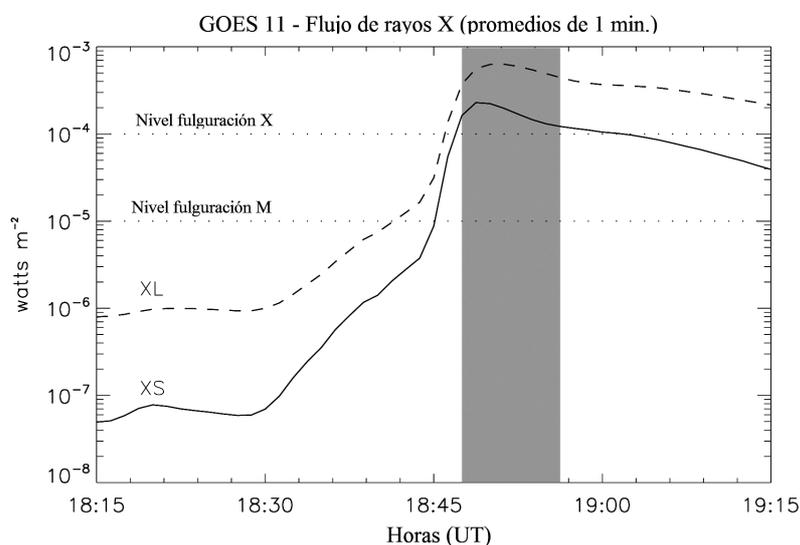


Figura 4.3: GOES11: Flujo de rayos X integrado 1 min. El área sombreada corresponde al rango de visibilidad de la OM. XL: (0,1-0,8 nm), XS: (0,05-0,3 nm).

En las imágenes $H\alpha$ de HASTA, la evolución del evento OM muestra una mayor visibilidad en la dirección heliográfica sudoeste, con un frente irregular en su inicio formado por tres “frentes tempranos”, tal como se aprecia en la Fig. 4.4. Este frente irregular paulatinamente toma forma circular a la vez que se torna más difuso. Los tres frentes tempranos aparecen al comienzo de la OM en forma secuencial y bien diferenciados, lo que sugiere que podrían originarse en anisotropías del medio coronal de la región, o en la coexistencia de más de un frente de OM propagando en forma superpuesta, Muhr

et al. [2010].

A los efectos de analizar el evento del 6 de diciembre de 2006 en detalle, se plantearon como hipótesis de trabajo los tres escenarios hipotéticos de generación de la OM propuestos por Warmuth [2007]: un pulso de presión producido por la fulguración; una eyección de CME; y una eyección de pequeña escala. Estos se refieren de aquí en adelante como hipótesis $H1$, $H2$ y $H3$.

Balasubramaniam et al. [2010] analizaron extensivamente el mismo evento y concluyeron que la expansión lateral de una arcada magnética en erupción, localizada en el lado oeste de la AR10930, fue la probable causa principal de la perturbación OM (hipótesis $H2$).

En nuestro trabajo se analizaron particularmente la evolución de los frentes de OM en $H\alpha$ y, para investigar la precisión de cada hipótesis de trabajo, una eyección de pequeña escala localizada en el lado este de la AR10930, visible en datos del instrumento “Transition Region and Coronal Explorer Telescope” (TRACE), Handy et al. [1999]). Además, se determinó con precisión el instante de inicio de la fulguración y se analizó el parpadeo de dos filamentos distantes de la AR claramente visibles en las imágenes de HASTA, los que aparentemente son activados por el paso de un frente de onda coronal, como fue sugerido por Gilbert et al. [2008].

4.2.2. Curvas de luz de la fulguración

Se analizó la fulguración mediante curvas de luz localizadas en diferentes zonas de la AR, para investigar la probable región que da origen al evento de OM y determinar con precisión el momento en que ocurre la fase impulsiva y su posterior evolución (ver sección 3.1.2). A tal fin se definieron; una región que abarca la AR completa y tres zonas sobre regiones que aparecen morfológicamente diferenciadas dentro de la AR como se

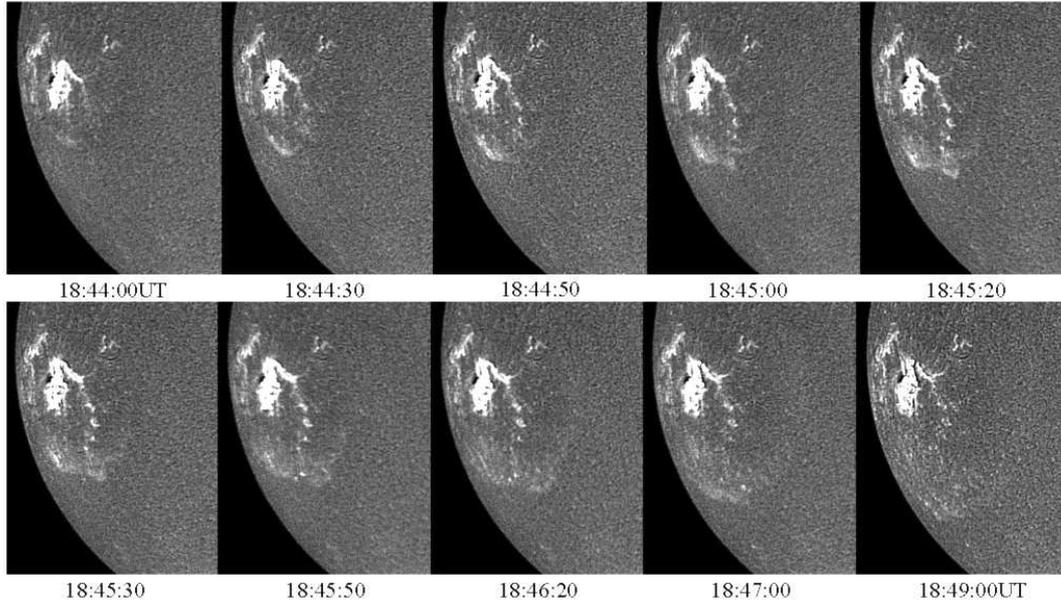


Figura 4.4: Secuencia de imágenes de HASTA donde se aprecia la evolución del evento de OM.

aprecia en la Fig. 4.5.

Las zonas así definidas se trazaron coincidentemente en las imágenes de HASTA y TRACE, de manera de comparar las curvas de luz de ambos instrumentos.

La Zona 1, centrada en la posición (242, 411) píxeles en referencia a las imágenes de HASTA, es la región que presenta las emisiones más intensas de la fulguración en $H\alpha$. La Zona 2 centrada en (241, 427) píxeles no es tan intensa pero exhibe un comportamiento similar al de la curva de luz de la AR completa por lo que es representativa de la misma. La Zona 3 centrada en (260, 429) píxeles tiene un retardo en su crecimiento de ≈ 2 min respecto de las zonas anteriores y en ella es visible un incremento temporal de la intensidad en $H\alpha$ que se desplaza progresivamente en dirección noroeste. Como describen Balasubramaniam et al. [2010], este desplazamiento podría ser causado por la expansión de las cintas de fulguración.

La Fig. 4.6 en el panel *a*, muestra la curva de luz normalizada de la AR completa obtenida a partir de los datos de HASTA (en línea continua) y de los datos de TRACE

(línea de trazos). El perfil de crecimiento de la fase prefulguración se inicia al mismo tiempo en los datos de ambos telescopios, $t = 18:42:05$ UT. En TRACE el máximo de intensidad se alcanza en $t = 18:43:27$ UT, 5 min antes que en H α ($t = 18:48:19$ UT).

En la Fig. 4.6, paneles *b*, *c* y *d* se muestran las curvas de luz normalizadas de cada una de las 3 zonas definidas dentro de la AR. A fin de comparar los eventos, se toma como instante de referencia el tiempo en el cual la pendiente de la curva de luz de TRACE es la mitad de su valor máximo. Esto es $t = 18:42:45$ UT para la AR completa, $t = 18:42:56$ UT para la Zona 1, $t = 18:42:45$ UT para la Zona 2 y $t = 18:44:27$ UT para la Zona 3.

Las curvas de luz $i(t)$, se obtienen de realizar la diferencia entre la intensidad total de las región considerada (suma de la intensidad de los píxeles individuales que la componen) y la intensidad total de una región de comparación, elegida cercana a la región de interés, para cada una de las imágenes de la serie temporal, de la siguiente manera:

$$i(t) = \sum_{x_1}^{x_2} \sum_{y_1}^{y_2} I(x, y, t) - \sum_{x_3}^{x_4} \sum_{y_3}^{y_4} I(x, y, t) \quad (4.1)$$

Donde en la Ec. 4.1, x_1, x_2, y_1, y_2 , corresponden al subfotograma correspondiente a la región que se pretende medir en la imagen $I(x, y, t)$ y x_3, x_4, y_3, y_4 a la región de comparación. La intensidad $i(t)$ posteriormente se normaliza dividiendo por el máximo de la serie temporal, $i_n(t) = \frac{i(t)}{i_{\text{MAX}}}$.

La región de comparación se elige de manera que esta resulte poco afectada por la actividad de la AR o el eventual paso de la OM. A tal efecto se utiliza una región de dimensiones iguales a la de interés y ubicada al noreste de la AR. Debido a que las curvas de luz solo se utilizan para obtener referencias temporales y no determinaciones fotométricas, no es necesario reducirlas a unidades físicas calibradas.

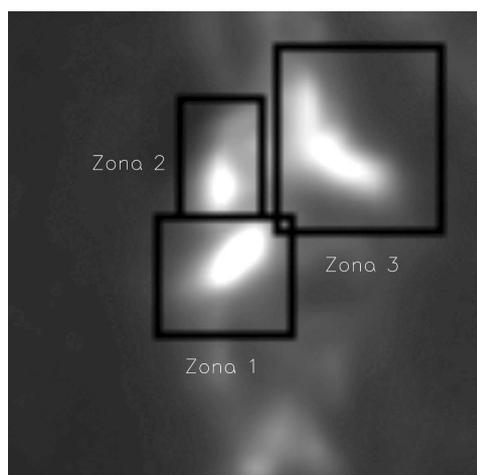


Figura 4.5: Vista de NOAA AR10930 en datos de HASTA. La imagen corresponde a las 18:45:35 UT. Los rectángulos oscuros indican las 3 zonas elegidas para obtener las curvas de luz. El campo de visión está centrado en la posición $P=(248, 420)$ píxeles.

4.2.3. Preprocesamiento de imágenes de HASTA

Para efectuar el preprocesamiento de las imágenes de HASTA se utilizaron las técnicas estándar del paquete de rutinas “Hastapp”. Las imágenes fueron procesadas aplicándoles primero un registro (centrado de imágenes y rotación con norte solar arriba) y luego la corrección por campo plano instrumental, Leuzzi and Francile [2007].

A los efectos de determinar la posición de los frentes OM, el “seeing” o distorsión de las imágenes causada por las perturbaciones atmosféricas al momento de la observación representa un inconveniente, debido a que el registro de las imágenes en el paquete de preprocesamiento estándar se realiza en base a la determinación del centro geométrico del disco solar completo. Los efectos del “seeing” afectan de manera diferencial y aleatoria las distintas regiones de las imágenes solares en HASTA en relación con el valor del parámetro de Fried r_0 presente durante la observación (ver sección 5.7), produciendo un aparente desplazamiento de unas regiones del disco solar contra otras.

En el caso de un evento de gran extensión tal como la OM que abarca prácticamente 1 radio solar (R_{\odot}) entre el inicio y el final de su visibilidad, los errores en la determinación

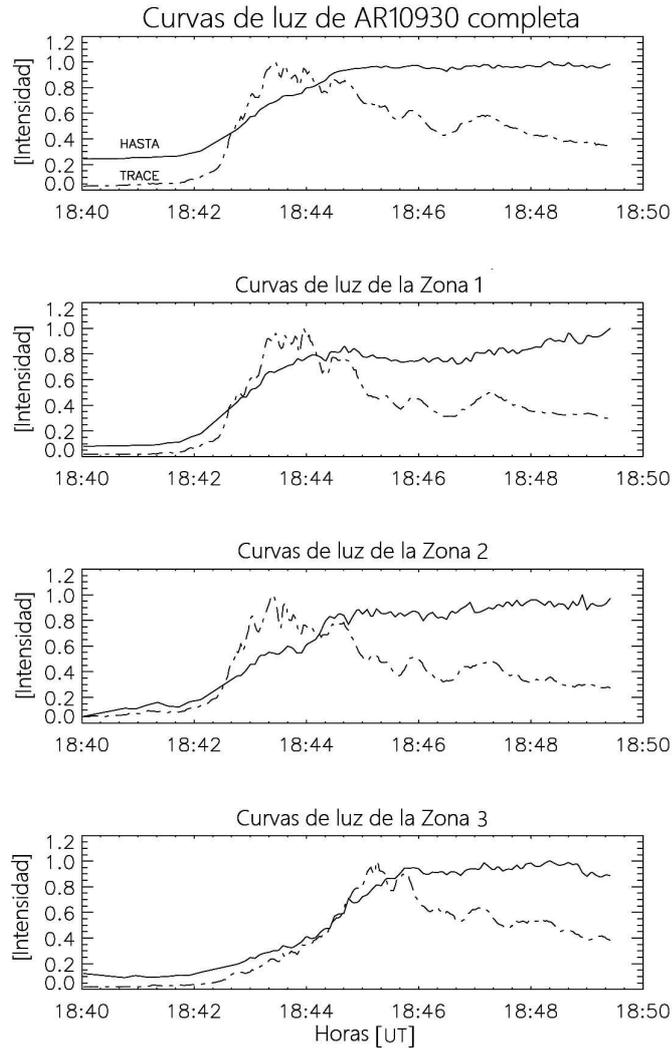


Figura 4.6: Curvas de luz de la NOAA AR10930. Panel *a*: AR Completa; panel *b*: Zona 1; panel *c*: Zona 2; panel *d*: Zona 3.

de la posición de los frentes por deficiencias en el centrado de imágenes son considerables.

Para minimizar los efectos del “seeing” se aplicó un método de centrado referido a la morfología de la AR, en cuyas inmediaciones se encuentra el supuesto origen del fenómeno OM. Se aplicó en este caso un centrado de imágenes utilizando el método de “local-correlation-tracking” (técnicas de correlación cruzada, Aschwanden [2009]). En nuestro caso este consiste en desplazar un número entero de píxel en direcciones x e y todas las imágenes de la serie, buscando la mejor coincidencia respecto de un

subfotograma de una imagen de referencia. Este subfotograma se elige de manera de abarcar la AR10930 completa, por cuanto la misma presenta detalles definidos y con suficiente brillo y es el origen del evento que se pretende analizar.

Dadas dos imágenes $I_0(x, y)$, $I_n(x, y)$, el centrado de la imagen I_n respecto de la imagen I_0 se realiza encontrando los valores enteros de α, β que maximizan la función definida como:

$$[I_0(x, y) \star I_n(x, y)]_{\alpha, \beta} \Big|_{\max} = \sum_{i=-\alpha}^{i+\alpha} \sum_{j=-\beta}^{j+\beta} I_0(x, y) I_n(x + \alpha, y + \beta) \quad (4.2)$$

Entonces, la imagen I_n se desplaza α, β píxeles en (x, y) , respectivamente. La Ec. 4.2 se aplica a un subfotograma de las imágenes, de 64×64 píxeles, centrado en la AR.

Este método además corrigió los efectos de la rotación solar durante la visualización del fenómeno OM. Un inconveniente encontrado aplicando esta técnica es que la morfología de la AR cambia drásticamente durante la evolución de la etapa posfulguración, habiendo requerido en este caso correcciones manuales en los periodos de cambios apreciables en la morfología de la AR. No se obtuvieron mejores resultados utilizando correcciones inferiores a valores enteros de píxeles.

4.2.4. Realce de los frentes de onda Moreton

Los frentes de OM son en general tenues y difusos, de manera que para visualizarlos es necesario aplicar alguna técnica de realce. En el evento del 6 de diciembre de 2006, se intentaron distintas técnicas, tales como filtros de ruido gaussiano, filtros de promedio y filtros de realce “running difference” (RD) y “base difference” (BD). Estos últimos se utilizaron originalmente en imágenes solares de las misiones espaciales SOHO y TRACE. Consisten en un realce de los cambios que ocurren entre una imagen y la anterior de

una serie temporal, mediante la sustracción de estas imágenes.

Los mejores resultados se obtuvieron utilizando las técnicas RD y BD combinadas. En este caso y a fin de minimizar los cambios fluctuantes permanentes entre una imagen y la siguiente producidos por el “seeing” y la granulación típica de las imágenes $H\alpha$, la sustracción se realizó con un promedio de 5 imágenes anteriores a la tratada, de la siguiente manera:

$$I_{i \text{ diff}}(x, y) = [I_i(x, y) - \bar{I}_i(x, y)] - \frac{1}{5} \sum_{i=6}^{i-1} [I_i(x, y) - \bar{I}_i(x, y)] \quad (4.3)$$

donde $I_{i \text{ diff}}(x, y)$ es la imagen RD, $I_i(x, y)$ la imagen sin realce, e $\bar{I}_i(x, y)$ es el valor medio de la imagen correspondiente. Los valores medios se sustraen para eliminar diferencias de intensidad de fondo debidos a por ejemplo presencia de nubosidad.

En el caso de BD, se utiliza:

$$I_{i \text{ base}}(x, y) = [I_i(x, y) - \bar{I}_i(x, y)] - \frac{1}{5} \sum_{b=5}^b [I_b(x, y) - \bar{I}_b(x, y)] \quad (4.4)$$

donde el índice b de la serie de imágenes es fijo y se elige anterior al inicio del evento (fulguración).

A las imágenes así procesadas se les aplicó un filtrado de realce simple del tipo “unsharp masking”, el cual consiste en sustraer de las imágenes una máscara del fondo de baja frecuencia obtenida con algún filtro, tanto en el dominio espacial como frecuencial de la siguiente manera, Aschwanden [2009]:

$$I_{i \text{ um}}(x, y) = \left[I_i(x, y) - \frac{1}{\alpha} Fm(I_i(x, y)) \right] \quad (4.5)$$

donde $I_{i \text{ um}}(x, y)$ es la imagen realzada, $Fm(I_i(x, y))$ indica un filtro pasa-bajo de “me-

dia” aplicado a la imagen i y $\alpha > 1$ es un coeficiente de ajuste de manera de conseguir resultados satisfactorios. El resultado de aplicar estas técnicas se aprecia en la Fig. 4.7

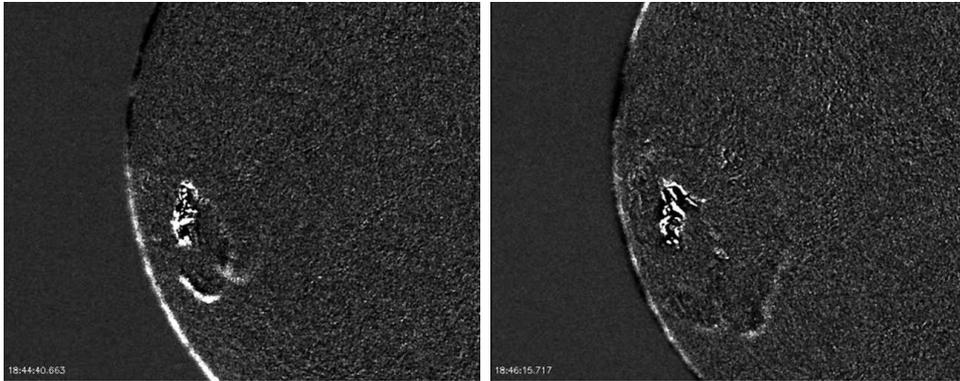


Figura 4.7: Resultado de la aplicación de las técnicas de realce para las imágenes de HASTA mostrando la OM en dos momentos de su evolución.

La técnica aplicada no permite realizar estudios fotométricos pero si morfológicos de la evolución del frente de OM, por cuanto el interés del trabajo es obtener datos precisos de la evolución de la posición de los frentes de onda.

4.2.5. Obtención de las posiciones de los frentes

Para obtener la posición espacial de los frentes OM se utilizó el método “visual”, Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b], aplicado a cada una de las imágenes de la serie temporal del evento del 6 de diciembre de 2006. Este método es ventajoso frente al método de análisis de los “perfiles” de intensidad a grandes distancias del origen de la perturbación, por cuanto permite reconstruir un frente de onda extenso cuando los perfiles son ya muy tenues y difusos como para ser detectados correctamente sobre el ruido de fondo.

El método “visual” se aplicó trazando varios puntos representativos de la posición de los frentes en forma manual en cada una de las imágenes de la serie, tratando de cubrir toda la extensión angular visible de los mismos (entre 20 y 30 puntos por imagen). Sobre

estos puntos se trazó luego una línea poligonal representativa de los frentes, utilizando una interpolación con un spline cúbico en aproximadamente 8 puntos intermedios entre cada par de puntos trazados.

El procedimiento se repitió 5 veces en cada imagen, obteniendo 5 poligonales representativas de los frentes OM en cada imagen de la serie, de manera de promediar las mediciones y minimizar los errores de determinación. El error en la determinación de cada punto se estimó de ± 2 píxeles, lo cual corresponde a $\approx 4''$ que son las fluctuaciones típicas del “seeing” diurno en el sitio de observación, (ver sección 5.7).

4.2.6. Determinación del punto radiante

El punto radiante (RP), es un punto de coordenadas (x, y) en las imágenes cromosféricas, que se supone el sitio de origen del fenómeno OM. Bajo la suposición que la OM es una perturbación coronal que se expande en forma cuasi esférica en un medio coronal homogéneo a partir de un punto de origen situado sobre la superficie solar, el frente de esta onda intersecta a la esfera solar en una circunferencia en 3D.

Entonces, la manera usual de determinar el RP es interpolar circunferencias proyectadas sobre la esfera solar a los primeros frentes OM visibles, cuyo centro correspondería al RP, Warmuth et al. [2001], Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b]. En las imágenes 2D, estas circunferencias proyectadas son elipses.

En este trabajo, la posición del RP se obtuvo a partir de determinar las distancias cromosféricas recorridas por el frente de onda de manera más precisa que lo convencional en razón de la alta resolución temporal de los datos de HASTA.

Las distancias cromosféricas que recorre el frente de onda en distintas direcciones a partir del RP y sobre la esfera solar, serán las longitudes de los arcos de circunferencias sobre círculos máximos que pasan por el RP.

Tomando el centro de la esfera solar O como origen de coordenadas cartesianas 3D, la distancia cromosférica d entre dos puntos $K_k(x, y, z)$ y $Q_j(x, y, z)$ situados sobre la esfera solar se obtiene de como $d(j, k) = R_{\odot} \alpha$, donde α es el ángulo entre los vectores \mathbf{OK}_k y \mathbf{OQ}_j . R_{\odot} es el radio solar, por lo que $R_{\odot} = |\mathbf{OK}_k| = |\mathbf{OQ}_j|$. Este ángulo α se obtiene a partir del producto escalar como:

$$\alpha = \arccos \left[\frac{\mathbf{OK}_k \cdot \mathbf{OQ}_j}{R_{\odot}^2} \right] \quad (4.6)$$

La posición en este sistema cartesiano 3D de coordenadas (x, y, z) de un punto de posición (x', y') píxeles de una imagen de HASTA se obtiene como:

$$\begin{aligned} x &= x' - x'_0 \\ y &= y' - y'_0 \\ z &= \sqrt{R_{\odot}^2 - (x' - x'_0)^2 - (y' - y'_0)^2} \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde x'_0, y'_0 es la posición en píxeles del centro del disco solar sobre la imagen de HASTA y R'_{\odot} es el radio solar en píxeles obtenido de la imágenes de HASTA para el día y la hora de observación correspondiente.

Entonces, con este procedimiento se determinan las distancias cromosféricas $d(j, k)$ entre cada uno de los puntos K_k de las poligonales trazadas sobre los frentes OM y un punto Q_j situado en un entorno de la AR como probable origen del evento (RP). Haciendo variar $Q_j(x', y')$ en un entorno del centro de la AR y utilizando un ajuste robusto no lineal por mínimos cuadrados aplicando el algoritmo “Levenberg-Marquardt” del paquete “MPFIT”, Markwardt [2009], se determina el punto $Q_j(x, y, z)$ que mejor interpola una circunferencia proyectada sobre la esfera solar. Este punto será el RP.

El procedimiento de ajuste de circunferencias en 3D es más robusto que el de interpolar elipses en 2D, debido al número de parámetros involucrados. Para interpolar una circunferencia se necesitan ajustar 3 parámetros (centro x , centro y , radio), mientras que las elipses requieren del ajuste de 5 parámetros (centro x , centro y , semieje mayor, semieje menor, inclinación). En todos los casos el ajuste se realiza sobre una porción de arco que nunca excede de 100° , lo que dificulta la interpolación.

El comportamiento de los RP hallados para cada una de las imágenes de la serie temporal se aprecia en la Fig. 4.8, donde se han graficado el radio de la circunferencia interpolada y la posición (x', y') (en píxeles de las imágenes de HASTA) como función del tiempo. Las líneas de trazos corresponden a ajustes lineales a las curvas en el intervalo definido por las líneas de puntos verticales, de manera de suprimir los valores discordantes del final. Las barras verticales sobre las curvas indican los errores estimados de la interpolación.

Como se aprecia en el panel inferior de la Fig. 4.8, el radio de las circunferencias interpoladas crece cuasi linealmente. La extrapolación de esta curva a un radio $\rightarrow 0$ indicaría el momento aproximado de inicio de la OM, el cual corresponde a $t_0 = 18:41:03,5 \pm 9,3$ UT. La pendiente de la curva indicaría la velocidad media de crecimiento de las circunferencias interpoladas, que en este caso es de $s_0 = 868,8 \pm 19,1$ km s⁻¹.

Habitualmente la posición del RP se obtiene de los primeros frentes visibles. A partir de los gráficos de la Fig. 4.8 podría obtenerse el RP extrapolando las posiciones x', y' a t_0 . Pero en las cercanías de la AR las condiciones del medio difieren sustancialmente del resto de la región coronal tranquila donde avanza la perturbación, Aschwanden [2005], por lo que la velocidad de Alfvén del medio coronal sería considerablemente mayor en las cercanías del RP. Entonces no es adecuado extrapolar el comportamiento de los frentes OM a tiempos anteriores a los primeros frentes visibles. Por esta razón se tomó como ubicación del RP el punto Q_0 , cuya posición (x', y') se obtiene de las rectas interpoladas

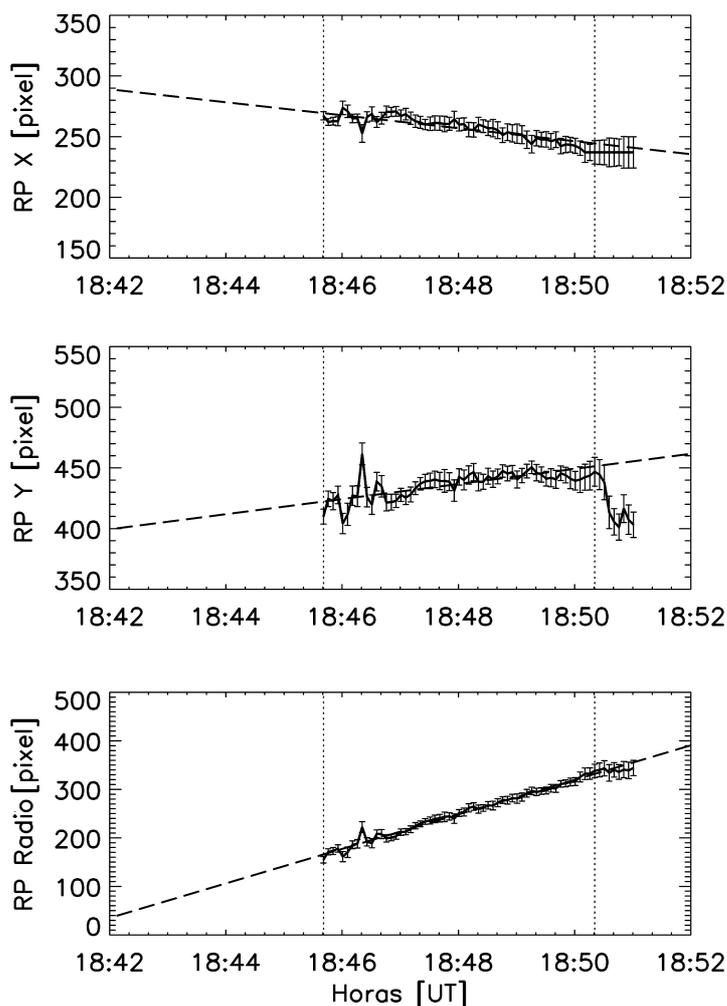


Figura 4.8: Determinación de la posición del RP. Panel superior: coordenada X, Panel central: coordenada Y. Panel inferior: radio de las circunferencias interpoladas. Las coordenadas corresponden a la posición (x', y') en píxeles sobre las imágenes. Las rectas en líneas de puntos corresponden a ajustes lineales sobre las curvas.

en el tiempo en que es visible el primer frente OM, $t = 18:45:40$ UT. La posición obtenida del RP es $Q_0 = (269,3 \pm 4,5; 422,3 \pm 7,9)$ [píxel], coordenadas heliográficas $(N00,6E54,3)$.

La velocidad de deriva lineal vd en la posición del centro de las circunferencias durante la evolución visible de los frentes OM tiene componentes $vd_x = -130,7 \pm 12,3$ km s⁻¹, $vd_y = 152,1 \pm 17,3$ km s⁻¹, a partir de las cuales se obtiene un módulo $|vd| = 200,5$ km

s^{-1} . Esta velocidad de deriva en dirección noreste puede atribuirse a diferentes causas, tales como las inhomogeneidades del medio coronal donde propaga la onda, o a errores en la determinación de la posición de los frentes o en la interpolación de circunferencias sobre una extensión angular acotada. También es posible que se origine en algún tipo de comportamiento particular del pistón 3D que inicia la perturbación OM.

4.2.7. Los puntos radiantes de los frentes tempranos

La Fig. 4.10 muestra el aspecto de los frentes tempranos denotados como $F1$, $F2$ y $F3$, los cuales son visibles en el comienzo del evento OM en forma diferenciada y apareciendo en forma secuencial en el orden indicado.

Estos frentes se analizan separadamente con el objeto de discernir si se trata de frentes de onda diferentes del frente de OM global.

A tal efecto se obtienen sus RP de forma similar al procedimiento descrito anteriormente, eligiendo para cada uno de ellos solamente las imágenes de la serie temporal donde son claramente diferenciados. Entonces se seleccionan 27 imágenes de HASTA en el intervalo temporal 18:43:26-18:45:36 UT para analizar el frente $F1$; 14 imágenes en el intervalo 18:44:31-18:45:36 UT para $F2$ y 8 imágenes en el intervalo 18:45:01-18:45:36 UT para $F3$.

La Fig. 4.9 muestra las gráficas obtenidas al determinar los RP de los frentes tempranos $F1$, $F2$ y $F3$. De forma similar al caso del RP global, las curvas muestran un radio que se incrementa en función del tiempo, aunque en este caso las curvas obtenidas son más irregulares. Un test de bondad chi-cuadrado realizado sobre los ajustes lineales de los frentes tempranos $F1$, $F2$ arroja un nivel de confianza pobre.

Los puntos radiantes RP1, RP2 y RP3 se determinan de igual manera que para el análisis global, es decir la ordenada para la abscisa correspondiente al tiempo del primer frente

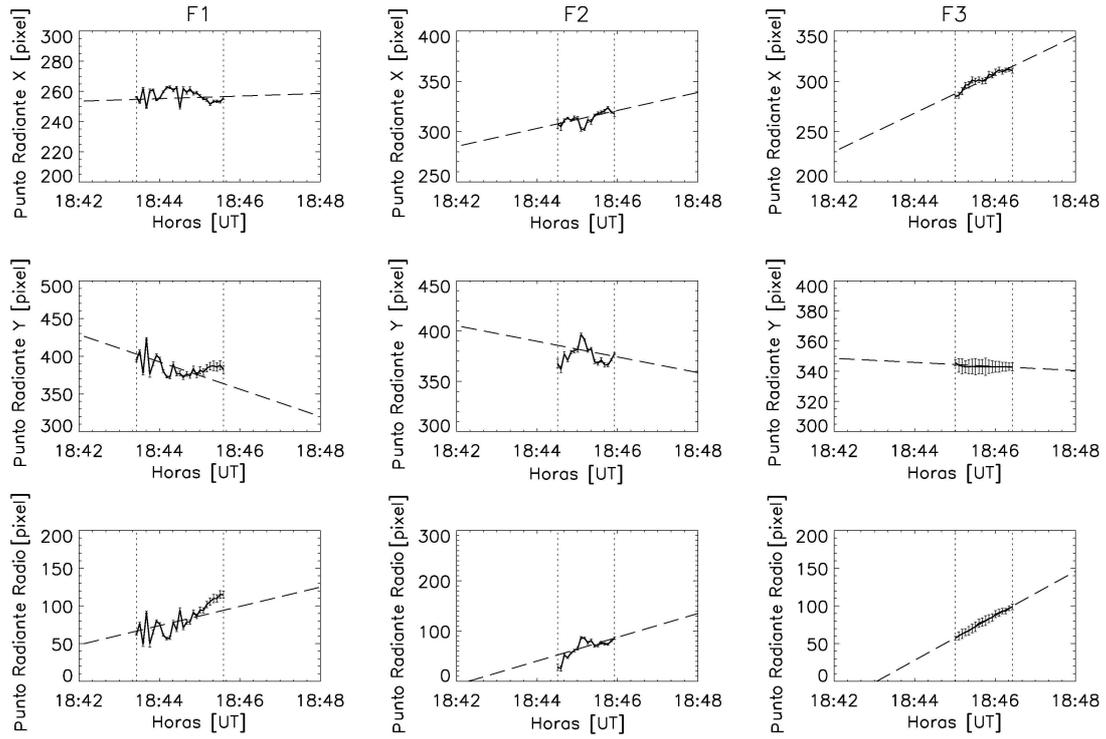


Figura 4.9: Determinación de los RP de los frentes tempranos $F1$, $F2$ y $F3$. Panel superior: coordenada x (píxeles); Panel central: coordenada y (píxeles); Panel inferior: radio de las circunferencias interpoladas (píxeles).

observado obtenida a partir de la curva de ajuste lineal.

Las posiciones de los RP obtenidas para $F1$, $F2$ y $F3$ son $Q_{01} = (254,7 \pm 4,8; 402,8 \pm 14,2)$, $Q_{02} = (307,7 \pm 4,9; 385,8 \pm 11,3)$ y $Q_{03} = (287,7 \pm 2,9; 344,5 \pm 0,7)$, respectivamente.

Como se observa en la Fig. 4.9, Q_{01} , Q_{02} y Q_{03} se localizan aproximadamente en el segmento que conforma el frente considerado y el RP global Q_0 .

Las velocidades de deriva de los RP de los frentes tempranos obtenidas son:

$F1$: $vd_{1x} = 20,9 \pm 4,6$; $vd_{1y} = -442,1 \pm 21,6$, con módulo $|vd_1| = 442,6$ km s $^{-1}$ y desplazándose claramente en dirección sur.

$F2$: $vd_{2x} = 218,6 \pm 20,1$; $vd_{2y} = -189,9 \pm 22,3$, con módulo $|vd_2| = 289,6$ km s $^{-1}$, en

dirección sudoeste.

$F3$: $vd_{3x} = 467,3 \pm 30,1$; $vd_{3y} = -32,8 \pm 40,5$, con módulo $|vd_3| = 468,4 \text{ km s}^{-1}$, en dirección oeste.

Se observa que, en general, las derivas de los frentes tempranos tiene dirección opuesta a la deriva del RP global Q_0 . Esto sugiere que los frentes tempranos son parte del desplazamiento de la onda global, van montados sobre la misma con derivas orientadas en la dirección de avance global. En la Tabla 4.1 se listan las distancias cromosféricas promedio $\langle d \rangle$ a las que ocurre la primera aparición de los frentes tempranos respecto del RP Q_0 , indicando una distancia de formación comparable para $F1$ y $F2$, siendo $F3$ más lejano.

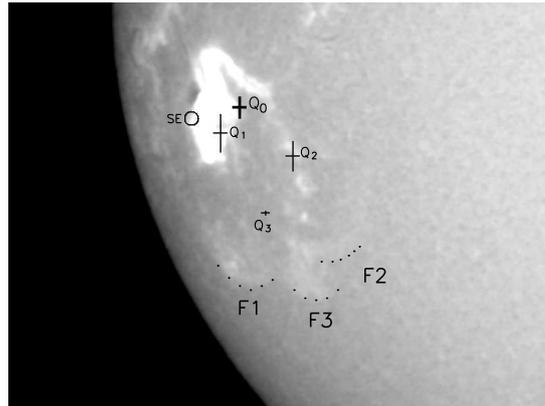


Figura 4.10: Ubicación de los RP: Q_0 corresponde al frente de onda único; Q_1 , Q_2 y Q_3 corresponden a los frentes tempranos $F1$, $F2$ y $F3$. Las dimensiones de las cruces indican el error en la determinación de los mismos. SE indica el origen de la eyección de pequeña escala. El FoV es de $800'' \times 600''$.

4.2.8. Evolución de los frentes de onda Moreton

A fin de determinar la evolución de los frentes OM globales, se midieron la distancias cromosféricas d recorridas por el frente de onda, desde el RP global Q_0 hasta ciertos puntos P localizados sobre las poligonales que representan los frentes de onda previa-

mente determinadas. Estos puntos se obtienen de la intersección entre las poligonales de los frentes con ciertos círculos máximos que pasan por el RP.

En la Fig. 4.11 se muestran en negro las líneas poligonales que representan los frentes OM avanzando y en blanco, 41 círculos máximos que pasan por Q_0 trazados de manera de cubrir la región sudoeste de la AR donde es visible el fenómeno. Los círculos máximos se trazan entre Q_0 de posición (269, 422) píxeles y 41 puntos P_j obtenidos de rotar el punto arbitrario $P_0 = (265, 336)$, (S09,4E61,9), sobre el eje formado por el vector \mathbf{OQ}_0 en sentido antihorario, en 3D y en pasos de 5 grados. El punto P_0 está localizado a $235,8^\circ$ en sentido horario del meridiano que pasa por Q_0 .

La posición del frente OM en cada una de la imágenes de la serie se obtiene de la intersección de las líneas poligonales y cada uno de los 41 círculos máximos, definiendo de esta manera $K(t, j)$ valores, donde $1 < j < 41$ cubre los círculos máximos y t cubre los tiempos de adquisición de las 86 imágenes del evento, cada 5 seg, entre las 18:45:40 y las 18:51:05 UT.

El trazado de círculos máximos sobre la esfera solar se realizó efectuando rotaciones en 3D del punto $Q_0(x, y, z)$ respecto a un eje de giro definido por el vector normal al plano formado por los vectores \mathbf{OQ}_0 y \mathbf{OP}_j , el cual se obtiene mediante el producto vectorial $\mathbf{n} = \mathbf{OQ}_0 \times \mathbf{OP}_j$. Para efectuar las rotaciones 3D se utilizó la técnica de cuaterniones unitarios por su sencillez y eficiencia numérica, Torres del Castillo [1999].

En el gráfico de la Fig. 4.12 se observa la distancia cromosférica promedio $\langle d \rangle$ obtenida a partir de la expresión:

$$\langle d \rangle = \sum_{i=1}^{41} \frac{1}{41} d_i \quad (4.8)$$

donde d_i es la distancia cromosférica determinada sobre el círculo máximo i mencionado

anteriormente. Las barras verticales indican la amplitud de la dispersión a $\pm 1\sigma$ en las determinaciones de la posición.

En la Fig. 4.12 se han graficado además las distancias cromosféricas recorridas por los frentes tempranos, medidas desde el RP Q_0 en el intervalo temporal 18:43:26-18:45:40 UT. La curva presenta un comportamiento inicial suave y un aumento considerable de la dispersión de los datos en los últimos frentes de onda medidos, debido a que estos se ensanchan a la vez que se tornan más tenues y difusos hacia el final de la evolución de la perturbación.

La curva tiene comportamiento cuadrático en el intervalo 18:45:40-18:49:21 UT seguido de una tendencia cuasi lineal con posterioridad a $t = 18:49:21$ UT. El límite entre estas dos tendencias se obtiene hallando el valor de t que minimiza los errores del ajuste cuadrático.

Las curvas en líneas de trazos A y B corresponden a dos tipos de ajuste cuadrático. A se realiza sobre el intervalo de comportamiento cuadrático anteriormente mencionado y B es un ajuste sobre el intervalo temporal completo (86 imágenes). La curva C corresponde a un ajuste lineal sobre la región de comportamiento lineal del final de la curva.

D es un ajuste de ley de potencias sobre el set completo de datos que tiene la siguiente expresión:

$$d(t) = c_1(t - t_i)^\delta + c_2 \quad (4.9)$$

donde δ es el exponente de la ley de potencias y c_1 , c_2 son constantes. El tiempo inicial t_i se tomo a las 18:42:00 UT. Los valores obtenidos para la curva D son: $\delta = 0,578627$, $c_1 = 15,287$ y $c_2 = -108,609$.

Respecto de los frentes tempranos considerados separadamente, se observa una buena

concordancia con la curva general lo que hace suponer que no se trata de frentes de onda distintos del frente global, salvo $F1$ que aparenta tener una evolución inicial diferente y $F2$ que se aprecia apartado del resto en su comienzo.

4.2.9. Análisis de la cinemática de los frentes de onda Moreton

La evolución cinemática del evento puede ser analizada utilizando la técnica derivativa considerando los intervalos temporales de la secuencia de imágenes. Sin embargo esta técnica exhibe gran dispersión, Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b], Temmer et al. [2009], Muhr et al. [2010], por lo que los parámetros cinemáticos se derivan de las diferentes curvas ajustadas a la evolución de la distancia cromosférica $\langle d \rangle$ de la Fig. 4.12.

La aceleración se estima a partir de las curvas cuadráticas asumiendo un movimiento rectilíneo uniformemente acelerado de la forma:

$$x = x_0 + v(t - t_0) + \frac{1}{2} a(t - t_0)^2 \quad (4.10)$$

Para el ajuste de ley de potencias, el módulo de aceleración instantánea se obtiene de la relación:

$$a(t) = c_1 \delta (\delta - 1) (t - t_0)^{(\delta-2)} \quad (4.11)$$

La curva $\langle d \rangle$ se divide en dos segmentos para su análisis, una parte inicial de evolución cuadrática (curva A) y una zona final de evolución lineal (curva C). Las curvas B y D corresponden a un ajuste cuadrático y un ajuste de ley de potencias sobre todo el intervalo temporal del evento.

En la Tabla 4.2 se muestran los parámetros cinemáticos obtenidos a partir de las curvas

| Primer frente global | Ultimo frente global | F_1 | F_2 | F_3 |
|----------------------|----------------------|-------------|--------------|-------------|
| [Mm] | | | | |
| 230 ± 15 | 477 ± 48 | 136 ± 9 | 131 ± 13 | 198 ± 5 |

Tabla 4.1: Distancias cromosféricas $\langle d \rangle$ medidas desde el RP Q_0 hasta la primera ocurrencia de los frentes tempranos.

A , B , C y D . Los valores listados son:

- El tiempo de inicio t_0
- Las aceleraciones a_0 , a_1 calculadas en el tiempo de inicio t_0 y en el tiempo $t_1 = 18:45:41$ UT, donde el frente adquiere el aspecto único y más extenso (global).
- Las velocidades instantáneas s_0 , s_1 y s_2 medidas en el tiempo de inicio t_0 , el tiempo de frente único t_1 y el tiempo final de visibilidad de los frentes $t_2 = 18:49:21$ UT.
- Para los casos de aceleración constante (curvas A , B), o velocidad constante (curva C) solo se listan los valores a_0 y s_0 .

Los valores de aceleración y velocidad son comparables a los mayores valores obtenidos por Warmuth et al. [2004a] en su análisis de un conjunto de 12 eventos de OM. Los valores obtenidos a partir de las curvas B y C son comparables a los valores medios presentados por Warmuth et al. [2004a] y concuerdan con los parámetros obtenidos de la curva D . Sin embargo, los valores obtenidos son mayores que los indicados por Balasubramaniam et al. [2010] para el mismo evento con datos de otros observatorios.

4.2.10. Análisis de la activación de los filamentos

Los filamentos norte y sur (NF y SF) conjuntamente con Q_0 conforman un sector circular que abarca 156° como se aprecia en la Fig. 4.2. En nuestro trabajo se analiza la activación de los filamentos y su probable relación con el paso de la OM coronal, Smith and Harvey

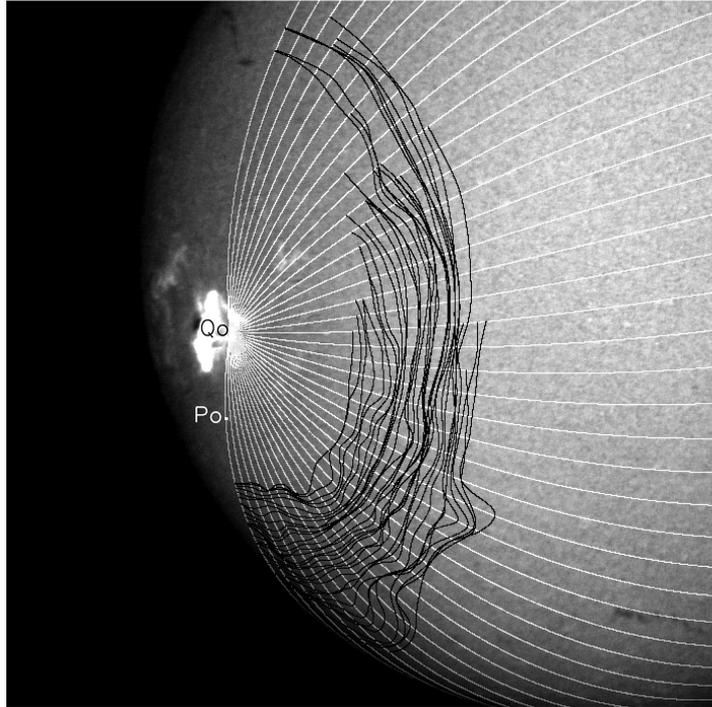


Figura 4.11: Aspecto de las líneas poligonales que representan la evolución de los frentes OM (en negro) y los 41 círculos máximos trazados pasando por Q_0 y otro punto obtenido de la rotación del punto P_0 con intervalos de 5° , en sentido antihorario. La imagen del disco solar corresponde a un FoV de $\approx 1400'' \times 1400''$

[1971], Eto et al. [2002], Okamoto [2004], Gilbert et al. [2008]. En el evento del 6 de diciembre de 2006 ambos filamentos exhiben una oscilación intensa que hace que dejen de ser visibles durante ciertos momentos en las imágenes $H\alpha$. Este efecto es atribuible al movimiento de los mismos, el que desplaza por efecto Doppler la banda de emisión-absorción fuera de la banda de paso del filtro monocromador, Balasubramaniam et al. [2007].

Gilbert et al. [2008] analiza el comportamiento de estos filamentos indicando que SF exhibe una mezcla de movimientos transversales y perpendiculares con respecto a su eje, mientras que NF tiene un comportamiento más estático, oscilando probablemente solo en la dirección perpendicular al plano del cielo.

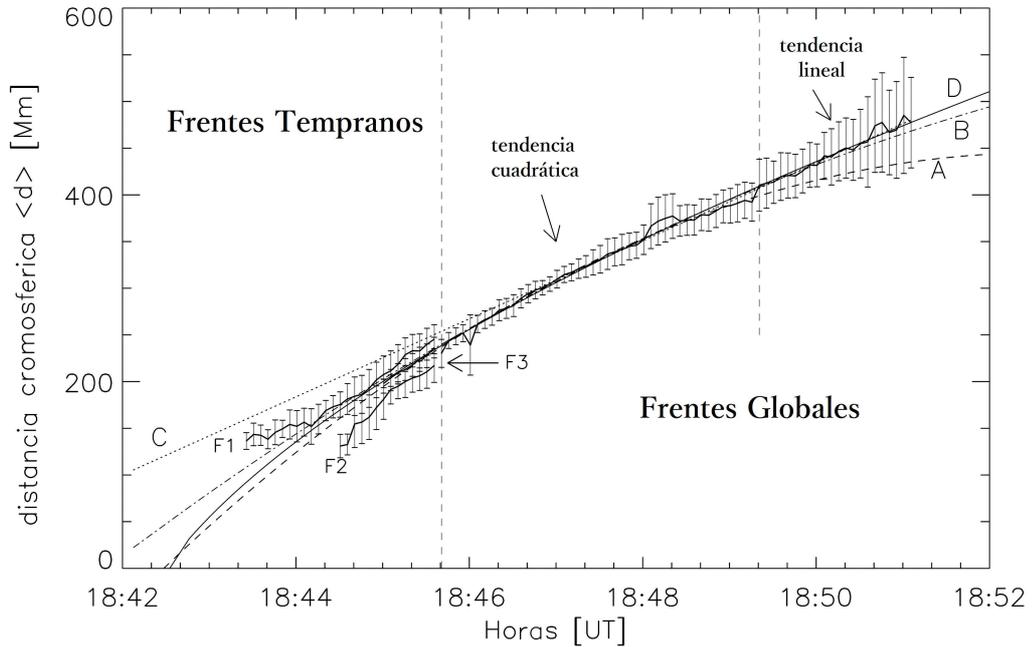


Figura 4.12: Gráfico de la distancia cromosférica promedio $\langle d \rangle$ medida desde el RP Q_0 (línea llena), con barras de dispersión a $\pm 1\sigma$. $F1$, $F2$ y $F3$ representan $\langle d \rangle$ para los frentes tempranos en $t < 18:45:40$ UT. Curva A: ajuste cuadrático parcial; curva B: ajuste cuadrático total; curva C: ajuste lineal parcial; curva D: ajuste de ley de potencia.

A efectos de analizar el comportamiento temporal de los filamentos, se obtienen las “curvas de luz” en tres puntos localizados sobre cada uno de los filamentos, en su centro y en ambos extremos. El tiempo de activación se considera aquel en el cual la intensidad luminosa medida sobre un punto del filamento cambia bruscamente por primera vez, esto es a mitad de la pendiente de intensidad creciente, como se aprecia en la Fig. 4.13, donde se muestra el comportamiento de la intensidad para un punto localizado en el SF a la izquierda y un punto localizado en el NF arriba. El filamento, inicialmente oscuro por encontrarse en absorción a cierta altura sobre la cromosfera, desaparece de las imágenes por efecto Doppler con lo cual la intensidad medida sobre él se incrementa. En las curvas de luz de la Fig. 4.13 se observa un comportamiento oscilatorio del NF mientras que el SF permanece más estático.

| <i>Curva</i> | t_0 [hh:mm:ss] | a_0 [km sec ⁻²] | a_1 | s_0 | s_1 [km sec ⁻¹] | s_2 |
|-----------------------|---------------------|----------------------------------|-------|----------|----------------------------------|-------|
| <i>A</i> | 18:42:28±38 | -2,4±1,1 | ... | 1463±350 | 1000 | 219 |
| <i>B</i> | 18:41:48±30 | -1,2±0,6 | ... | 1170±350 | 895 | 510 |
| <i>C</i> | 18:39:36±76 | 0,0 | ... | 696±245 | ... | ... |
| <i>D</i> | 18:42:30±01 | -30,2±0,3 | -1,74 | 2121±23 | 910 | 621 |
| <i>C_{SF}</i> | 18:42:28±117 | 0,0 | ... | 907±166 | ... | ... |

Tabla 4.2: Parámetros cinemáticos 2D y tiempos de inicio obtenidos a partir de las curvas *A, B, C, D*.

El SF se encuentra centrado en la posición heliográfica (*S50E11*), a una distancia promedio de 562,6 píxel (820 Mm) de la AR y tiene una extensión de $\approx 0,2 R_{\odot}$. SF está aproximadamente orientado en dirección noreste-sudoeste y cuasi paralelo a la dirección de propagación de la OM. Las curvas de luz se obtuvieron en las posiciones izquierda $P_I = (641, 149)$; centro $P_C = (681, 144)$ y derecha $P_D = (719, 131)$. Para estos puntos los tiempos de activación obtenidos fueron $t_I = 18:55:11$ UT; $t_C = 18:55:51$ UT; $t_D = 18:58:11$ UT.

El NF tiene forma sigmoidea y se encuentra centrado en la posición heliográfica (*N38E61*) a una distancia promedio de 317,5 píxel (460 Mm) de la AR y también tiene una longitud de $\approx 0,2 R_{\odot}$. NF está aproximadamente orientado en dirección oblicua a la de propagación de la OM. Las curvas de luz se obtuvieron en las posiciones superior $P_S = (250, 743)$; centro $P_C = (260, 717)$ e inferior $P_I = (270, 694)$. Para estos puntos los tiempos de activación obtenidos fueron $t_S = 18:51:06$ UT; $t_C = 18:50:41$ UT; $t_I = 18:48:56$ UT.

La Fig. 4.14 muestra una vista plana $x-y$ centrada en el RP Q_0 donde se aprecian las distancias y ubicaciones de los frentes OM y los filamentos. En ella se han graficado los todos los frentes OM y la posición relativa de los 6 puntos localizados sobre los filamentos SF y NF. También se aprecia la evolución de los frentes tempranos y los RP correspondientes. Las circunferencias en línea de trazos representan 3 ajustes a los frentes OM realizados al comienzo, centro y final del lapso de tiempo de evolución de

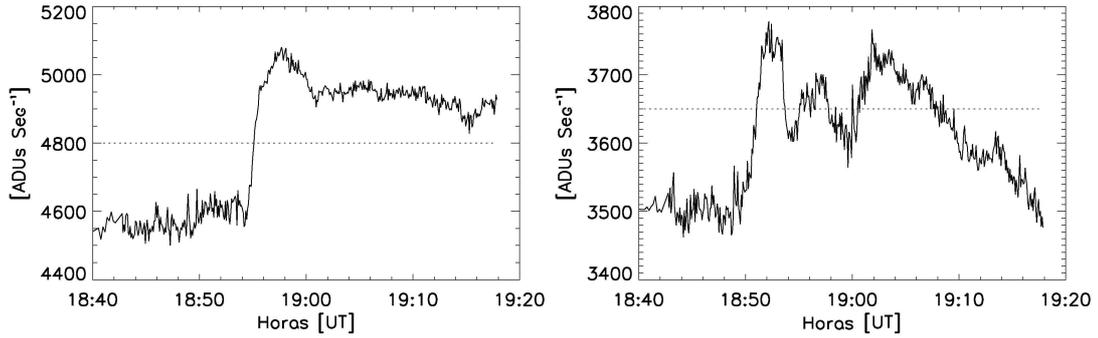


Figura 4.13: Curvas de luz de los filamentos SF y NF, realizadas sobre SF inferior ($P_I=(641, 149)$) y NF derecha ($P_D=(250, 743)$).

los frentes de onda.

4.2.11. Características espacio-temporales de la activación de los filamentos

A fin de obtener la correlación espacio temporal de la activación de los filamentos SF y NF con el paso de la OM, se calculan las distancias cromosféricas d entre el RP Q_0 y los puntos previamente seleccionados sobre los filamentos. El resultado se muestra en la Fig. 4.15, donde se han graficado las distancias cromosféricas promediadas $\langle d \rangle$ representativas de los desplazamientos de los frentes OM desde Q_0 , en conjunto con la activación de los filamentos SF y NF. Las líneas verticales sólidas en gris representan los valores máximos y mínimos que toma $\langle d \rangle$ teniendo en cuenta la dispersión de los datos. Las curvas A , B , C y D se obtienen de manera similar a las descritas anteriormente.

Se puede observar que los 3 puntos de activación del NF se encuentran dentro del rango temporal de visibilidad de la OM, sin embargo la onda no es visible en la región del disco solar donde se encuentra localizado NF. Por el contrario, los puntos indicados sobre el SF se activan entre 3 y 6 minutos después que deja de ser visible el frente OM y están ubicados en el sector angular de mayor visibilidad de la perturbación.

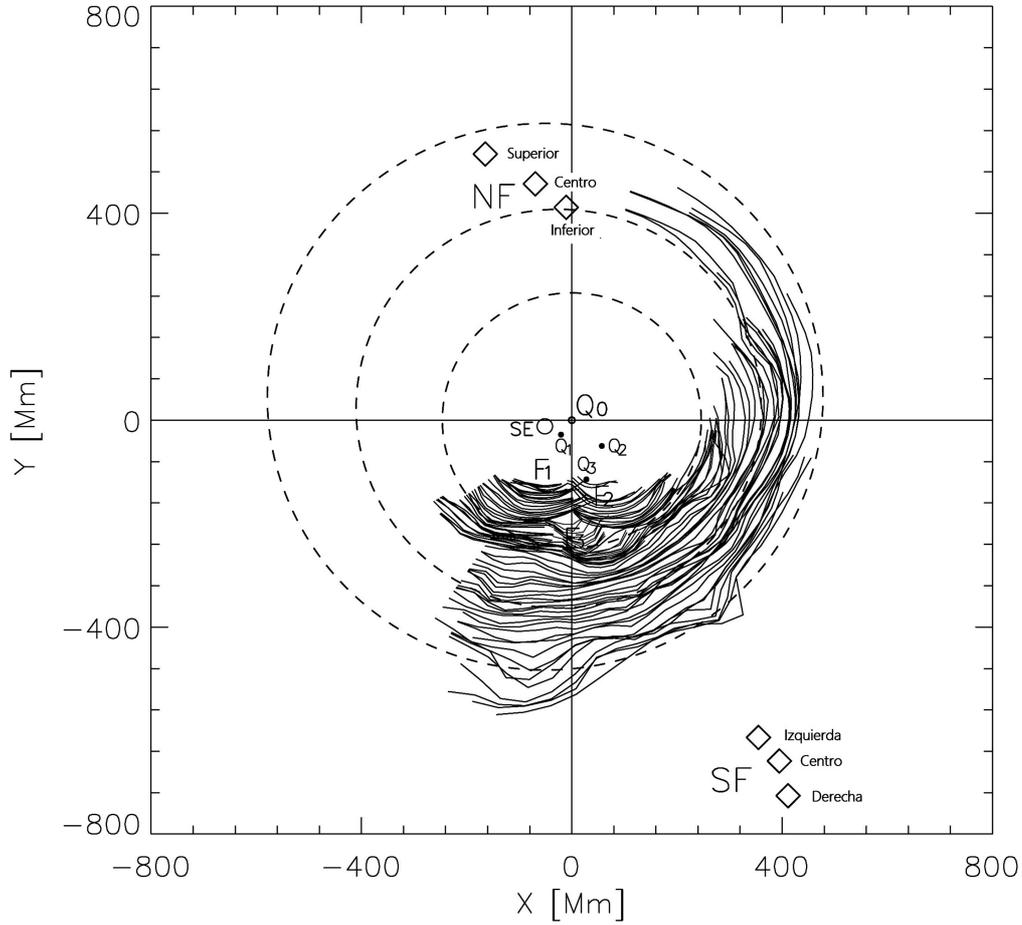


Figura 4.14: Vista plana $x-y$ centrada en Q_0 de las distancias cromosféricas d . Las líneas en negro muestran los frentes OM globales y las líneas en gris los frentes tempranos F_1 , F_2 y F_3 . Las líneas de trazo indican 3 círculos ajustados a los frentes OM globales. SF y NF indican los puntos de medición sobre los filamentos. SE es la posición inicial de la eyección de pequeña escala. Q_1 , Q_2 y Q_3 indican los RP de los frentes tempranos.

En el gráfico, se observa que todos los puntos de activación de los filamentos están por encima de la curva, excepto el punto correspondiente al punto central del NF. Los 3 puntos correspondientes al NF se encuentran dentro del rango de dispersión de los datos.

Con respecto al SF, la curva C extrapolada a los tiempos de activación de SF es la que mejor encaja con los tres puntos de activación. Sin embargo la curva se encuentra separada ≈ 100 Mm de todos ellos.

El SF se encuentra en una región donde los frentes OM aparecen distorsionados (ver la Fig. 4.14). Esa dirección es la correspondiente al círculo máximo 14. Por lo tanto, se graficó en la Fig. 4.15 la curva GC_{SF} , la cual representa la distancia cromosférica d determinada únicamente sobre este gran círculo.

La curva C_{SF} representa un ajuste lineal a GC_{SF} en el rango temporal 18:49:21-18:51:05 UT, la cual fue obtenida de forma similar a C . C_{SF} evidencia una mejor coincidencia con los 3 puntos de activación del SF. Los parámetros cinemáticos de la curva C_{SF} también se han listado en la Tabla 4.2.

En la Fig. 4.15 también aparecen indicados los eventos que podrían estar relacionados con el origen de la OM. Estos son: el tiempo a mitad de la pendiente de crecimiento de GOES ($t = 18:43:00$ UT); el tiempo a mitad de la pendiente de crecimiento de la fulguración obtenida en la Zona 1 ($t = 18:42:45$ UT) y el tiempo de activación de la eyección de pequeña escala ($t = 18:42:20$ UT), la cual se describe a continuación.

4.2.12. La región de la fulguración observada con TRACE

TRACE observó el 6 de diciembre de 2006 la AR10930 con una cadencia temporal de una imagen cada 2 seg, utilizando un filtro UV en 160 nm, el cual registra la emisión de la atmósfera solar en un rango de temperatura de 5×10^3 K - 5×10^5 K, las cuales corresponden a alturas de formación superiores a la cromosfera.

En estos datos no son visibles los frentes OM. Sin embargo son visibles estructuras magnéticas y regiones de la fulguración que evolucionan rápidamente y no son apreciables en $H\alpha$. Se analizó por lo tanto la evolución dinámica de ciertas estructuras de rápido movimiento que podrían estar asociadas con el origen de la OM.

El detalle más relevante es una eyección de pequeña escala, visible en dirección oeste de la región de fulguración. La eyección se inicia en un tiempo muy cercano a la fase de

“flash” de la fulguración, como fue indicado por Balasubramaniam et al. [2010].

La eyección de pequeña escala podría producir ondas de choque coronales, Warmuth [2007], Pohjolainen et al. [2008], Temmer et al. [2009]. A fin de determinar la evolución cinemática de la eyección de pequeña escala se utiliza el mismo procedimiento que el utilizado con HASTA en la determinación de las posiciones del frente de OM, es decir se aplica la técnica RD y realces, para luego obtener puntos de posición de la eyección en movimiento en la serie de imágenes por el método visual. Posteriormente, mediante la intersección de círculos máximos trazados por el sitio de inicio del evento y los puntos determinados del frente de la eyección se determina la evolución cinemática de la misma.

La eyección de pequeña escala se inicia a las $t = 18:42:20$ UT y es visible por espacio de 1 min. Tiene la apariencia de un bucle magnético que crece rápidamente, el cual podría indicar la erupción de un filamento angosto tal como el indicado por Balasubramaniam et al. [2010].

La Fig. 4.16 muestra imágenes de TRACE donde se indica con flechas negras la localización del plasmóide. En su evolución avanza desde el noroeste hacia el sudeste. La posición inicial del plasmóide es (234, 414) píxeles, referido a las coordenadas de las imágenes de HASTA, ($N00,7E63,5$) en coordenadas heliográficas. Esta posición se indica con un círculo en negro y la sigla SE en la imagen de la AR de la Fig. 4.14.

La Fig. 4.17 muestra un gráfico de la distancia recorrida por la eyección de pequeña escala proyectada sobre el plano del cielo en función del tiempo, superpuesta a un polinomio de segundo grado. A partir de los coeficientes de este polinomio y utilizando la ecuación del movimiento rectilíneo uniformemente acelerado, se estimó una aceleración $a = 33,8 \text{ km seg}^{-2}$. A fin de estimar la velocidad y aceleración de ascenso del plasmóide, se asume que se desplaza en dirección perpendicular a la superficie solar, iniciando su desplazamiento en el sitio SE con velocidad nula. A partir de las coordenadas proyec-

tadas y calculando el ángulo formado entre el plano perpendicular a la esfera solar en el sitio SE y el plano del cielo, el cual tiene un valor de $63,4^\circ$, se obtiene una estimación de la aceleración en dirección radial, $a_r = 37,3 \text{ km s}^{-2}$, con una velocidad radial $s_r = 2.160 \text{ km s}^{-1}$ en el final de su visibilidad, para $t = 18:43:20 \text{ UT}$. Asumiendo que el plasmóide inicia el movimiento sobre la superficie solar, en este lapso habrá alcanzado una altura $h \approx 60 \text{ Mm}$.

El tamaño del plasmóide se determina a partir de las imágenes de TRACE, estimando un radio $r \approx 1 \text{ Mm}$ en el comienzo de su evolución, el que luego se expande hasta $r = 5 \text{ Mm}$, a las $18:43:00 \text{ UT}$. Siguiendo a Temmer et al. [2009], la eyección de pequeña escala es capaz de producir ondas de choque en la corona solar, por su elevada aceleración y tamaño considerable.

A fin de investigar el efecto de asumir que la eyección de pequeña escala es el disparador de la OM, se toma el sitio SE como origen de la perturbación (RP), Warmuth [2007], calculando las distancias cromosféricas $\langle d \rangle$ recorridas por los frentes de onda desde SE. En la Fig. 4.18 se muestra el resultado obtenido. Comparando con la Fig. 4.15 en donde se tomaba a Q_0 como RP, esta curva exhibe una mayor dispersión de los datos, una marcada desalineación del frente temprano $F3$, una mejor coincidencia del frente temprano $F2$ y una curva cinemática diferenciada para el frente temprano $F1$, la cual aparece con aceleración positiva y desconectada del resto de las curvas. Las líneas indicadas como U y V corresponden a un ajuste cuadrático y lineal sobre $F1$. La curva U corresponde a una aceleración de $4,2 \pm 4,4 \text{ km seg}^{-2}$ y el ajuste lineal V indica una velocidad media de $597 \pm 64 \text{ km seg}^{-1}$.

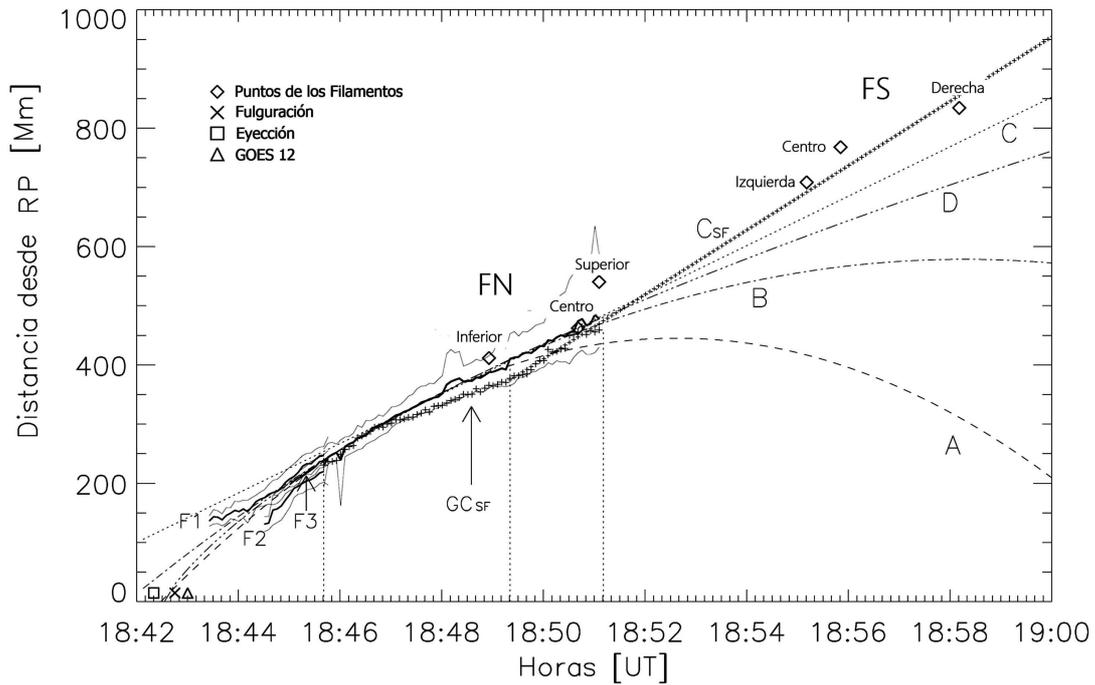


Figura 4.15: Ubicación espacio-temporal de todos los elementos del evento OM: distancia cromosférica $\langle d \rangle$ recorrida por los frentes de onda desde Q_0 y promediada sobre los círculos máximos $P1 - P40$; puntos de ubicación de los filamentos y probables momentos de disparo. Las curvas de trazos corresponden a ajustes lineales y cuadráticos sobre $\langle d \rangle$. GC_{SF} corresponde a d sobre el círculo máximo 14.

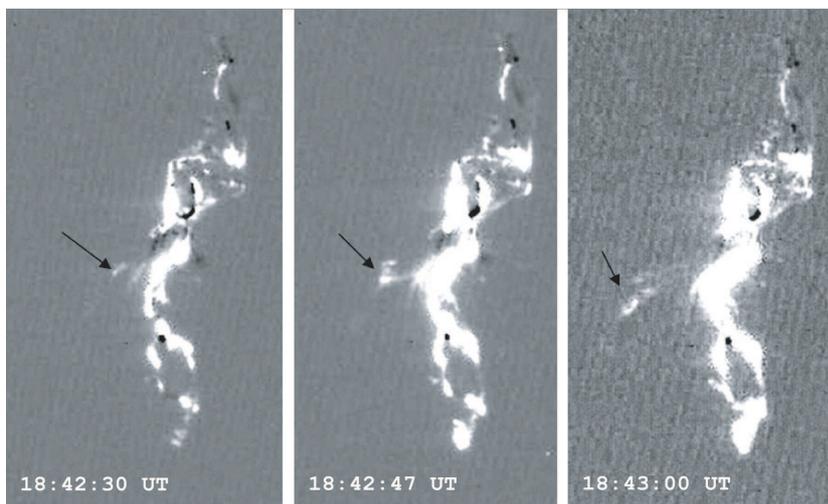


Figura 4.16: Secuencia que muestra la evolución de la eyección de pequeña escala en la imágenes de TRACE (flechas negras). El FoV es $\approx 95'' \times 175''$.

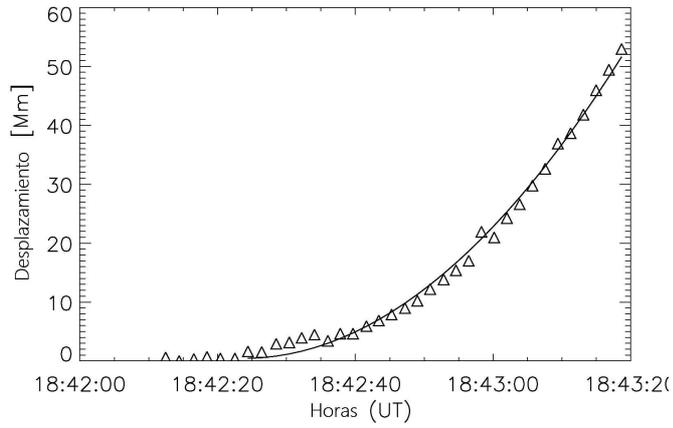


Figura 4.17: Desplazamiento 2D de la eyección de pequeña escala como función del tiempo y ajuste cuadrático de la misma.

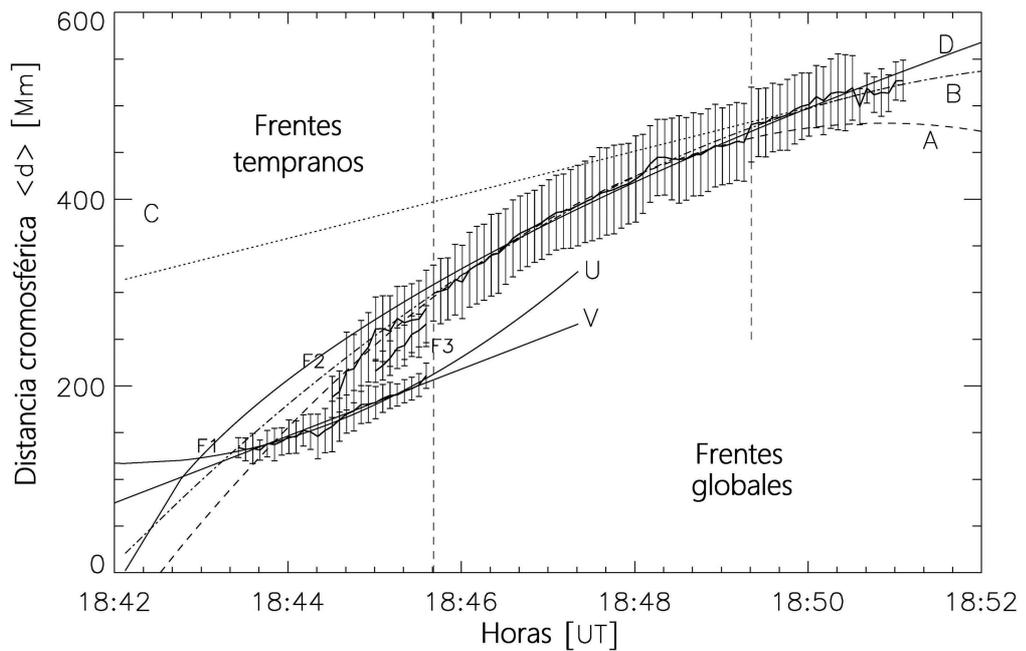


Figura 4.18: Línea llena: distancias cromosféricas promedio $\langle d \rangle$ medidas desde SE con barras de error. $F1$, $F2$ y $F3$ indica la evolución de los frentes tempranos hasta $t=18:45:40$ UT. Los frentes globales se grafican luego de t . Curvas A y B : ajustes cuadráticos parcial (18:45:40-18:49:21) y total (18:45:40-18:51:05) sobre los frentes OM globales. Curva C : ajuste lineal sobre los frentes globales. Curva D : ajuste de ley de potencias. Curvas U y V : ajustes cuadrático y lineal sobre el frente temprano $F1$.

4.2.13. Discusión

El fenómeno del 6 de diciembre 2006 originado en la AR10930 y observado con el telescopios HASTA puede ser descrito como un fenómeno típico de OM, a pesar de su marcada visibilidad y escala global.

Una característica distintiva del evento es la presencia de formas irregulares en los primeros frentes visibles, los cuales fueron identificados como tres frentes de onda tempranos. Ellos son reconocidos como tres patrones circulares que aparecen en forma secuencial y se analizaron por separado para tratar de identificar más de un RP o más de una perturbación que se propague simultáneamente (Muhr et al. [2010]). Se utilizaron varios procedimientos adecuados para determinar las ubicaciones de los RP, se midieron las distancias cromosféricas recorridas por la OM en varias direcciones angulares a partir de los RP obtenidos, a fin de analizar probables sitios de origen y viabilidad de diferentes mecanismos de activación de la perturbación.

Para estudiar la cinemática del evento de OM global, se asume que el RP se ubica en un punto Q_0 y que el frente de onda se propaga de forma esférica a partir de él. Una curva cinemática promedio es identificable inequívocamente, dentro de los errores de medición, la cual ajusta todo el fenómeno, es decir, los tres primeros frentes de onda tempranos, así como el frente de onda global único posterior. Esto podría indicar que la perturbación consiste en una sola onda propagando por la corona solar provocada por un único proceso de disparo. Siguiendo a Warmuth et al. [2004a], se utilizaron ajustes con una curva cuadrática y una curva de ley de potencia para obtener los parámetros cinemáticos del evento. Estos ajustes se realizaron para el frente de onda global único, es decir, el rango temporal en donde la perturbación tiene una extensión angular mayor y al parecer constituye un solo frente.

Debido a que la OM aparenta desacelerar ligeramente con el tiempo y la distancia como

señalaron Warmuth et al. [2004a], se realizaron varios ajustes mediante polinomios sobre diferentes partes de la curva, teniendo en cuenta una aparente evolución cuadrática inicial que se continúa con una tendencia lineal hacia el final de la visibilidad de la perturbación. De esta manera se obtuvieron las curvas cuadrática inicial A y lineal final C que se aprecian en la Fig. 4.15.

La curva A representa correctamente el comportamiento dinámico de la onda descrito mediante la distancia cromosférica recorrida $\langle d \rangle$, a partir de la visibilidad inicial de la perturbación hasta ≈ 7 min más tarde, cubriendo una distancia de ≈ 300 Mm. La perturbación OM se inicia con una desaceleración constante de $-2,4 \pm 1,1$ km s $^{-2}$ y con una velocidad de 1.463 km s $^{-1}$, la cual disminuye a 696 km s $^{-1}$ en la fase final del intervalo de visibilidad, donde su evolución es cuasi lineal (curva C).

El tiempo de comienzo de la perturbación que se obtiene a partir de extrapolar la curva cuadrática A ($t_0 = 18:42:28 \pm 38$ UT), concuerda aproximadamente con el instante en que la pendiente ascendente del flujo de rayos X obtenido de GOES supera el 50% de su máximo ($t = 18:43$ UT), con el instante de inicio de la fulguración obtenido de la pendiente ascendente de la curva de luz obtenida en la Zona 1 a mitad de máximo ($t = 18:42:45$ UT) y con el tiempo medido de activación de la eyección de pequeña escala ($t = 18:42:20$ UT). t_0 también es coincidente con el pico de la fuerza de Lorentz fotosférica neta obtenida con el magnetógrafo “Global Oscillation Network Group” (GONG), según lo indicado por Balasubramaniam et al. [2010].

Varios autores Warmuth et al. [2001], Warmuth et al. [2004b], Okamoto [2004], Veronig et al. [2006], Temmer et al. [2009], acuerdan en que hay una coincidencia entre el instante de comienzo de la fulguración y el disparo de la perturbación de OM, lo cual apoya la hipótesis $H1$. Sin embargo, otros autores, Narukage et al. [2008], Muhr et al. [2010] sugieren que las OM se generan antes de la ignición de la fulguración, en eyecciones de filamentos o CME, lo que apoya la hipótesis $H2$.

El tiempo de inicio t_0 obtenido en este trabajo a partir de la curva A indica que el evento de la onda de OM se genera cerca de la fase impulsiva de la fulguración en coincidencia con Smith and Harvey [1971]. La intensidad máxima de la fulguración, medida a partir de las curvas de luz de TRACE, se produce aproximadamente 1 min más tarde, $t = 18:43:27$ UT. Según lo sugerido por Balasubramaniam et al. [2010], podría haber una coincidencia del tiempo de inicio t_0 con la eyección de la CME (hipótesis $H2$) ya que los cambios fotosféricos en la fuerza de Lorentz son el resultado de cambios en el campo magnético coronal, los cuales se corresponden con la fase de aceleración principal de la CME.

La curva D es un ajuste de $\langle d \rangle$ mediante una ley de potencias para toda la evolución del frente de OM global (ver Fig. 4.15). El instante de inicio de la perturbación extrapolada a partir de este ajuste es $t_0 = 18:42:30 \pm 01$ UT, el cual es muy cercano al obtenido a partir de la curva A . Sin embargo, la aceleración extrapolada al tiempo del inicio ($a_0 = -30,2 \pm 0,3$ km s⁻²) y la velocidad correspondiente ($s_0 = 2.121 \pm 23$ km s⁻¹) son mucho más elevadas que las obtenidas a partir de otras curvas. Como indicaron Warmuth et al. [2004a], una fuerte desaceleración inicial de la onda podría ser causada por el medio más denso dentro de la AR. En la evolución posterior (durante la visibilidad del frente de OM) estos valores podrían disminuir y llegar a ser comparables a los obtenidos a partir de curvas A , B .

La curva cuadrática B (ver Fig. 4.15) da un ajuste razonable para $\langle d \rangle$ a lo largo de la evolución de la perturbación, pero parece ser menos adecuada para describir la última parte del evento. Su desaceleración inicial constante es $a_0 = 1,2 \pm 1,1$ km s⁻², con una velocidad inicial $s_0 = 1.170$ km s⁻¹, la cual disminuye a $s_2 = 510$ km s⁻¹ al final de la etapa de la visibilidad. La hora de comienzo extrapolada ($t_0 = 18:41:48 \pm 30$ UT) es 40 seg anterior que la obtenida de la curva de ley de potencias.

Como se ha indicado en Warmuth et al. [2004a], el evento podría ser caracterizado de

manera más adecuada con una desaceleración no constante, como en el caso del ajuste por partes (curvas A y C), o en el ajuste de ley de potencia (curva D). Esto restringe el tiempo de inicio nominal a $t_0 \approx 18:42:30$ UT, con lo cual la aceleración y velocidad iniciales a_0 , s_0 , serían iguales o mayores que las halladas a partir de la curva A .

4.2.14. Los interacción onda Moreton-filamentos

A fin de estudiar la activación de los filamentos NF y SF, se midieron los tiempos en que estos comienzan a variar en relación con el supuesto paso de la onda coronal, mediante el análisis de las curvas de luz procedentes de puntos localizados sobre los mismos en las imágenes $H\alpha$. Debido a que el verdadero proceso de interacción entre el frente de OM y la estructura de reposo de la prominencia es desconocido, estos tiempos podrían no ser del todo exactos.

De acuerdo con las curvas de luz de los filamentos, el NF exhibe una oscilación de tipo “kink” (ver Fig. 4.13), que puede atribuirse al impacto oblicuo del frente de OM sobre el NF según se aprecia en la Fig. 4.14. En cambio, el SF es cuasi perpendicular a los frentes de onda y oscila a lo largo de su eje. El SF tiene una altura estimada de $0,09 R_{\odot}$ y el NF presenta una altura inferior de $\leq 0,01 R_{\odot}$, Gilbert et al. [2008].

Con el fin de probar la hipótesis de la existencia de una única perturbación propagando en la corona, la que en parte es visible barriendo la cromosfera y en parte no, y que esta perturbación activa ambos filamentos, se le agregan al gráfico de distancias cromosféricas $\langle d \rangle$ recorridas por los frentes de OM, los puntos de activación de los dos filamentos anteriormente obtenidos. El SF se encuentra en la dirección de propagación de los frentes OM más intensos, pero lejos de la AR, donde no fue posible detectar y medir el paso de la onda en las imágenes $H\alpha$. El NF, que es más cercano a la AR, se encuentra fuera de la región donde la perturbación es distinguible en las imágenes $H\alpha$. Las curvas B ,

C y D (ver Fig. 4.15) son concordantes con la posición y el tiempo de activación NF, considerando la banda de errores de medición.

Esto indicaría que la evolución de la onda continúa con la misma tendencia en la dirección norte. En cambio, el SF sólo podía ser alineado por la curva de ajuste lineal $C_S F$, medida a lo largo del gran círculo que pasa por sobre el filamento. Este hecho podría atribuirse a cambios en los parámetros físicos del medio encontrados por el frente de choque a medida que avanza. El mismo hecho produciría una forma no circular en el último frente de OM que se muestra en las Fig. 4.11 y 4.14, lo que sugiere que la onda evoluciona irregularmente desde el origen, en particular en la dirección del SF. A pesar de que el evento de OM es visible en una región cromosférica tranquila sabemos que la perturbación atraviesa una región magnética compleja, al sudoeste de la AR10930.

En particular, la curva A se transformaría en una línea recta después de una tendencia cuadrática inicial. Esta tendencia dinámica lineal es consistente más tarde con la ubicación y el tiempo de activación del SF, teniendo en cuenta la curva $C_S F$. Desafortunadamente, la resolución de las imágenes se empobrece en las últimas imágenes de la serie y no fue posible obtener mediciones detalladas que podrían haber dado lugar a un ajuste más fiable. Lejos del RP, como es el caso del SF ($d \approx 800$ Mm), los parámetros cinemáticos obtenidos para describir el comportamiento de un evento coronal mediante una medición de los frentes de onda sobre la cromosfera podrían ser inexactos debido a la curvatura de la superficie solar.

Los frentes de onda tempranos $F2$ y $F3$ parecen estar bien alineados con la curva cinemática promediada del frente de onda global (ajustes cuadráticos A , B y D que se muestran en la Fig. 4.15). Si la desalineación de $F1$ en el comienzo de la curva se desestima debido a los elevados valores de errores de medición, podría afirmarse que el evento de OM es una sola onda esférica generada por un solo RP y que activa ambos filamentos con el paso del frente de onda.

En primera aproximación, el origen del evento de OM del 6 de diciembre de 2006 se explica mejor por un escenario de onda tipo “blast”, en el que un solo fuente compacto y expansivo provoca una onda de choque coronal esférica. Una onda de choque tipo “blast” podría haber sido iniciada por un impulso de presión localizado o por un pistón 3D impulsivo, generando en primera instancia una perturbación que luego crece en amplitud y se transforma en una onda de choque. El pulso de presión podría haber sido producido por la propia fulguración (escenario de onda disparada por la fulguración, hipótesis *H1*, Vřnak et al. [2006]). Según Temmer et al. [2009] y Pomoell et al. [2008], un evento OM también podría haber sido generado por una gran aceleración, de tipo impulsiva, de una fuente que actúa como un pistón temporal. Por lo tanto, el escenario del mecanismo de pistón inducida por CME (hipótesis *H2*) puede estar relacionada con el movimiento ascendente de la parte superior de una cuerda de flujo en erupción (Chen et al. [2002], Chen et al. [2005b], Chen et al. [2005a]), o con el movimiento lateral de una CME cuando se expanden sus flancos (Muhr et al. [2010], Veronig et al. [2008]). Temmer et al. [2009] sugirieron que el movimiento lateral de los flancos de una CME es la fuente más probable de generación de un evento de OM. Por el contrario, Narukage et al. [2002] propusieron que no es la propia CME quien actuaría como un pistón temporal, sino un filamento en erupción, el cual sería responsable directo del disparo de la OM.

Balasubramaniam et al. [2010] argumentó que la OM del 6 de diciembre de 2006 es una consecuencia de la variación de la fuerza de Lorentz aplicada a la fotosfera causada por un cambio sustancial en el campo magnético coronal, la cual habría dado lugar a la fase de aceleración principal de la CME. El pico de esa fuerza, que se produjo en el tiempo $t \approx 18:42:00$ UT, muestra una buena coincidencia con los tiempos de inicio obtenidos en este trabajo (ver Tabla 4.2).

Debido a que no se esperan valores elevados de aceleración en el movimiento radial de la parte superior de una CME, una aceleración lateral de $\approx 4,5$ a $5,5 \text{ km s}^{-2}$ explicaría

el tiempo y la distancia necesarios para la formación del frente de choque OM. Por lo tanto, Balasubramaniam et al. [2010] postularon que la erupción de la arcada de fulguración occidental es responsable de la eyección de la CME y en consecuencia del choque coronal visible como una OM. El RP Q_0 se encuentra hacia el este de la arcada occidental, en dirección a la región de la fulguración. Esta posición no es coincidente con los probables sitios de origen de la perturbación. Sin embargo, esta inconsistencia podría atribuirse a la falta de homogeneidad del medio coronal en las cercanías de la AR, lo que distorsiona la formación de choque inicial. Por lo tanto el sitio de origen indicado por el RP no correspondería a una ubicación real. El gradiente de la velocidad de Alfvén en la frontera de la AR podría retardar la formación de choque en dirección de la propia AR.

Aunque en el evento hay evidencias de la ocurrencia de una CME tipo “halo”, no existen observaciones detalladas para analizar su relación con la OM. Tampoco existen observaciones del instrumento EIT para estudiar los transitorios coronales que podrían estar relacionados con el evento. Por lo tanto, el escenario de un mecanismo de pistón inducido por una CME no puede ser examinado con más detalle, según lo sugerido por Balasubramaniam et al. [2010].

En cuanto al escenario de un impulso de presión inicial originado en la fulguración (hipótesis $H1$), Balasubramaniam et al. [2010] demostraron que los lapsos de tiempo necesarios para la formación de un choque originado en un pulso de presión argumentan en contra de esta hipótesis. Los cálculos aproximados indican valores extremos de velocidad y aceleración en la formación del choque. Por lo tanto, la longitud de escala necesaria en el escenario del pulso de presión excede el tamaño de un núcleo de fulguración típico que es de 10.000 km, Vršnak and Cliver [2008].

A partir de nuestros cálculos, la secuencia temporal está de acuerdo con los valores obtenidos por Balasubramaniam et al. [2010]. Sin embargo, encontramos que son facti-

bles valores iniciales de velocidad mayores de $1.400 \text{ km seg}^{-1}$ y aceleraciones superiores a $-2,4 \text{ km seg}^{-2}$ y por lo tanto podrían favorecer la hipótesis del impulso de presión originado en la fulguración.

Temmer et al. [2009] reprodujeron un evento OM mediante simulaciones numéricas con un impulso de presión producido por una fuente de tipo pistón acelerado y en expansión y analizaron los efectos producidos por diferentes tamaños y velocidades de la fuente. En referencia a la hipótesis *H3*, nuestras mediciones del radio de la eyección de pequeña escala (1 a 5 Mm), con una aceleración de 37 km seg^{-2} indican que la eyección es al menos un orden de magnitud más pequeña y más rápida que los valores considerados más probable por Temmer et al. [2009]. Sin embargo, la fuerte aceleración de la eyección de pequeña escala (probablemente producida por procesos de reestructuración magnética durante la eyección de la CME), podría actuar como un pistón temporal generando perturbaciones que podrían incrementarse en frentes de choque que luego propagarían libremente, Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b]. Los pistones 3D fuertemente acelerados como es el caso de la eyección de pequeña escala son capaces de generar ondas de choque. Como se señaló en Vršnak and Cliver [2008], un pistón del tipo romo, no necesariamente supersónico, genera una onda de choque en forma hiperbólica en su parte delantera. A medida que este avanza la distancia entre el choque y el pistón aumenta. La huella cromosférica de las perturbaciones inducidas por la eyección de pequeña escala se presume que exhibiría un comportamiento acelerado, dependiendo de la magnitud de la aceleración vertical, la dirección del movimiento y la velocidad alcanzada por el material expulsado. Esto podría indicar que la curva cinemática con una aceleración positiva correspondiente al primer frente temprano *F1* que se muestra en la Fig. 4.18 (curva *U*) es una onda de choque generada por el movimiento de la eyección de pequeña escala. Esta hipótesis podría ser reforzada por la ubicación del punto *SE*, el cual está alineado con el frente de onda temprano *F1*, tal como se aprecia

en la Fig. 4.14. Se podría argumentar en contrario que la eyección es demasiado pequeña para producir una huella cromosférica con las características de $F1$. Balasubramaniam et al. [2010] sugirieron que la erupción de la arcada oriental podría generar la parte norte de la onda y podría actuar como un precursor para la erupción de arcada occidental. Si este es el caso, $F1$ es probablemente la huella de esta erupción.

La proximidad de SE y Q_0 sugiere que si dos ondas se iniciaron simultáneamente desde estos puntos se verían superpuestas a una cierta distancia del origen, luego de que los pistones temporales que generaron las ondas terminaron sus acciones. Si este es el caso, las ondas mostrarían evoluciones cinemáticas similares. Además, la región de fulguración más intensa (Zona 1) está situado en las proximidades de SE , por lo tanto es posible que la fulguración por si misma hubiese generado el frente temprano $F1$. Suponiendo que la eyección de pequeña escala hubiese producido el frente $F1$, ¿sería posible que un mecanismo similar en la arcada del oeste hubiese generado la perturbación global? Esto significaría una estructura magnética creciente, que aumenta su tamaño más rápidamente que la propia CME como consecuencia de que su estructura es menos masiva.

La hipótesis de que la eyección de pequeña escala es un precursor de la perturbación principal parece ser incorrecta. El eyección adquiere una velocidad suficientemente elevada en un tiempo posterior al de la probable ignición de la perturbación global, como se discutió anteriormente. En contraste, el tiempo de inicio y la proximidad de SE con Q_0 sugieren que su eyección podría haber sido iniciada por el paso de la OM principal.

La primera aparición del frente de onda temprano $F1$ podría explicarse como un pistón 3D muy rápido que genera una onda de choque, el que es inicialmente más rápido que la perturbación global. Más tarde, los frentes de choque reducirían su velocidad y se fusionarían, formando un aparente frente de onda único.

Como se mencionó anteriormente, los diferentes escenarios propuestos en la literatura (por ejemplo pistón 3D generado por una CME, pulso de presión producido por una fulguración) podrían sobresimplificar la descripción de un evento de OM. Un escenario más complejo y mixto podría ser necesario para explicar cada caso observacional. No sólo el origen y el número de ondas de choque es objeto de debate, sino que podría ser posible más de un escenario de ignición. A partir de este análisis se podría inferir que varios eventos distintos fueron lanzados casi al mismo tiempo, algunos de los cuales son capaces de generar ondas de choque en la corona solar. Su disparo podría estar relacionado con una reestructuración drástica magnética del medio coronal, la cual se correspondería en este proceso con la eyección de la CME.

4.2.15. Conclusiones

Se concluye en el trabajo que el evento OM observado el 6 de diciembre 2006 detectado con el Telescopio Solar H α HASTA, es una onda de choque coronal de modo rápido tipo “blast” originada en una fuente única y que tiene lugar durante la eyección de una CME. Su tiempo de inicio extrapolado es concurrente con el pico de la fuerza de Lorentz aplicado a la fotosfera determinada por otros autores para el mismo evento. El evento muestra un solapamiento con la fase explosiva de la fulguración y el inicio de la eyección de pequeña escala. Los parámetros cinemáticos obtenidos: tiempo de inicio del evento ($t_0 \simeq 18:42:28$ UT), desaceleración inicial ($a_0 \geq 2,4 \text{ km seg}^{-2}$), velocidad inicial ($s_0 \geq 1.463 \text{ km s}^{-1}$), son superiores a los obtenidos por otros autores para el mismo evento. Dos filamentos distantes de la región activa se activaron simultáneamente con el avance de la onda de choque.

Los frentes de onda presentan irregularidades locales que se pueden atribuir a la falta de homogeneidad del medio coronal por el que atraviesa la perturbación. En las etapas

iniciales, los tres primeros frentes de onda que parecen estar separados y ser ondas individuales, pueden considerarse un efecto de estas irregularidades. Sin embargo, podría interpretarse que el primero de ellos tiene una evolución cinemática diferente de los demás. Esto podría ocurrir si el origen se coloca hacia el este del punto radiante obtenido, en los alrededores del lugar donde se origina la eyección de pequeña escala, lo que indicaría un origen distinto para el primer frente de onda visible.

4.3. Simulaciones Numéricas $1D_{\frac{1}{2}}$ del Evento de Onda Moreton del 6 de diciembre de 2006

4.3.1. Introducción

Las simulaciones numéricas MHD realizadas con parámetros del plasma, configuraciones de campo magnético y condiciones iniciales simplificados permiten investigar algunos de los posibles escenarios que dan lugar a los eventos de OM. En este caso se utilizó un “Riemann solver” para resolver las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica (MHD) ideal en $1D_{\frac{1}{2}}$, aplicado al evento de OM registrado el 6 de diciembre de 2006 con el telescopio HASTA.

Es este esquema son fácilmente identificables ondas y discontinuidades tales como ondas de choque MHD propagando bajo ciertas condiciones del gas y mecanismos de ignición simples, de manera de confirmar o descartar ciertas hipótesis en base a los datos observacionales obtenidos del evento del 6 de diciembre de 2006, principalmente sus parámetros cinemáticos.

4.3.2. Análisis de datos del telescopio HASTA

Para determinar los parámetros cinemáticos de la OM, en Francile et al. [2010] se eligieron 9 imágenes de HASTA en las que el frente de onda es claramente visible en dirección sudoeste de la AR10930, entre las 18:44 UT y las 18:48 UT. A partir de estos datos, se utilizó el método visual para determinar las posiciones de los frentes de forma similar a la descrita en la sección 4.2.5. En este caso se utilizaron 8 círculos máximos equidistantes entre sí trazados a partir de un RP situado en la región de fulguración. Del análisis de estos datos se obtiene una estimación del rango de velocidades medias con que se desplaza la perturbación para los distintos círculos máximos, obteniendo valores entre $\bar{v} = 700$ y $\bar{v} = 1.000$ km seg⁻¹, con una velocidad inicial $v_o \simeq 1.270$ km seg⁻¹.

4.3.3. Simulaciones numéricas

Para realizar las simulaciones numéricas se utilizó un “Riemann solver” aproximado con un esquema de volúmenes finitos centrados en celdas, resolviendo el cálculo de los flujos numéricos con un esquema “Total Variation Diminishing” (TVD) de Harten-Yee, diseñado para integrar las ecuaciones adimensionales de la MHD ideal en $1D_{\frac{1}{2}}$ dimensiones, Elaskar and Brito [2001], Elaskar et al. [2006], Maglione et al. [2012], (ver sección B.5).

El código utilizado admite definir tres sectores de dimensiones ajustables en el arreglo de celdas en 1D, estableciendo diferentes condiciones iniciales en cada uno de los sectores para las variables adimensionales densidad $\tilde{\rho}$, presión \tilde{p} , campo de velocidades $\tilde{\mathbf{u}}$ y campo magnético $\tilde{\mathbf{B}}$. El número total de celdas de simulación es también ajustable.

Bajo la hipótesis que la OM es la huella cromosférica de una onda coronal propagando libremente en un medio homogéneo, se establece para la simulación una corona solar simplificada de simetría esférica, con alta conductividad térmica e isotérmica, con un

campo magnético general radial débil producido por el viento solar en expansión y ausencia de gravedad. Se supone un sistema de coordenadas cartesiano y se desprecian los efectos de curvatura solar por lo que, situando el arreglo de celdas de simulación en sentido paralelo a la superficie solar, el campo magnético será transversal a la propagación de las ondas.

Como mecanismo de ignición de la onda coronal se supone una perturbación inicial localizada, en forma de deposición de una gran cantidad de energía en un volumen reducido y en un impulso corto, de tipo “blast wave”. Este tipo de perturbación inicial puede simularse estableciendo en el arreglo de celdas una región central pequeña, con alta o baja presión inicial respecto del medio circundante.

Por lo tanto se tratará de dos escenarios distintos que podrían producir eventos oscilatorios similares a las ondas Moreton, exceso o disminución de presión en el sector central de la simulación. El exceso de presión se correspondería con un evento impulsivo, tal como una fulguración. El déficit podría estar asociado al gradiente de presión producido en la parte inferior de una cuerda de flujo durante su eyección, la que a su vez generaría una zona de exceso por encima de la misma. En esta situación podría asumirse que ambos escenarios son posibles simultáneamente.

Se toman valores de referencia para el medio coronal similares a los de Chen et al. [2005a], Pomoell et al. [2008], Warmuth et al. [2004a], estos son:

$$\mathbf{B}_0 = 5 \text{ G}$$

$$T_0 = 1,5 \times 10^6 \text{ K}$$

$$n_{e0} = 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$$

$$\rho_0 = m_i n_{e0} = 1,67 \times 10^{-12} \text{ kg m}^{-3}$$

$$l_0 = 10^5 \text{ km}$$

La presión de referencia se obtiene a partir de la temperatura con la Ec. B.50:

$$p_0 = 2n_{e0}k_B T_0 \simeq 0,414 \text{ Bar}$$

A partir de las Ec. B.43, se obtiene la velocidad del sonido de referencia para este medio:

$$c_{s0} = \sqrt{\frac{p_0 \gamma}{\rho_0}} \simeq 203,27 \text{ km seg}^{-1}$$

y a partir de la Ec. B.35, la velocidad de Alfvén:

$$c_{A0} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \simeq 345,15 \text{ km seg}^{-1}$$

Según el campo magnético considerado (radial) y con el eje de la simulación en dirección tangente a la superficie solar, solo es admisible el modo de onda magnetoacústico rápido. Considerando que $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$, de la Ec. B.86 se obtiene la velocidad magnetoacústica de modo rápido como:

$$v_{mr0} = (c_{A0}^2 + c_{s0}^2)^{\frac{1}{2}} \simeq 400,57 \text{ km seg}^{-1}$$

De la Ec. B.42 se obtiene el parámetro beta, cuyo valor es $\beta = \frac{c_{s0}^2}{c_{A0}^2} \simeq 0,35$.

Se observa que ninguna de estas velocidades puede dar cuenta de las observadas en el evento de OM del 06 de diciembre de 2006, cuyos valores son superiores ($\bar{v} \geq 700 \text{ km seg}^{-1}$). Solo podrían ser posibles considerando un campo magnético superior a 12 Gauss con $\beta < 0,05$ o en regímenes de ondas de choque con un número de Mach grande.

A fin de calibrar el experimento numérico se toman los siguientes valores por defecto de las variables adimensionales en correspondencia con los valores físicos de referencia (ver sección B.1.3):

$$\tilde{\rho} = \rho/\rho_0 = 0,1; \quad \tilde{p} = p/(\rho_0 c_{A0}^2) = 0,1; \quad \tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u}/c_{A0} = 0$$

El valor de referencia del campo magnético adimensional $\tilde{B}_y = B_y/B_0$ se obtiene de las definiciones anteriores y del parámetro β previamente hallado, de la siguiente manera:

$$\beta = \frac{c_{s0}^2}{c_{A0}^2} = \frac{\tilde{p}\gamma}{\tilde{B}_y^2} \simeq 0,35 \quad \therefore \quad \tilde{B}_y \simeq 0,69 \quad (4.12)$$

Como arreglo para las simulaciones se toma una cantidad de 800 nodos y un rango temporal de 5.000 pasos. Se establecen dos geometrías de trabajo en los 3 sectores del arreglo de celdas; $a=[360, 80, 360]$ y $b=[384, 32, 384]$. En el sector central (sector 2) se introduce una perturbación inicial y en los sectores de los extremos (sector 1 y 3) se analiza la evolución de las ondas generadas.

Este arreglo es de longitud \tilde{x} unitaria. Considerando que la longitud de referencia l_0 (distancia donde las magnitudes físicas cambian) representa un nodo, el tamaño físico total del arreglo será $L_0 = 800 l_0$. El sector central corresponderá por lo tanto a un tamaño físico $x_c = 8,0$ Mm ó $x_c = 3,2$ Mm, según se trate de las geometrías a o b , respectivamente. El rango espacial de medición de las ondas coronales será la longitud de los sectores 1 y 3, $[0,0-36,0]$ Mm ó $[0,0-38,4]$ Mm según sea la geometría considerada.

El tiempo de referencia t_0 se obtiene a partir de la velocidad de Alfvén como:

$$t_0 = \frac{L_0}{c_{A0}} \simeq 2,32 \times 10^5 \quad (4.13)$$

De esta manera quedan definidos los valores adimensionales $\tilde{t} = t/t_0$ y $\tilde{l} = l/L_0$.

Todas las relaciones anteriores permiten obtener las variables físicas a partir de las variables adimensionalizadas del experimento numérico. Sin embargo, el código considera variables adimensionales obtenidas de una velocidad de Alfvén de referencia $\tilde{c}_{A0 \text{ ref}}$ unitaria, calculada en base a valores unitarios de las variables adimensionales. En este caso particular se han tomado valores de referencia diferentes de la unidad, por lo que el valor de la velocidad de Alfvén adimensional resultará:

$$\tilde{c}_{A0 \text{ ref}} = \frac{\tilde{B}_0}{\sqrt{\tilde{\rho}_0}} = \frac{0,69}{\sqrt{0,1}} \simeq 2,182 \quad (4.14)$$

Es necesario considerar este factor para obtener el valor de la velocidad de Alfvén de conversión c'_{A0} entre variables adimensionales y variables físicas:

$$c'_{A0} = \frac{c_{A0}}{\tilde{c}_{A0 \text{ ref}}} \quad (4.15)$$

Entonces, el valor físico de una velocidad $\mathbf{u}_{(\text{física})}$ se obtienen del valor adimensional como:

$$\mathbf{u}_{(\text{física})} = c'_{A0} \tilde{\mathbf{u}} \quad (4.16)$$

Finalmente, la correspondencia entre las variables físicas y las variables adimensionales del experimento numérico se lista en la Tabla 4.3.

| Variables físicas | Unidades | Variables adimensionales |
|-------------------|----------------------|-------------------------------------|
| t | seg | $2,318 \times 10^5 \tilde{t}$ |
| x | Mm | $80,0 \tilde{x}$ |
| \mathbf{u} | km seg ⁻¹ | $158,18 \tilde{\mathbf{u}}$ |
| ρ | kg m ⁻³ | $1,67 \times 10^{-11} \tilde{\rho}$ |
| p | Pa | $4,14 \tilde{p}$ |
| \mathbf{B} | Gauss | $8,33 \tilde{\mathbf{B}}$ |

Tabla 4.3: Correspondencia entre variables físicas y variables adimensionales del experimento numérico.

A continuación se presentan los distintos casos estudiados estableciendo distintas condi-

ciones iniciales de presión en el sector central y geometrías del mismo. Las velocidades de las perturbaciones generadas se determinan considerando la posición espacial del primer flanco creciente o decreciente de la densidad $\tilde{\rho}$ que aparece en el arreglo de simulación, para distintos tiempos \tilde{t} . A los efectos, estas determinaciones se realizan a intervalos de 50 nodos distribuidos sobre toda la región espacial del sector 3.

Escenario 1: Exceso de presión en el sector central

- Caso 1: Exceso de presión inicial $p_c = 10 p_0$, geometría a . Se genera una onda de choque con un frente muy definido de exceso de densidad, evolucionando con una velocidad casi constante $u \simeq 572 \text{ km seg}^{-1}$. La velocidad de la onda excede en 1,4 veces la velocidad magnetoacústica rápida.
- Caso 2: Exceso de presión $p_c = 100 p_0$, geometría a . La onda de choque tiene una velocidad promedio de $\bar{u} \simeq 1.282 \text{ km seg}^{-1}$. No es constante, disminuye a medida que avanza la onda, desde $u \simeq 1.405 \text{ km seg}^{-1}$ hasta $u \simeq 1.109 \text{ km seg}^{-1}$. La velocidad de la onda excede en 3,2 veces la velocidad magnetoacústica rápida.
- Caso 3: Exceso de presión de $p_c = 100 p_0$, geometría b . La onda de choque tiene una velocidad promedio $\bar{u} \simeq 879 \text{ km seg}^{-1}$ y disminuye a medida que avanza desde $u \simeq 1.284 \text{ km seg}^{-1}$ hasta $u \simeq 782 \text{ km seg}^{-1}$. La velocidad de la onda excede en 2,2 veces la velocidad magnetoacústica rápida.

En la Fig. 4.19 se aprecia la evolución temporal de la densidad $\tilde{\rho}$ para los Casos 1 y 2 mediante mapas. Estos mapas 2D se han construido con los arreglos de simulación 1D colocados como columnas y con el tiempo \tilde{t} avanzando en el sentido x positivo. También se han graficado los perfiles temporales obtenidos de los mapas para una posición espacial fija mediante un corte horizontal en el nodo 600. En los mapas se observa un frente de choque muy definido, identificable con una discontinuidad de pendiente

abrupta en el perfil temporal, avanzando a partir de la región central con velocidad casi constante. Esta discontinuidad es más marcada mientras mayor es la energía inicial de la perturbación. A continuación avanza una zona de rarefacción en la cual la densidad cae muy por debajo del valor de referencia, exhibiendo una gran desaceleración y por lo tanto permaneciendo más localizada en el sector central de la simulación. Su extensión espacial depende fuertemente de la perturbación inicial.

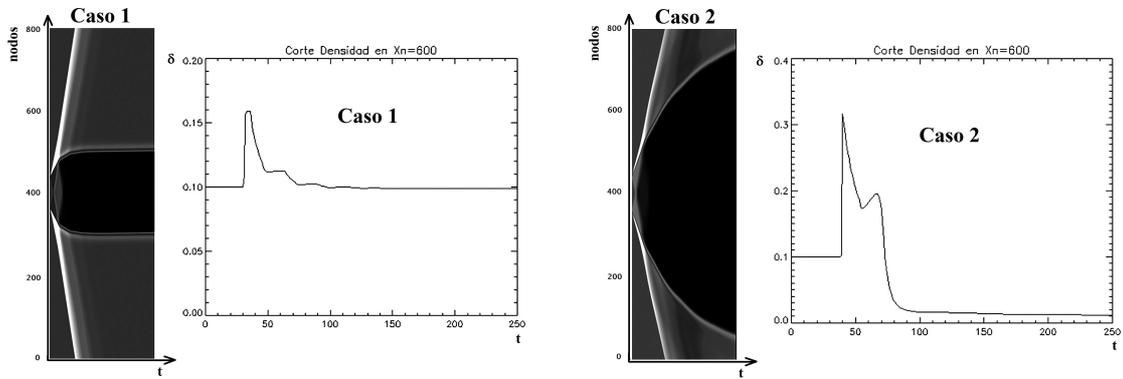


Figura 4.19: Evolución temporal de la densidad $\tilde{\rho}$ en las simulaciones con exceso de presión inicial y perfil de la misma en el nodo 600. Las zonas más claras indican mayor densidad. Izquierda: Caso 1. Derecha: Caso 2.

Escenario 2: Déficit de presión en el sector central

- Caso 4: Déficit de presión de $p_c = 100^{-1} p_0$, geometría a . Se genera una perturbación de déficit de densidad avanzando con una velocidad casi constante, $\bar{u} \simeq 377$ km seg^{-1} . No se observa una rarefacción por detrás del frente de onda ya que la densidad se mantiene en el valor de referencia. La velocidad es un poco menor que la del modo magnetoacústico rápido.
- Caso 5: Déficit de presión de $p_c = 10^{-1} p_0$, geometría a . La perturbación evoluciona con una velocidad promedio $\bar{u} \simeq 375$ km seg^{-1} , casi constante.

- Caso 6: Déficit de presión de $p_c = 100^{-1} p_0$, geometría b . La onda evoluciona con una velocidad promedio $\bar{u} \simeq 372 \text{ km seg}^{-1}$, casi constante.

En la Fig. 4.20 se aprecia la evolución temporal de la densidad $\tilde{\rho}$ para los casos 4 y 5. El perfil de la densidad tiene características más difusas que en los casos de exceso de presión.

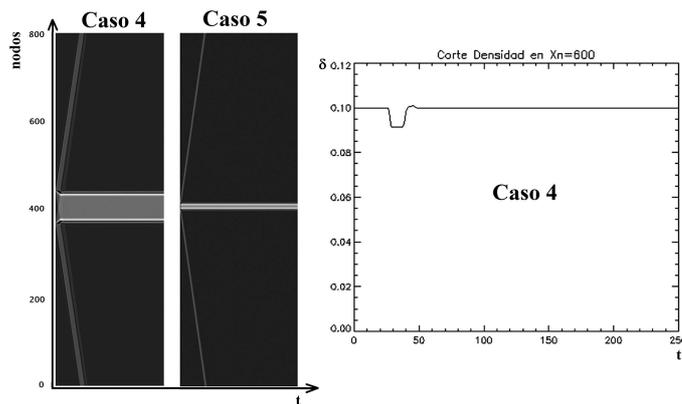


Figura 4.20: Evolución temporal de la densidad $\tilde{\rho}$ en las simulaciones con déficit de presión inicial. Las zona más claras indican mayor densidad. Izquierda: simulaciones para los Casos 4 y 5. Derecha: Perfil para el nodo 600 en el Caso 4.

4.3.4. Discusión y conclusiones

A partir de la simulaciones numéricas $1D\frac{1}{2}$ podemos concluir que las configuraciones con incremento o decremento de presión en un sector acotado pueden dar cuenta de las ondas coronales en general, dado que su morfología presenta un frente de onda único que avanza alejándose de la perturbación inicial. Sin embargo, las características observadas en el caso de las OM (grandes velocidades y paulatina desaceleración) ajustan mejor al modelo de exceso de presión inicial en regímenes de onda de choque con número de Mach elevado. En este caso, la velocidad de la onda de choque depende de la geometría, los parámetros del medio y la energía del evento que le da origen, lo cual está de acuerdo con la gran dispersión de velocidades observadas en las OM.

Los escenarios de simulación planteados en los Casos 1, 2 y 3 son los que más se asemejan al evento de OM del 06 de diciembre de 2006, con un frente de onda muy definido originado en la discontinuidad de choque. El pulso de presión podría haber sido producido por la expansión de una CME o por una fulguración, considerando que los tamaños físicos del sector central en las simulaciones son representativos de una AR típica o un núcleo de fulguración.

El modelo de déficit de presión inicial tiene características similares a las de una onda magnetoacústica rápida ya que la velocidad de la onda depende principalmente de los parámetros físicos del medio y no de la geometría o la magnitud de la perturbación inicial. Este caso podría asemejarse a las ondas EIT, las que en general viajan a bajas velocidades y presentan frentes suaves y difusos tal como el perfil de densidad de la Fig. 4.20.

Se concluye que las simulaciones numéricas $1D\frac{1}{2}$ brindan una primera aproximación para el análisis de las OM y permiten afirmar que la hipótesis de una onda de choque coronal tipo “blast wave” ajusta bien a las características cromosféricas observadas en el evento del 06 de diciembre de 2006.

4.4. El evento Moreton del 29 de marzo de 2014

HASTA registró en forma completa el evento de OM del día 29 de marzo de 2014, ocurrido luego de una fulguración tipo X1 reportada por GOES a las 17:35 UT, en correspondencia con la NOAA AR12017 situada en las coordenadas heliográficas ($N10W32$), con un máximo de intensidad en rayos X a las 17:48 UT. Los frentes de OM son visibles evolucionando hacia el norte de la AR12017 en un sector circular de extensión angular $\theta \approx 100^\circ$. Los mismos son visibles durante $\Delta t \approx 8$ min, entre las 17:44 y las 17:52 UT, hasta una distancia $d \approx 387,5$ Mm de la AR a partir de la cual ya no son reconocibles

en las imágenes $H\alpha$ de HASTA.

El evento fue observado completamente por el “Solar Dynamics Observatory” (SDO) “Atmospheric Imaging Assembly” (AIA), Pesnell et al. [2012], Lemen et al. [2012], donde es posible identificar ondas EIT coronales relacionadas con la OM cromosférica, Luoni et al. [2014].

En la Fig. 4.21 izquierda se aprecia la ubicación de la AR12017 y la vecina AR12018 en una imagen $H\alpha$ del observatorio Kanzelhoehe. A la derecha se muestra el magnetograma correspondiente obtenido por el “Helioseismic and Magnetic Imager” (HMI) a bordo de SDO, a las 18:00 UT.

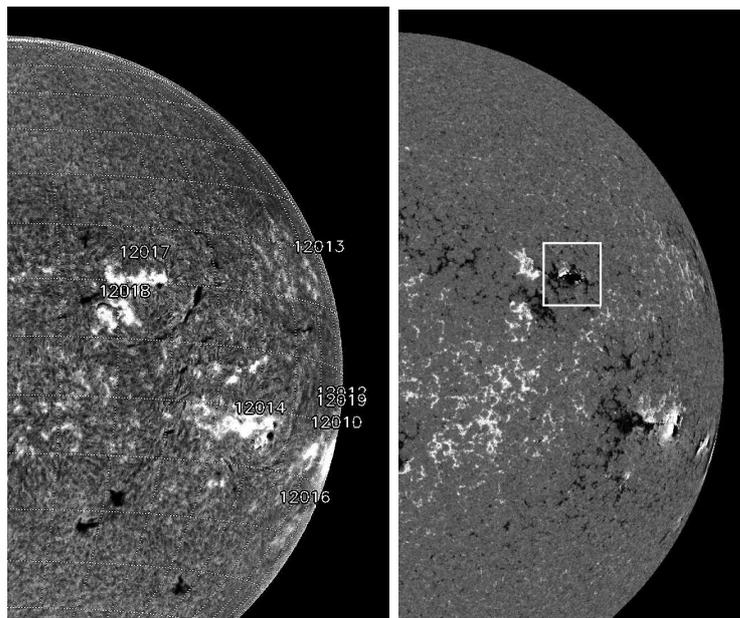


Figura 4.21: Izquierda: imagen $H\alpha$ del observatorio Kanzelhoehe de las 07:12:51 UT indicando las regiones activas del 29 de marzo de 2014. Derecha: imagen de HMI a las 18:00 UT.

En datos del “Large Angle and Spectrometric Coronagraph” (LASCO) C2 a bordo de SOHO es identificable una CME a las 18:12:05 UT, la que probablemente está relacionada con el evento de OM. La misma se aprecia en la Fig. 4.22. El sistema “Solar Eruptive Event Detection System” (SEEDS) extrapola para esta CME un tiempo de

“onset” $t_{on} = 17:42:44$, con una velocidad de 592 km seg^{-1} y una aceleración de $43,8 \text{ km seg}^{-2}$.

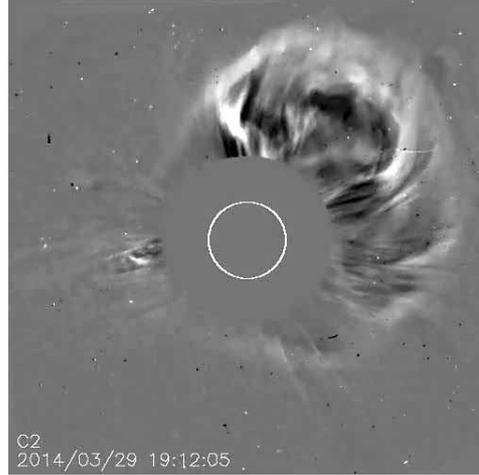


Figura 4.22: CME observada por LASCO C2 a partir de las 18:12:05 UT probablemente relacionada con la OM del 29 de marzo de 2014.

HASTA adquirió 137 imágenes del evento entre las 17:45:37 UT y las 17:52:07 UT. Estas imágenes fueron preprocesadas y centradas con respecto a la AR12017 con los procedimientos descritos en la sección 4.2.3, de forma similar que para el evento OM del 6 de diciembre del 2006 (sección 4.2).

A fin de determinar el tiempo de ocurrencia de la fase impulsiva de la fulguración, se obtuvo la curva de luz de la AR12017 completa a partir de la secuencia de imágenes de HASTA. En la Fig. 4.23, izquierda, se aprecia la curva de luz indicando una fase prefulguración que comienza en $t \approx 17:37 \text{ UT}$ y un crecimiento abrupto que comienza en $t \approx 17:45 \text{ UT}$. En la Fig. 4.23 derecha se aprecia la derivada de esta curva de luz, la que muestra un máximo muy definido para $t \simeq 17:45:16,8 \text{ UT}$, el cual puede considerarse como el instante de ocurrencia de la fase impulsiva de la fulguración.

La ubicación del sitio de máxima emisión de la fulguración dentro de la AR12017 se puede apreciar en la Fig. 4.24 indicado con un punto oscuro. La imagen de la izquierda corresponde a $t=17:35:53 \text{ UT}$ cuyo máximo de intensidad se encuentra en la posición

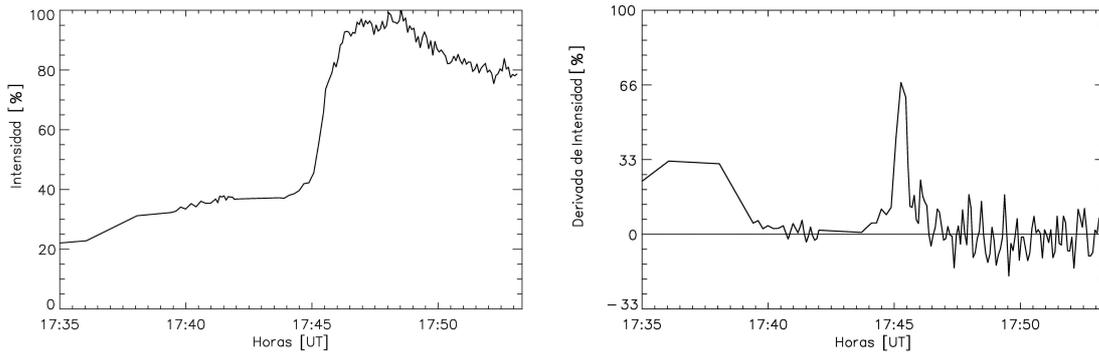


Figura 4.23: Izquierda: Curva de luz de la AR12017, Derecha: Derivada de la curva de luz cuyo máximo se ubica en el tiempo $t=17:45:16,8$ UT y es indicativo de la fase impulsiva de la fulguración.

$P_1=(930, 477)$ píxel; y la de la derecha corresponde a $t=17:45:15$ UT con el máximo ubicado en la posición $P_2=(927, 477)$ píxel. Existe por lo tanto un desplazamiento hacia el este solar de la ubicación del máximo de intensidad a medida que se desarrollan las cintas de fulguración.

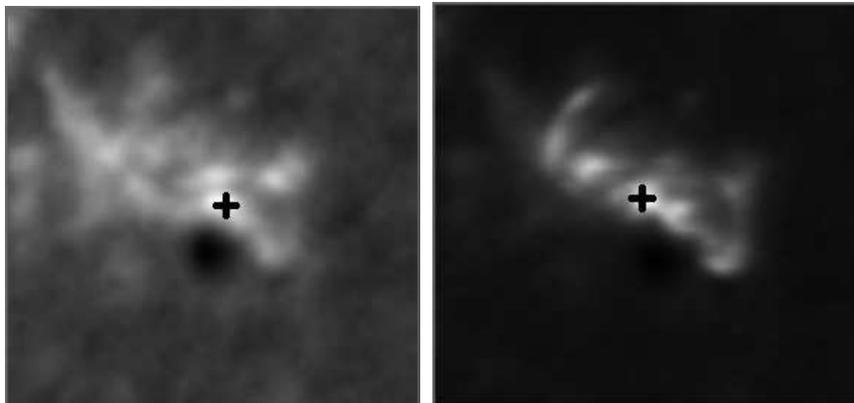


Figura 4.24: Subfotograma de la AR12017 donde se indica con una cruz el sitio de máxima intensidad de la fulguración. Izquierda: posición del máximo $P_1=(930, 477)$ para $t=17:35:53$ UT; derecha: posición del máximo $P_2=(927, 477)$ para $t=17:45:15$ UT.

La evolución de la OM es visible en la secuencia de imágenes de la Fig. 4.25 como un frente oscuro avanzando hacia el norte de la AR12017, mostrando un frente irregular y a veces poco definido.

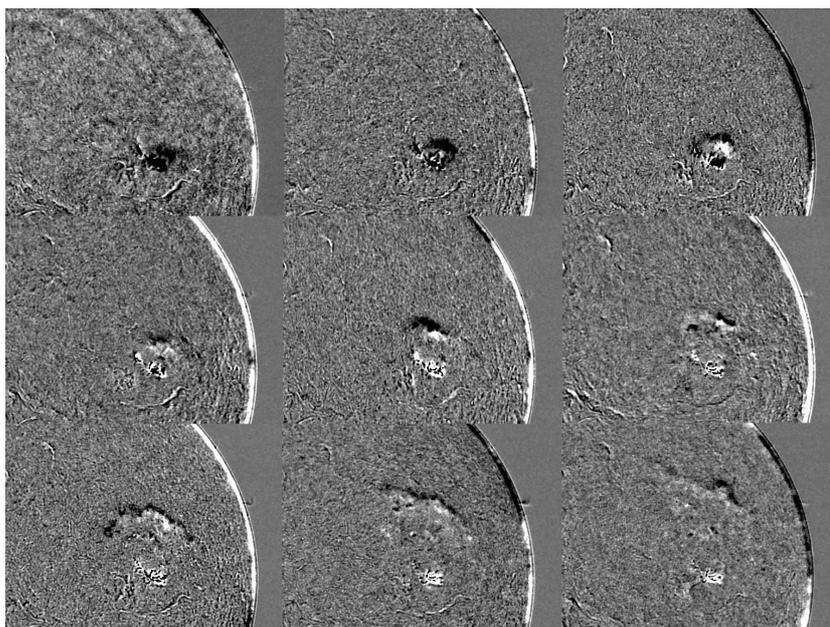


Figura 4.25: Secuencia de imágenes de HASTA del evento del 29 de marzo de 2014, donde es visible el frente OM más oscuro avanzando hacia el norte de la AR12017.

4.4.1. Evolución cinemática del evento Moreton

A fin de determinar la evolución cinemática de la OM, se aplicó el método visual descrito en la sección 4.2.5. En primera aproximación se toma como RP la posición de la máxima intensidad en la fase impulsiva de la fulguración, localizada en $Q_0 = (930, 477)$ píxeles referido a las imágenes de HASTA. La obtención del RP a partir de interpolar círculos proyectados a los frentes de forma similar a la descrita en la sección 4.2.6 no resulta satisfactoria debido a que la extensión angular de los frentes es muy acotada al comienzo de su visibilidad y la posterior evolución de los mismos presenta un frente muy irregular.

Las distancias cromosféricas d recorridas por el frente de onda desde el RP Q_0 hasta las poligonales que representan los frentes de onda obtenidas por el método visual, se obtienen de un abanico de 20 círculos máximos equiespaciados y separados 5° entre sí, que pasan por Q_0 y que cubren un sector circular de $\theta = 100^\circ$ en total. Se trazan

comenzando desde el punto arbitrario $P_{j_0}=(990, 500)$ y en sentido antihorario como se aprecia en la Fig. 4.26.

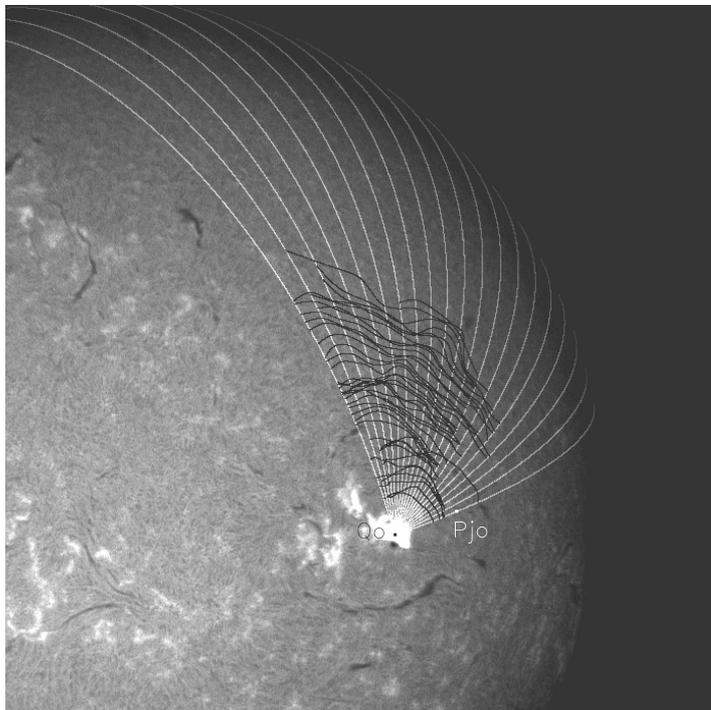


Figura 4.26: Imagen de HASTA donde se muestran en línea clara los círculos máximos que pasan por Q_0 , trazados cada 5° en sentido antihorario a partir del punto arbitrario P_{j_0} . Los frentes OM de toda la serie de imágenes se indican en línea oscura.

De esta manera las distancias cromosféricas d se miden a lo largo de los círculos máximos anteriormente definidos a partir del RP. El resultado se aprecia en la Fig. 4.27, donde se muestra el gráfico de la distancia cromosférica promediada sobre los 20 círculos máximos $\langle d \rangle$ como función del tiempo. Las barras verticales indican el rango de dispersión de los datos a $\pm 1\sigma$.

De igual manera que en las secciones 4.2.8, 4.2.9, se define un límite de separación entre una evolución cuadrática inicial de los frentes de OM y una lineal final, el cual se ha indicado en la Fig. 4.27 con la línea de trazos vertical $L2$.

Las curvas A y B corresponden a dos tipos de ajuste cuadrático. A corresponde al intervalo completo del evento. B se realiza desde el inicio de visibilidad de los frentes

de OM hasta $L2$. La curva C es un ajuste lineal posterior a $L2$.

D es un ajuste de ley de potencias entre el inicio de visibilidad y el límite arbitrario $L1$ indicado con una línea de trazos vertical en la Fig. 4.27, el cual se determina en forma iterativa de manera de obtener la mayor cercanía entre un tiempo de inicio extrapolado a partir de la curva D y el instante de la fase impulsiva de la fulguración.

Los parámetros obtenidos para las curvas A , B , C y D se listan en la Tabla 4.4. Si se comparan con los parámetros obtenidos para el evento del 06 de diciembre de 2006 (Tabla 4.2) se aprecia que los valores son muy inferiores en todos los casos para la OM de 2014, mostrando una evolución más lineal e indicando un evento menos energético.

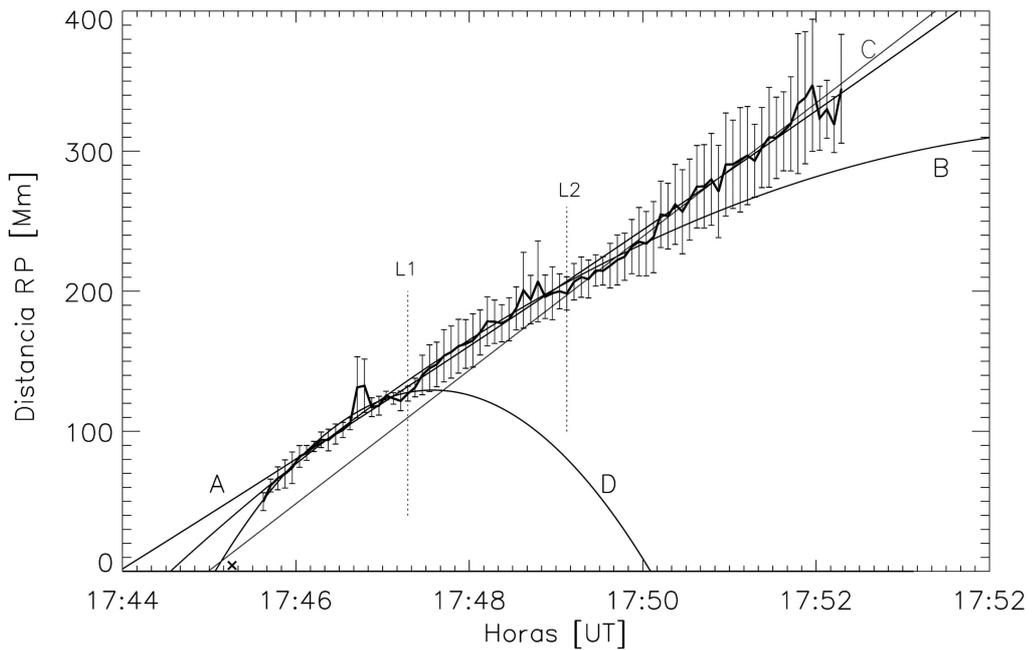


Figura 4.27: En trazo oscuro se muestra la curva de distancias cromosféricas promediadas $\langle d \rangle$, con barras de dispersión a $\pm 1\sigma$. Curva A : ajuste cuadrático sobre todo el intervalo. Curva B : ajuste cuadrático hasta $L2$. Curva C : ajuste lineal a partir de $L2$. Curva D : ajuste cuadrático hasta $L1$. (\times): indica el instante de fase impulsiva de la fulguración.

| <i>Curva</i> | t_0 [hh:mm:ss] | a_0 [km sec ⁻²] | s_0 [km sec ⁻¹] |
|--------------|---------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| <i>A</i> | 17:43:57,3 | 0,16 | 643,6 |
| <i>B</i> | 17:44:33,1 | -1,41 | 944,6 |
| <i>C</i> | 17:44:54,9 | 0,0 | 794,7 |
| <i>D</i> | 17:44:59,3 | -11,40 | 955,5 |

Tabla 4.4: Parámetros cinemáticos 2D y tiempos de inicio obtenidos a partir de las curvas *A, B, C, D*.

4.4.2. Medición de los perfiles de los frentes

El método de los “perfiles de intensidad”, Vřnak et al. [2002], Warmuth et al. [2004a], Warmuth et al. [2004b] consiste en obtener, a partir de imágenes diferencia obtenidas de aplicar las técnicas RD y BD, el perfil de intensidad de la perturbación $\delta_{r_i, t_j}(d)$, como función de la distancia d desde el RP, para el tiempo t_j (correspondiente a la imagen I_j de la serie), a lo largo de una cierta trayectoria r_i sobre la esfera solar. En este perfil es posible identificar el exceso de intensidad emitida en H α producto de la perturbación OM respecto de la cromosfera tranquila y no solamente su evolución cinemática como en el caso en el método visual.

En el evento de OM del 29 de marzo de 2014 los perfiles de intensidad se aplican a analizar la dependencia de la intensidad de la emisión en función de la distancia y la dependencias de la evolución cinemática con relación a la dirección de propagación a partir del RP, en razón del aspecto irregular de los primeros frentes de OM visibles.

Los perfiles de intensidad se obtienen de la siguiente manera: el perfil $\delta_{r_i, t_j}(d)$ para el tiempo t_j se calcula promediando a ambos lados de la trayectoria r_i las intensidades registradas en la imagen I_j cubriendo un cierto sector angular predefinido θ , para una cierta cantidad de puntos predefinidos que representan la distancia d desde el RP. La cantidad i de trayectorias r se elige de manera de cubrir la extensión angular θ que ocupa la OM con una resolución angular que resulte significativa y a la vez provea valores

promedio de al menos 5 píxeles diferentes de la imagen I_j a una distancia $d \approx 100$ Mm del RP. De esta manera se evitan fluctuaciones en el perfil $\delta_{r_i,t_j}(d)$ originadas en el ruido presente en las imágenes.

Para analizar el evento del 29 de marzo de 2014, se obtuvieron los perfiles de intensidad sobre las trayectorias definidas por cada uno de los 20 círculos máximos separados $\theta = 5^\circ$ entre sí anteriormente mencionados. A tal efecto, se realizó un promedio de las intensidades laterales sobre las trayectorias r_i trazando círculos máximos transversales a intervalos de $\alpha = 0,1^\circ$. El promedio cubre un entorno de r_i de $\theta = 5^\circ$ hacia ambos lados. De esta manera, cada perfil está solapado 5° con los adyacentes. Se consideran 1.000 puntos sobre r_i a partir del RP, donde d_α se define en función de la coordenada angular α , a intervalos de $0,1^\circ$, cubriendo 100° en total. La distancia cromosférica d posteriormente se obtiene como $d = R_\odot d_\alpha$.

Este proceso se aplica a las imágenes de la serie procesadas $I_{j \text{ base}}$ utilizando la técnica BD (Ec. 4.4), de forma similar a la descrita en la sección 4.2.4. Este proceso no altera sustancialmente en promedio el aumento relativo de intensidad del frente OM respecto de su entorno cercano.

Ajuste de curvas gaussianas a los perfiles

A fin de cuantificar adecuadamente la evolución de los perfiles de intensidad obtenidos para el evento de OM, se ajustan curvas gaussianas a los perfiles $\delta_{r_i,t_j}(d)$ obtenidos de las imágenes $I_{j \text{ base}}$, cuyos parámetros serán representativos de las características de cada perfil individual.

A los efectos y para que la interpolación de la curva gaussiana se realice correctamente, se determina un rango de elementos del vector $\delta_{\alpha r_i,t_j}(d)$ que abarca una región no perturbada además de la zona de sobreintensidad producida por la perturbación OM.

Este rango se obtiene de la siguiente manera:

- Se obtienen imágenes $I_{j \text{ diff}}$ de cada imagen de la serie aplicando un proceso RD de manera similar a la indicada en la Ec. 4.3, sección 4.2.4, a fin de realzar correctamente el borde más externo del frente de OM.
- Se obtienen los perfiles $\delta_{\alpha r_i, t_j}(d)$ a partir de las imágenes $I_{j \text{ diff}}$ con el proceso descrito anteriormente.
- Se obtiene la posición d_k del frente OM a partir de la primera región que supera $2,5 \sigma$ de las fluctuaciones en intensidad de $\delta_{\alpha r_i, t_j}(d)$ en la zona no perturbada más alejada del RP.
- El rango utilizado para interpolar los frentes se toma entre los valores empíricos $[d_k - 8, 350]$ obtenidos en base a conseguir buenos ajustes de la curva sobre los perfiles $\delta_{\alpha r_i, t_j}(d)$ obtenidos de $I_{j \text{ base}}$.

Las curvas gaussianas interpoladas son de la forma:

$$f(d) = A_0 e^{-z^2/2} + A_3 \quad \text{con} \quad z = \frac{d - A_1}{A_2} \quad (4.17)$$

Con lo cual A_0 representa la altura de la curva, A_1 la media o centro de la curva, A_2 la desviación estándar σ y A_3 el nivel de cero.

El “full width at half maximum” (FWHM) de las curvas gaussianas interpoladas se calcula como:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln(2)} A_2 \quad (4.18)$$

con un área aproximada del perfil del frente OM dado por la siguiente expresión:

$$\text{Area} = \text{FWHM} \cdot \text{Int}_{max} \quad (4.19)$$

donde Int_{max} es el incremento de intensidad porcentual en el máximo de la gaussiana, respecto de la cromosfera tranquila en las imágenes $I_{j \text{ base}}$.

En la Fig. 4.28, izquierda, se aprecia el resultado del ajuste de una curva gaussiana sobre el perfil $\delta_{r_i, t_j}(d)$ obtenido con BD sobre la imagen $j = 22$ de la serie, a lo largo de la trayectoria correspondiente al círculo máximo $n = 10$, donde la curva de ajuste gaussiana se ha sobrepuesto en trazo grueso. A la izquierda del pico de intensidad se observan altas intensidades debidas a la actividad de la región activa y regiones cromosféricas activadas por el paso de la OM. En la Fig. 4.28, derecha, se muestra perfil obtenido sin aplicar BD, donde se observa que las intensidades decaen a medida que aumenta d producto del efecto de oscurecimiento al limbo.

En la Fig. 4.29, se aprecia el comportamiento de los parámetros intensidad y el FWHM graficados en función del tiempo, donde $t = 0$ es el instante de la ocurrencia de la fulguración. Los valores graficados corresponden a un promedio realizado sobre las trayectorias correspondientes a los círculos máximos $6 \leq i \leq 16$, que representa un sector circular $\theta \approx 60^\circ$ y en donde la OM es más visible. La intensidad porcentual se obtiene de referir el perfil de intensidad $\delta_{r_i, t_j}(d)$ obtenida de imágenes BD, al perfil $\delta_{ref \ r_i, t_j}(d)$ obtenido de una imagen promedio en los instantes previos a la fulguración, $I_{base}(x, y)$, es decir con una cromosfera tranquila.

Se aprecia un comportamiento oscilante con periodos de aproximadamente 100 seg en la vecindad del RP y una tendencia de disminución de la intensidad a medida que progresa el frente de OM con un ensanchamiento del perfil gaussiano. Las rectas superpuestas a las curvas representan un ajuste lineal, las que arrojan valores de pendiente $m \simeq -0,028$ y $m \simeq 0,014$ respectivamente.

En la Fig. 4.30 se ha graficado la evolución del área del perfil gaussiano en función de la distancia al RP, mostrando una tendencia claramente decreciente que indica la disminución de las emisiones en H α producto de la pérdida de energía de la perturbación a medida que esta propaga. Un ajuste lineal de los datos arroja una pendiente $m \simeq -0,98$.

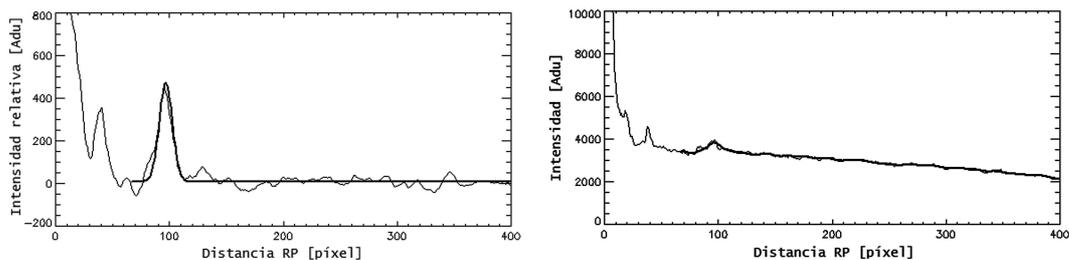


Figura 4.28: Izquierda: Ajuste gaussiano (trazo grueso) sobre el perfil BD para la imagen $j=22$ de la serie, correspondiente al círculo máximo $n=10$. Derecha: Aspecto del perfil obtenido sin aplicar BD.

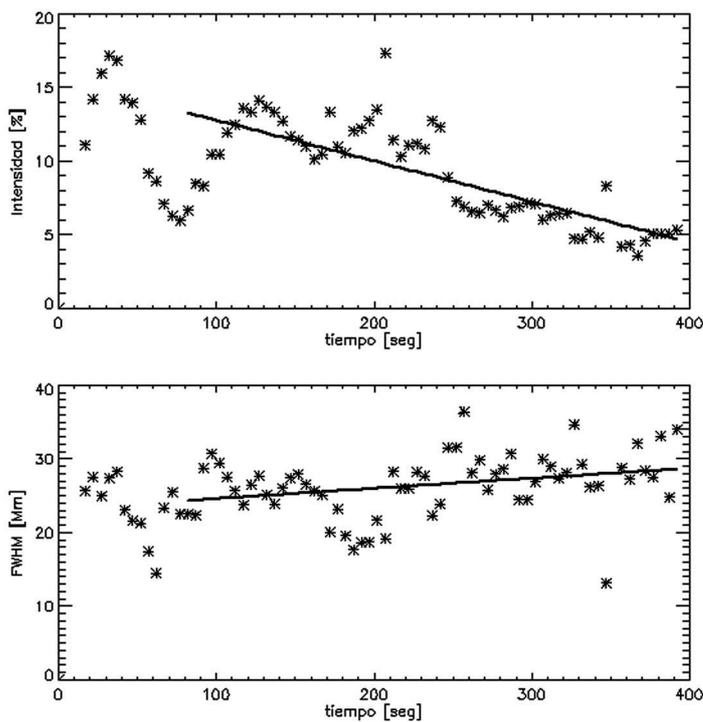


Figura 4.29: Evolución de la intensidad porcentual respecto de la cromosfera tranquila y el FWHM del pulso OM en función del tiempo, $t=0$ corresponde a la fase impulsiva de la fulguración.

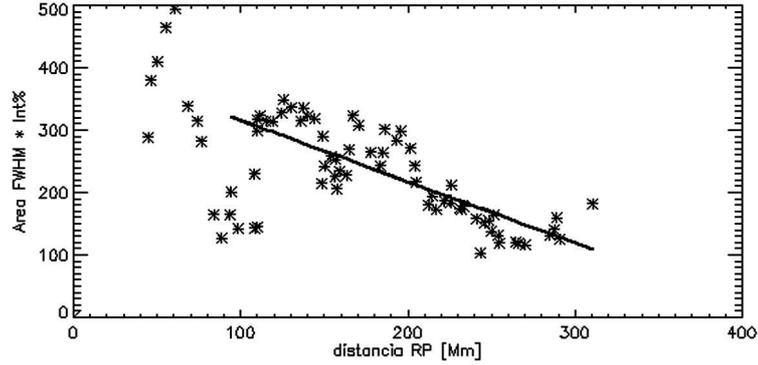


Figura 4.30: Evolución del área de la curva gaussiana representativa del pulso OM en función de la distancia cromosférica promediada $\langle d \rangle$ recorrida por la perturbación.

4.4.3. Mapas distancia-tiempo

A fin de analizar la dependencia angular de la evolución temporal del evento de OM, se realizaron mapas distancia-tiempo para diferentes ángulos θ , adaptando a los datos de HASTA la técnica de mapas “height-time map” (HT) originalmente desarrollada por Sheeley et al. [1999] para el estudio de la evolución interplanetaria de las CME.

En este caso, a partir de los perfiles de intensidad $\delta_{r_i, t_j}(d)$ obtenidos mediante el procedimiento descrito en 4.4.2, se construye un mapa mapa distancia-tiempo (DT) para cada una de las r_i trayectorias que recorren los círculos máximos trazados pasando sobre el RP y en diferentes direcciones angulares θ .

Para construir el mapa de una trayectoria r_k , cada uno de los j arreglos unidimensionales $\delta_{r_k, t_j}(d)$, con j variando entre 1 y 137 (cantidad de imágenes del evento), se coloca formando las columnas de un arreglo bidimensional $DT(x, y)$. Este arreglo representará un mapa DT con tiempos t crecientes en sentido de x creciente y distancias d crecientes en sentido de y creciente. $x = 1$ es el instante de la fase impulsiva de la fulguración y $\Delta x = 5$ seg que es la cadencia de imágenes en modo “fulguración” de HASTA. $y = 1$ es el origen de distancia d situado sobre el RP Q_0 y Δy es el paso de distancia definido al obtener $\delta_{r_i, t_j}(d)$.

El resultado se aprecia en la Fig. 4.31, donde se visualiza un mosaico de los 20 mapas DT contruidos sobre imágenes BD y obtenidos para cada uno de los 20 círculos máximos que se indican en la Fig. 4.26 a partir del punto P_{j_0} y recorridos desde el oeste hacia el norte solar. La correcta visualización de los trazos en los mapas DT requiere de un adecuado ajuste de los niveles de brillo y contraste en la paleta de visualización. El rango temporal en dirección x de cada mapa graficado es de 400 seg a partir de la ocurrencia de la fulguración, [17:45:27, 17:52:07] UT. El rango de distancias d en dirección y es [0, 400] Mm medidas desde el RP Q_0 .

En los mapas las zonas más claras corresponden al paso de la OM. Es visible la evolución del frente con diferentes pendientes según la dirección considerada y regiones donde la cromosfera permanece activada luego del paso de la perturbación, debido a las largas escalas de tiempo cromosférico en alcanzar estados de equilibrio en $H\alpha$, Carlsson and Stein [2002].

Una mejor definición se consigue utilizando las imágenes RD para la construcción de los mapas, mosaico que se aprecia en la en la Fig. 4.32. En los mapas superiores del panel, correspondientes a las direcciones de propagación hacia el oeste solar respecto del RP, es visible un frente inicial de gran velocidad, que posteriormente se desdibuja. A partir del octavo mapa ($\theta \approx 40^\circ$), se aprecia un frente que propaga grandes distancias con una pendiente casi constante o decreciente, lo que indica que la velocidad de evolución de la OM es casi constante y desacelera, corroborando el análisis cinemático realizado en la sección 4.4.1.

Entre los mapas 8 y 14 es visible una evolución del frente inicial más rápida que decrece de manera no lineal hasta solaparse con una región aparentemente lineal, lo cual confirmaría la existencia de una evolución inicial de tendencia exponencial o cuadrática tal como la de la curva D del gráfico de la Fig. 4.27, seguida de una tendencia más lineal según se analizó en la sección 4.4.1. Es posible también la existencia simultánea de más

de un frente OM según se desprende del aparente doble trazo claro visible en el décimo mapa del mosaico.

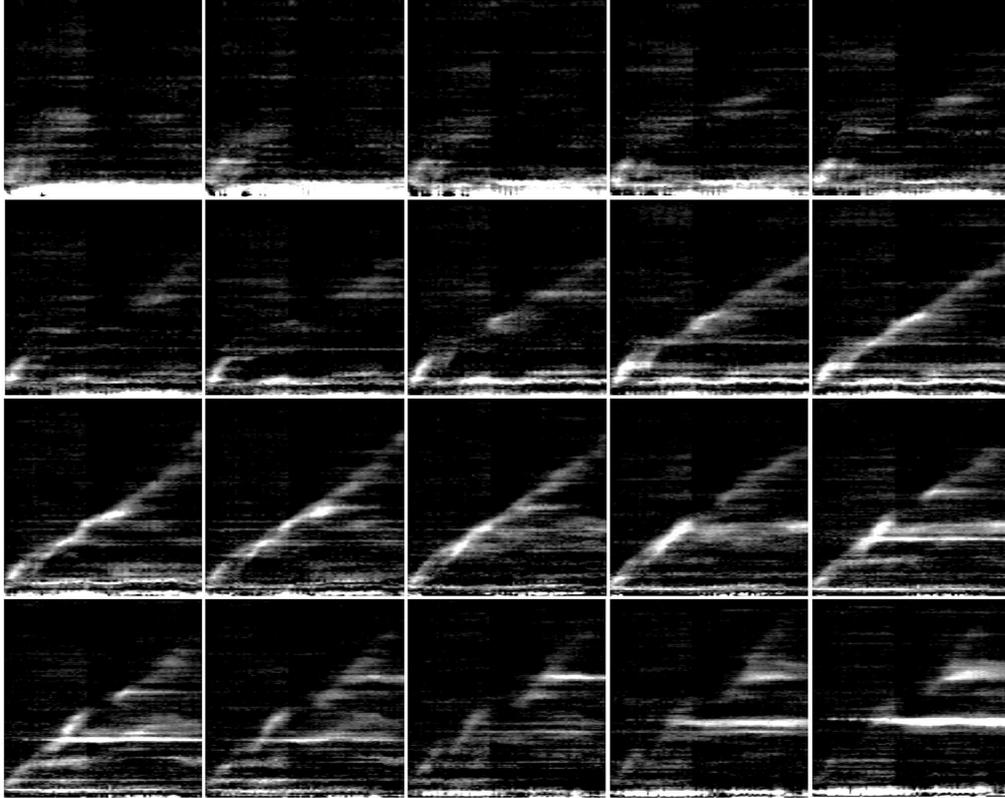


Figura 4.31: Mosaico de los 20 mapas DT obtenidos con la técnica BD para el evento del 29 de marzo de 2014, recorridos desde el oeste hacia el norte solar. El rango temporal de las abscisas es [17:45:27, 17:52:07] UT, 400 seg a partir de la ocurrencia de la fulguración. El rango de ordenadas es [0, 400] Mm medidas desde el RP Q_0 . Las zonas claras indican la evolución del frente de OM.

4.4.4. Discusión y conclusiones

Utilizando los datos cromosféricos obtenidos con HASTA se analizó el evento de OM del 29 de marzo de 2014 originado en la AR12017 y asociado a una fulguración clase X1 y la eyección de una CME.

Aplicando el método visual de identificación de frentes en imágenes $H\alpha$ se obtuvieron los parámetros cinemáticos de la perturbación. Fue posible identificar una desaceleración

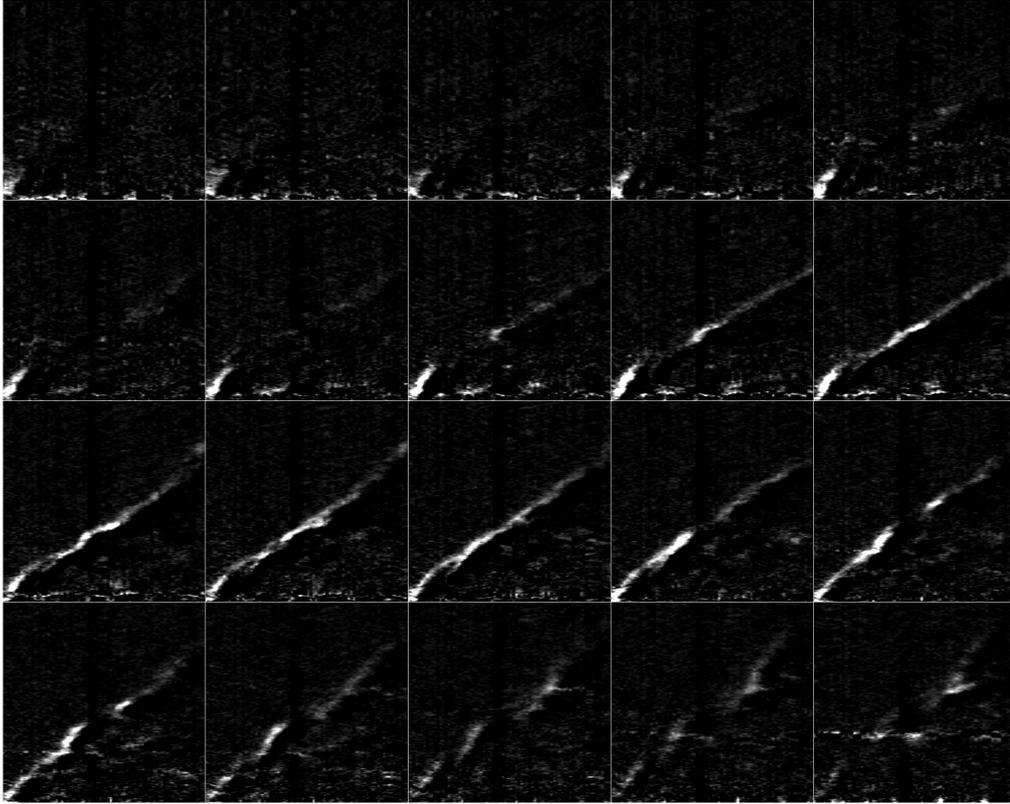


Figura 4.32: Mosaico de los 20 mapas DT obtenidos con la técnica RD para el evento del 29 de marzo de 2014. Rango temporal de abscisas: [17:45:27, 17:52:07] UT. Rango espacial de ordenadas: [0, 400]. Las zonas claras indican la evolución del borde frontal de la OM.

inicial, apreciable en las primeras etapas de visibilidad, seguida de una evolución cuasi lineal hacia el final de su evolución con una velocidad media $\bar{v} \simeq 794,7 \text{ km seg}^{-1}$ (curva *C*). Mediante un ajuste por tramos utilizando un ajuste cuadrático inicial (curva *B*), se obtuvieron valores extrapolados al origen del evento obteniendo una aceleración inicial $a_0 \simeq -1,41 \text{ km seg}^{-2}$ y una velocidad inicial $v_0 \simeq 944,6 \text{ km seg}^{-1}$.

El instante de inicio de la perturbación extrapolado mediante el ajuste cuadrático, $t_0 \simeq 17:44:33,1 \text{ UT}$, es $\approx 2 \text{ min}$ posterior al horario de despegue de la CME indicado por SEEDS $t_{on} = 17:42:44 \text{ UT}$ y es previo al tiempo de la fase impulsiva de la fulguración obtenido mediante curvas de luz de la imágenes de HASTA, $t_f \simeq 17:45:16,8 \text{ UT}$.

Aplicando una interpolación de ley de potencias sobre la primera fase de la evolución

de la OM (curva D), se consigue un mejor ajuste del tiempo de origen con respecto a la fulguración, $t_0 \simeq 17:44:59,3$ UT. Este ajuste indica una gran desaceleración inicial, $a_0 \simeq -11,4$ km seg $^{-2}$.

Si se comparan estos valores con los parámetros obtenidos para el evento de OM del 06 de diciembre de 2006, se aprecia que los valores de 2014 son inferiores en todos los casos, mostrando una evolución más lineal e indicando un evento menos energético, lo cual podría estar relacionado con la energía liberada en la fulguración, clase X1 contra clase X6,5. Esto estaría en concordancia con que la OM es visible solo hasta una distancia $d \approx 330$ Mm del RP, contra $d \approx 480$ Mm en el evento del 2006.

La distancia del comienzo de visibilidad de la perturbación respecto del RP es $d \approx 50$ Mm, considerablemente más pequeña que en caso del evento del 2006, $d \approx 130$ Mm.

Mediante un análisis de los perfiles de intensidad del frente Moreton fue posible obtener la dependencia de la emisión en H α en función del tiempo y la distancia al RP, obteniendo tendencias en general lineales de decaimiento de intensidad y aumento de ancho de los perfiles del frente a medida que este propaga, lo que estaría de acuerdo con la hipótesis de una onda de choque coronal de modo rápido tipo “blast”, y que pierde energía a medida que propaga.

Se aplicaron mapas mapa distancia-tiempo (DT) a analizar la dependencias de los perfiles de intensidad con relación a la dirección de propagación de la onda desde el RP, cubriendo una extensión angular de $\theta \approx 100^\circ$. Del análisis de los mapas se aprecia que en algunas direcciones angulares solo es identificable el primer tramo de evolución de la OM, mientras que en otras direcciones es visible la evolución completa de la perturbación. Es posible identificar en los mapas que el primer tramo exhibe una evolución cuadrática con gran desaceleración, el que luego se solapa con frentes de evolución lineal que cubren distancias más extensas. En algunos sitios estas dos tendencias aparecen

desdobladas, sugiriendo la presencia de más de un frente avanzando con evoluciones cinemáticas diferenciadas.

Se concluye que es una onda de choque coronal de modo rápido tipo “blast” originada en una única fuente y que tiene lugar durante la eyección de una CME con la concurrencia de una fulguración. Los tiempos de inicio extrapolados con distintas curvas presentan las características habituales ya que son posteriores al despegue de la CME y previos a la fase impulsiva de la fulguración pero más cercanos a esta última. Es probable que la perturbación presente más de un frente de onda según se desprende del análisis de los perfiles de intensidad. Sin embargo estas irregularidades se pueden atribuir a la falta de homogeneidad del medio coronal por el que atraviesa la perturbación en las vecindades de la AR.

CAPÍTULO 5

C-HASTA. Telescopio Complementario de HASTA

En el presente capítulo se describe el diseño y la implementación de un telescopio prototipo complementario de “H-alpha Solar Telescope for Argentine” (HASTA) destinado a realizar observaciones fotosféricas en luz blanca y en otras líneas cromosféricas diferentes de $H\alpha$, el que se ha dado en llamar “HASTA Complementary Telescope” (C-HASTA).

El objetivo es el de extender las capacidades observacionales de HASTA. Particularmente se propone como objetivo científico el estudio fotosférico de las denominadas fulguraciones en luz blanca, “white light flares” (WLF), y el estudio de eventos dinámicos cromosféricos en la línea de CaII K. Las observaciones en luz blanca también permitirán el estudio detallado de la evolución de regiones activas y manchas solares, Francile et al. [2014].

5.1. Introducción

La observación solar en luz blanca es la observación del disco solar mediante filtros ópticos con un ancho de banda amplio, de manera de registrar la emisión del continuo fotosférico y por consiguiente de la estructura básica de la fotosfera. La emisión fotosférica se compone de un fondo de continuo, que puede asimilarse a la emisión de un cuerpo negro a 5.760 K, Foukal [2004], más las miles de líneas oscuras de absorción de Fraunhofer. La observación en luz blanca trata de evitar la influencia de las líneas

de absorción a fin de registrar el fondo de continuo.

En luz blanca son visibles las manchas solares, las fáculas y la granulación solar. Esta última solo es observable con alta resolución espacial. La emisión en luz blanca decae marcadamente en las cercanías del limbo solar, fenómeno que se conoce como oscurecimiento al limbo (“limb darkening”) y que es producto del marcado gradiente de temperatura fotosférico. En observaciones Doppler aparecen las oscilaciones de 5 minutos, que son la evidencia de los varios modos de oscilación que presenta la esfera solar en su conjunto. Son visibles además ciertos eventos transitorios rápidos, tales como los WLF.

Una de las líneas de resonancia más intensas en la cromosfera es la del Calcio, a pesar que este elemento es 10^6 de veces menos abundante que el Hidrógeno, Foukal [2004]. CaII produce dos líneas de absorción en el extremo violeta del rango visible, en $\lambda = 396,847$ nm y $\lambda = 393,368$ nm, las que se denominan H y K respectivamente. La línea H se encuentra muy cercana a la línea H ϵ , por lo que habitualmente se utiliza la línea K para realizar estudios cromosféricos para evitar problemas de contaminación.

La observación en líneas particulares del espectro de Fraunhofer se realiza mediante filtros de banda angosta (monocromadores), con anchos de banda en general más angostos que el ancho espectral de la línea en cuestión, a fin de aislar la variación en la emisión del elemento químico que la genera respecto de otros efectos que introducen perturbaciones y ensanchamientos de las líneas.

CaII K presenta intensa emisión en el centro de la línea en presencia de fáculas y de la red cromosférica. Posibilita además el estudio de fulguraciones y eventos dinámicos que generan un aumento en la emisión proveniente de alturas cromosféricas diferentes a las de H α . El comportamiento de la línea CaII K es sensible a la presencia de campos magnéticos y está dominado por las colisiones en el plasma cromosférico, reflejando

la temperatura cinética de la región observada. Posibilita además el estudio de otros fenómenos tales como manchas solares, las cuales son marcadamente visibles al igual que en luz blanca, y la estructura de la red cromosférica.

5.2. Pautas de diseño del telescopio C-HASTA

Para implementar el prototipo de C-HASTA se utilizó uno de los telescopios secundarios que posee HASTA. Se trata de un telescopio refractor, con un lente objetivo tipo doblete acromático de diámetro $D_{obj}=110$ mm, distancia focal $f_{obj}=1.650$ mm y razón focal $f/15$.

La imagen del disco solar en el plano focal del telescopio tiene un tamaño y' definido por la distancia focal del telescopio, el cual se obtiene de la ecuación:

$$y' = \tan(\phi)f_{obj} \quad (5.1)$$

donde ϕ es el diámetro angular solar. Considerando que ϕ varía a lo largo del año en el rango $31'31'' < 32'03'' < 32'35''$, la imagen del disco solar en el plano focal y' subtende un diámetro que varía en el rango $15,13 < 15,38 < 15,64$ mm.

El telescopio dispone de un ocular de distancia focal $f_{ocu} \approx 41,6$ mm y diámetro $D_{ocu} \approx 30$ mm. La magnificación angular M del sistema objetivo-ocular puede calcularse utilizando la ecuación de lentes delgadas y la aproximación para ángulos pequeños como:

$$M = \frac{\tan \phi'}{\tan \phi} \approx \frac{\phi'}{\phi} = -\frac{f_{obj}}{f_{ocu}} \quad (5.2)$$

donde los valores primados corresponden a las imágenes y $M \approx -39,7$. La pupila de sali-

da en el ocular o círculo de Ramsden tiene un valor $D_{ocu} = D_{obj}/M \approx 2,33$ mm, McLean [2008].

El ángulo subtendido por el disco solar a la salida del ocular, ϕ' , se obtiene a partir de la Ec. 5.2 y su rango de variación anual se encontrará entre $20^{\circ}51'13'' < 21^{\circ}12'23'' < 21^{\circ}33'33''$.

La emergencia de pupila o distancia entre la última lente del ocular y el ojo del observador se obtiene de la relación $a'_p = (f_{obj} + f_{ocu})/M$ y tendrá un valor $a'_p \approx 42,6$ mm.

A fin de registrar la imagen del disco solar en un sensor de imagen, este puede situarse en el plano focal del telescopio, haciendo foco de la imagen directamente sobre el sensor. Otra posibilidad es colocar el sensor detrás de un ocular situado en el plano focal de la lente primaria, proyectando la imagen de la salida del ocular sobre el sensor, pero en este caso es necesario agregar alguna lente convergente que enfoque la imagen sobre el mismo.

En el primer caso, el tamaño físico del sensor a utilizar está definido por el “field of view” (FoV) que se quiere obtener del Sol, ya sea el disco solar completo o bien una porción del mismo. El tamaño de la imagen eventualmente se puede modificar mediante la inclusión en el arreglo óptico de lentes adicionales tales como una lente “reductora focal” para ampliar el FoV, o una lente de “Barlow” para reducir el FoV. La inclusión de estas lentes conlleva el desplazamiento del plano focal del sistema y por consiguiente la modificación de la ubicación relativa del sensor respecto de la lente primaria del telescopio.

En el caso de utilizar el sistema de proyección de ocular, la lente convergente adicional se debe seleccionar de manera de ajustar el FoV sobre el detector. Aquí se admite la utilización de objetivos de focal variable, de manera de variar dentro de un cierto rango

el FoV sin modificar las posiciones relativas de las lentes y el sensor en el sistema óptico. El primer caso estará restringido entonces a FoV fijos con la ventaja de utilizar menos lentes en el sistema y por lo tanto menos aberraciones ópticas. El segundo caso es más flexible y permite la utilización del telescopio para diferentes propósitos observacionales. La resolución espacial del telescopio está limitada por la función de dispersión de punto “point spread function” (PSF) del mismo y su valor teórico máximo queda fijado por el patrón de difracción generado por la pupila de entrada del telescopio D_{obj} ante una imagen puntual. Este patrón de difracción se denomina disco de Airy, cuya distribución de intensidad luminosa para una determinada longitud de onda λ responde a la expresión:

$$I(\theta') = I_0 \left(\frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad (5.3)$$

donde $J_1(x)$ es la función de Bessel de primer orden, θ' es el radio angular medido desde el centro de la apertura del telescopio y x se obtiene de la expresión:

$$x = \pi D_{obj} \frac{\text{sen}(\theta')}{\lambda} \quad (5.4)$$

Esta función se hace cero por primera vez para $\theta' = 1,22\lambda/D_{obj}$. Este suele considerarse como el ángulo de separación mínimo con el que pueden resolverse dos imágenes puntuales. También suele utilizarse como parámetro de resolución del telescopio el “full width at half maximum” (FWHM) del patrón de difracción, que es aproximadamente $\theta' = \lambda/D_{obj}$, McLean [2008]. Aproximadamente el 84% de la energía de la intensidad incidente de una imagen puntual cae dentro de un diámetro $\theta' = 2,4\lambda/D_{obj}$.

En el caso de C-HASTA, el límite de resolución es $\theta' = 1,22\lambda/D_{obj} = 1,14''$ para una longitud de onda $\lambda = 500$ nm. La dispersión de luz en la lente primaria del telescopio y en los elementos ópticos agregados, sumada a las perturbaciones ocasionadas por la

turbulencia atmosférica hacen que sea imposible alcanzar una resolución cercana a este límite de difracción. Además, las aberraciones producidas en las lentes empobrecen la PSF, de manera que en un telescopio de relación focal $f/15$ el diámetro del disco generado por una imagen puntual en el plano focal del telescopio puede llegar a $5''$, McLean [2008].

El tamaño físico de los píxeles del sensor de imagen a utilizar debe estar en concordancia con la resolución espacial del telescopio, de manera de registrar una imagen puntual con una densidad de píxeles adecuada según los requerimientos del teorema del muestreo. Este indica que al menos 2 píxeles deben caer dentro del perfil de la PSF de manera de poder resolver adecuadamente su pico. En la práctica es conveniente contar con más puntos de muestreo que 2, lo que sugiere que es mejor utilizar detectores con píxeles más pequeños. Sin embargo los píxeles más pequeños tienen menor área y por consiguiente tienen menor capacidad de detectar los fotones provenientes de la pupila de entrada del telescopio, lo que empobrece la relación señal-ruido. Además, se incrementa el tamaño digital de las imágenes innecesariamente haciendo más lenta su adquisición y posterior tratamiento y manipulación.

Otro parámetro a tener en cuenta para el adecuado muestreo de la PSF, es la cantidad de niveles de grises que puede resolver el detector. Cada píxel de un sensor “charge-coupled device” (CCD) registra en forma analógica la intensidad luminosa incidente, pero esta es convertida a un valor digital entero codificado en binario de una cantidad de bits predeterminada mediante un convertidor analógico-digital (A/D), usualmente 8, 12, 14 ó 16 bits. Mayor cantidad de bits de conversión indica mejor resolución del perfil de una PSF, pero como contraparte se lentifica el A/D y aumentan los costos del detector. Por consiguiente, la elección del detector a utilizar debe balancear estas ventajas e inconvenientes.

5.3. Selección de filtros para el telescopio C-HASTA

Uno de los problemas inherentes a la observación solar es la elevada radiación solar a la que está sometido el instrumental y el calor que esta genera. La potencia de la radiación que recibe el telescopio y que se transformará en calor en su interior está fijada por el área de la pupila de entrada al telescopio, la época del año y las condiciones atmosféricas locales. Suponiendo una irradiancia solar máxima $I_M = 1000 \text{ W m}^{-2}$, la potencia que concentrará la óptica de C-HASTA es de $\approx 9,5 \text{ W}$. Este se distribuye aproximadamente un 42 % en el rango de luz visible, un 49 % en radiación infrarroja y un 9 % en radiación UV. La mayor parte de esta radiación debe ser removida para evitar que llegue y dañe al sensor de imagen y los filtros más sensibles.

C-HASTA observa en el rango de luz visible, por lo que la radiación infrarroja y UV responsable de más del 50 % del calor generado, debe ser removida, evitando además que perturbe al sensor y disminuya la relación señal-ruido. A tal efecto, se coloca en el interior del telescopio un filtro óptico pasabanda en el rango de luz visible con capacidad de absorber y disipar el exceso de calor. El exceso de radiación restante en el rango visible se remueve con filtros de densidad neutra, “Neutral Density Filters” (ND), además de los filtros de banda angosta requeridos para efectuar las observaciones específicas que realice el telescopio. De esta manera se evita saturar al sensor y se consiguen tiempos de exposición adecuados para la adquisición de imágenes.

5.3.1. Filtros necesarios para observación en luz blanca

Para la observación fotosférica, es conveniente utilizar un filtro pasabanda en alguna región del espectro con poca influencia de las líneas de absorción de Fraunhofer, sobre todo de las más intensas cuya variabilidad perturba la detección del fondo de continuo. La elección de un ancho de banda reducido disminuye la influencia de las aberraciones

cromáticas en el sistema óptico, pero como contraparte aumenta la influencia de las líneas de absorción individuales presentes en ese ancho de banda y aumenta los tiempos de exposición requeridos para la correcta adquisición de las imágenes en el detector. La elección de la longitud de onda central del filtro define además el ancho del patrón de difracción y por consiguiente la resolución espacial máxima obtenible.

Respecto de la elección de la frecuencia central del filtro en luz blanca, la observación del continuo en la región del verde en 520 nm es considerada por algunos autores como representativa de la radiación fotosférica y como tal es tomada como emisión proveniente de un nivel cero en la fotosfera, Xu et al. [2012].

Para la observación de WLF habitualmente se utilizan filtros en la región del azul, donde se produce un mayor incremento relativo de la emisión del continuo durante un evento WLF que en otras zonas del espectro en luz visible. En esta región, el continuo está deprimido por la presencia de numerosas líneas de absorción lo que favorece la observabilidad de los WLF. Tradicionalmente se han utilizado filtros centrados en $\lambda_c = 386,2$ nm con un ancho de banda FWHM=2 nm en los observatorios de Sacramento Peak y Big Bear, debido a que es una región del azul libre de emisión del Hidrógeno, Zirin [1988].

Otros autores han utilizado la denominada banda G en $\lambda_c = 430,8$ nm con FWHM=0,5 nm para estudiar WLF, Xu et al. [2012]. Esta banda se utiliza habitualmente para estudiar la emisión de moléculas de CH, $\lambda = 430,82$ nm, las que producen abrigantamientos fotosféricos asociados a la evolución de tubos de flujo magnéticos. Es cercana a las líneas de emisión del Fe en $\lambda = 430,79$ nm y Ca en $\lambda = 430,77$ nm. La emisión de CH en la banda G se genera a unos 300 km sobre la fotosfera y es utilizada en instrumentos en el espacio, tales como en el “Solar Optical Telescope” (SOT) a bordo de Hinode ($\lambda_c = 430,50$ nm, FWHM=0,83 nm), Watanabe et al. [2010], y Yokkoh, Matthews et al. [2003]. Sin embargo solo puede ser utilizada como un estimador de la emisión de WLF

debido a la contaminación con otras líneas de absorción cercanas presentes en esa banda.

5.3.2. Filtros necesarios para observación en CaII K

A fin de observar CaII K en sus diferentes regiones K1, K2 y K3, (ver sección 3.3), es necesario utilizar filtros monocromadores con anchos de banda pequeños, $\text{FWHM} < 0,1$ nm, tales como los filtros de Lyot, los cuales no son abordables actualmente para el presente trabajo por sus altos costos.

Los filtros del tipo interferenciales o dieléctricos, construidos con múltiples capas delgadas de materiales con diferentes índices de refracción, pueden transmitir o reflejar las porciones del espectro que se desee y son accesibles de obtener como filtros pasa-banda a partir de anchos de banda $\text{FWHM} > 0,1$ nm. Tienen la particularidad que su longitud de onda central λ_c varía para ángulos de incidencia diferentes de la normal a su superficie. Para ángulos de incidencia crecientes respecto de la normal, λ_c disminuye, el pico de transferencia se aplana y su ancho de banda FWHM se extiende. Esto es un inconveniente en muchos casos, pero a la vez brinda cierta posibilidad de sintonizarlos. Además λ_c tiene una dependencia con la temperatura de trabajo con factores de variación $k = 0,02 \text{ nm } ^\circ\text{C}^{-1}$, lo que otorga además cierta posibilidad de sintonía.

En el caso de la línea de CaII K, un ancho de banda $\text{FWHM}=1,0$ nm abarca buena parte de la línea de absorción. Cubre una mezcla de la emisión del CaII a distintas alturas cromosféricas, desde las bandas K1, K2 entre 500 - 1.000 km, hasta la K3 a 1.800 km de altura según se aprecia en la Fig. 3.6. Con cierta ubicación específica del pico de transmitancia del filtro se consigue que prepondere alguna de las bandas sobre otras en las observaciones.

5.4. La influencia de la turbulencia atmosférica

La observación de ciertos fenómenos solares requiere de una resolución espacial que usualmente está limitada por la turbulencia atmosférica terrestre. Esta tiene el efecto de producir imágenes difusas y depende directamente del sitio de observación. La imagen de un objeto puntual integrada durante un cierto tiempo resultará en un disco de un radio mayor que el patrón de difracción producido por la apertura de la pupila del telescopio D . A este disco usualmente se lo refiere como disco de “seeing”. La configuración instrumental debe tratar de minimizar este efecto para conseguir mejorar la resolución espacial de las observaciones.

La turbulencia depende de las características de la atmósfera existente entre el objeto observado y el telescopio al momento de la observación. Además, el calentamiento originado por la radiación solar incidiendo sobre el telescopio, las lentes y los objetos aledaños, tales como la cúpula y el terreno circundante, genera microturbulencias internas y externas al telescopio que empobrecen aún más las observaciones por causas puramente locales.

La atmósfera es esencialmente turbulenta, con un número de Reynolds de $\approx 10^6$. Usualmente la velocidad del viento aumenta con la altura y la capa atmosférica turbulenta diurna puede alcanzar 1 km de espesor. Toda la troposfera es esencialmente turbulenta debido a la presencia de grandes gradientes de temperatura. Entonces, la radiación incidente es perturbada por celdas de aire móviles de diferentes densidades, producidas por los gradientes de temperatura presentes en las distintas capas atmosféricas. Estas celdas tienen tamaños característicos $L \approx 0,2$ m, McLean [2008].

Un análisis del “seeing” lo brinda la teoría de Kolmogórov. Se fundamenta en considerar a las celdas de aire móviles como lentes con distintos índices de refracción, de manera que los frentes de onda planos y paralelos provenientes del objeto observado sufren

distorsiones aleatorias es su camino, resultando en diferencias de fase entre los distintos rayos que llegan al telescopio y por consiguiente, en interferencias constructivas y destructivas entre ellos.

Según esta teoría, las propiedades de la atmósfera son descritas en términos de una función de estructura $D(r)$ que es función de la distancia r entre dos puntos ($r=|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|$). Su variación en función del índice de refracción puede expresarse como:

$$D_n(r) = \langle |n(\mathbf{r}_1) - n(\mathbf{r}_2)|^2 \rangle = C_n^2 |r|^{\frac{2}{3}} \quad (5.5)$$

El valor C_n^2 es una medida de la intensidad de la turbulencia, no es constante y varía con las condiciones locales del sitio de observación y con la altura, McLean [2008]. Se encuentra entre ($1 \times 10^{-15} < C_n^2 < 1 \times 10^{-14}$) $\text{m}^{-2/3}$ a nivel del mar y ($C_n^2 = 1 \times 10^{-18}$) $\text{m}^{-2/3}$ a 10 km de altura.

Las fluctuaciones de velocidades en la atmósfera ocurren en un amplio rango de escalas espaciales, formando una ‘cascada de turbulencia’ que va desde las escalas grandes a las pequeñas. La energía turbulenta se genera en remolinos en la escala más grande L_0 , la cual corresponde a una frecuencia espacial $k_{L_0} = 2\pi/L_0$ ubicada generalmente a alturas elevadas, con tamaños probables de L_0 entre decenas y centenas de metros. La energía de la escala más grande se transfiere hacia las escalas más pequeñas hasta el límite en que se alcanza la disipación viscosa l_0 , la cual es del orden de milímetros y donde no existe ya turbulencia, Cassen et al. [2006].

Según la teoría de Kolmogórov, la distribución estadística de las celdas turbulentas se caracteriza por una función de distribución de potencia espectral $\Phi(k)$, cuyo espectro de potencias responde a la expresión:

$$\Phi_n(k) = 0,033 C_n^2(h) |k|^{-11/3} \quad (5.6)$$

donde h es la altura y $\frac{1}{L_0} < |k| < \frac{1}{l_0}$.

El radio de coherencia de las ondas incidentes durante la observación astronómica fue hallado por Fried [1966] a partir de la teoría de Kolmogórov. Considerando capas delgadas de turbulencia de espesor δh es posible encontrar una función de estructura para las variaciones de fase e integrarlas a través de toda la atmósfera. La función de estructura de fase $D_\varphi(r)$ tiene la expresión:

$$D_\varphi(r) = 6,88 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{5/3} \text{ rad}^2 \quad (5.7)$$

donde

$$r_0(\lambda, z) = 0,185 \lambda^{6/5} \cos^{3/5} z \left(\int C_n^2 dh \right)^{-3/5} \quad (5.8)$$

y

$$r(\lambda) = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{6/5} r_0 \quad (5.9)$$

λ es la longitud de onda, z es el ángulo cenital y C_n es la constante de estructura para las variaciones del índice de refracción que es integrado a lo largo de toda la atmósfera.

r_0 se ha dado en llamar el parámetro de Fried. Este parámetro caracteriza a la atmósfera y es la longitud sobre la cual el frente de onda no está significativamente perturbado. Puede interpretarse como la apertura de una pupila D sobre la cual existe un error de fase de $\approx \frac{1}{2}\pi$, o la apertura equivalente al límite de difracción en ausencia de turbulencia

atmosférica. $r_0 \approx 0,1$ m es un valor típico del parámetro para $\lambda_0 = 500$ nm y su magnitud aumenta al aumentar la longitud de onda.

La variación temporal de las perturbaciones atmosféricas depende de la velocidad del viento v a distintas alturas en la atmósfera, la que suele tener un valor típico promedio $\bar{v} \approx 10$ m seg^{-1} . La escala de tiempo de la perturbación atmosférica τ_0 está dada por la expresión:

$$\tau_0 \approx 0,314 \frac{r_0}{v} \quad (5.10)$$

y es usualmente del orden de los mseg.

El ángulo isoplanático θ_0 es la distancia angular que describe un círculo sobre el cual la perturbación que actúa sobre un determinado frente de onda es esencialmente la misma y está dado por

$$\theta_0 = 0,314 \frac{r_0}{H} \quad (5.11)$$

donde H es la altura promedio de la capa atmosférica que genera la mayor contribución al “seeing”.

Utilizando tiempos de exposición muy cortos, del orden o menores que τ_0 , se congela el efecto temporal de las perturbaciones atmosféricas y se consiguen imágenes de objetos puntuales cercanas al límite de difracción, las que se denominan “speckles”.

Estos “speckles” se originan en las interferencias constructivas y destructivas de los rayos de luz provenientes de un mismo objeto puntual y que son difractados en las diferentes celdas turbulentas. Esta interferencia produce dos efectos, la variación temporal del ángulo de llegada y la variación temporal de la intensidad, efecto que se denomina escintilación. Ambos efectos son dependientes de la longitud de onda observada. Una

secuencia de “speckles” en el plano focal de un telescopio será una secuencia de distribuciones de intensidad con centros oscilando en forma aleatoria alrededor de un punto central y máximos de intensidad variables.

Una aplicación de este efecto es la denominada técnica de “lucky imaging”, la cual consiste en sumar una serie temporal de imágenes “speckle” de objetos puntuales, superpuestas de manera de lograr su coincidencia espacial, previa selección de las imágenes menos perturbadas. Con esta técnica se logran obtener imágenes de objetos estelares cercanas al límite de difracción.

La denominada interferometría “speckle” consiste en reconstruir en base a una gran cantidad de imágenes obtenidas con tiempos de exposición muy cortos, una imagen de mejor resolución espacial en base a consideraciones estadísticas.

Existen varias técnicas para estimar el parámetro r_0 . Un método simple consiste en registrar durante un tiempo largo la distribución espacial de los “speckles” en el plano focal de un determinado telescopio. La distribución de intensidad así obtenida incluye todas las aberraciones atmosféricas introducidas a una imagen puntual observada a través de la apertura D del telescopio y puede aproximarse a una distribución gaussiana, Giggenbach [2011].

El FWHM de la distribución gaussiana ajustada a este disco de “seeing”, la cual tiene una desviación estándar σ , se utiliza para calcular r_0 de acuerdo a la expresión:

$$r_0 = 0,98 \frac{\lambda f_{ef}}{\text{FWHM}_\sigma} \quad (5.12)$$

donde λ es la longitud de onda, f_{ef} es la distancia focal efectiva del telescopio y FWHM_σ es el ancho de la distribución gaussiana ajustada a la distribución de intensidad del disco de “seeing” medida en el plano focal del telescopio.

Este método sirve para estimar r_0 solo si este tiene un valor mayor que el patrón de difracción definido por el disco de Airy para un telescopio en particular. Además, se ve afectado de los problemas mecánicos de seguimiento del telescopio y sus oscilaciones, los que necesariamente ensanchan la distribución espacial de la intensidad.

5.5. Implementación del prototipo de C-HASTA

El prototipo de C-HASTA fue ensamblado a fin de evaluar las distintas alternativas posibles en el diseño final del telescopio. El objetivo es el de verificar si se alcanzan los requerimientos necesarios para cumplir los objetivos científicos originalmente propuestos para el telescopio.

5.5.1. Detector CCD

Se utilizó una cámara de alta velocidad CCD “PCO-Sensicam Fast Shutter”, blanco y negro, de 1.280x1.024 píxel de resolución, dotada de un chip CCD SVGA ICX085AL, que cuenta con un A/D de 12 bits e interfaz a PC de fibra óptica y un “buffer” de memoria RAM de 16 MB. La cámara dispone de una montura tipo C para lente objetivo, con posibilidad de ajuste de la distancia del lente objetivo al plano focal donde se encuentra en CCD, “flange focal distance” (FFD). En la Tabla 5.1 se listan las principales características de la cámara CCD utilizada y en la Fig. 5.1 se puede observar la curva de eficiencia cuántica del detector CCD.

| Parámetro | Unidades | Rango de medición | PCO-Sensicam |
|-----------------------------|------------------------|-------------------|---------------|
| resolución (hor. x ver.) | píxel | normal | 1.280x1.024 |
| dimensión del píxel | μm | | 6,7x6,7 |
| formato del sensor | mm | | 8,8x6,6 |
| formato del sensor diagonal | mm | | 2/3 11,03 |
| eficiencia cuántica máxima | % | 520 nm (típica) | ≥ 40 |
| capacidad de carga del CCD | e^- | | 25.000 |
| no linealidad del CCD | % | | < 1 |
| sensor de imagen | | | CCD SuperVGA |
| rango dinámico A/D | bit | | 12 |
| ruido de lectura | e^-_{rms} | 12,5MHz | 7-8 |
| frecuencia de imágenes | fps | cuadro completo | 8 |
| tasa de barrido de píxel | MHz | | 12 |
| factor de conversión A/D | e^-/cuenta | | 5 |
| rango espectral | nm | normal | 280-1000 |
| tiempo de exposición | mseg/seg | | 1ms - 1000seg |
| factor anti-blooming | | típico | ≥ 1000 |
| defectos cosméticos | | | 0 |
| binning horizontal | píxel | | 1...8 |
| binning vertical | píxel | | 1...128 |
| corriente oscura | $e^-/\text{píxel seg}$ | típica | $< 0,1$ |

Tabla 5.1: Especificaciones técnicas de la cámara CCD de C-HASTA.

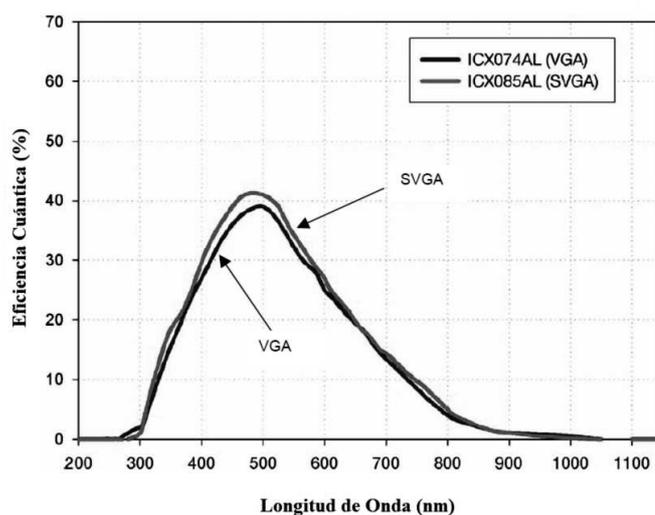


Figura 5.1: Curva de eficiencia cuántica porcentual del detector CCD.

5.5.2. Montaje óptico

Se implementó un montaje óptico por proyección de ocular, en razón que este presenta mayor flexibilidad para comprobar diferentes configuraciones de la óptica y montaje de filtros. A fin de probar distintas magnificaciones y por consiguiente campos de visión (FoV), se utilizaron tres lentes objetivos de cámara fotográfica 35 mm con distancias focales escalonadas aproximadamente en múltiplos de dos. Debido a que el sensor de imagen CCD utilizado tiene un formato 2/3" (8,8×6,6 mm), este presenta un factor de recorte de campo de 3,93 respecto a los valores de FoV para film fotográfico de 35 mm (36×24 mm). En la Tabla 5.2 se listan las características de las lentes objetivo utilizadas, sus distancias focales f_L , razones focales, distancias FFD y distancias focales efectivas f_{ef} de todo el sistema óptico. Estas últimas se obtienen a partir de la Ec. 5.1 y la Ec. 5.2, asumiendo que f_{ef} es la distancia focal de una lente equivalente a todo el sistema. Los objetivos fotográficos con montura tipo F-Nikon se montaron en la cámara CCD mediante un aro adaptador F-C, previo ajuste de la distancia FFD.

| Objetivo | Razón focal | f_L (mm) | Montura | FFD (mm) | f_{ef} (mm) |
|-----------|-------------|------------|---------|----------|---------------|
| TDICUS TV | f/1,3 | 12,5 | C | 17,52 | 496 |
| NIKON | f/2,8 | 28 | F-Nikon | 46,50 | 1112 |
| NIKON | f/2,8 | 55 | F-Nikon | 46,50 | 2184 |

Tabla 5.2: Tipos de objetivos utilizados en la cámara CCD de C-HASTA.

5.5.3. Filtros ópticos

Como filtro pasabanda de luz visible para absorber la radiación UV e infrarroja se utilizó un "Heat absorbing glass" de 50 mm de diámetro, tipo Schott KG1, con capacidad de trabajar hasta 300°C. Este disipa el calor excedente al aire que lo rodea y a la platina

de montaje. La curva de transmitancia del filtro y la platina de montaje se pueden apreciar en la Fig. 5.2.

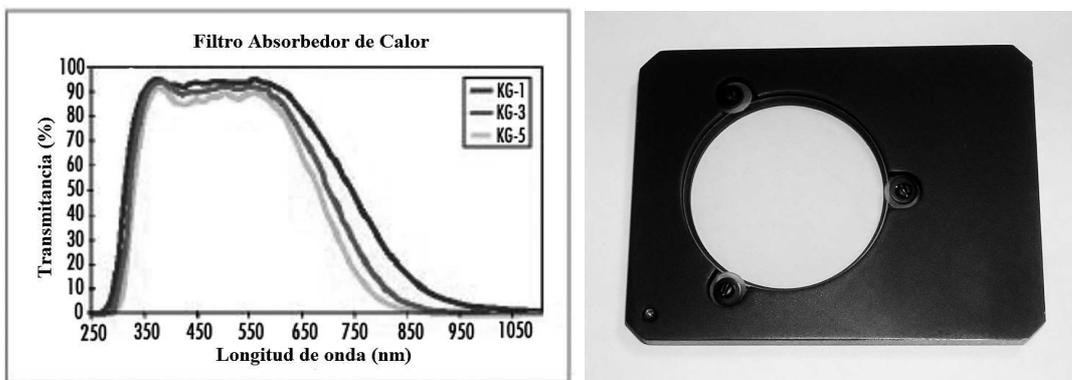


Figura 5.2: Izquierda: Transmitancia del filtro absorbedor de calor “Edmund Optics 45-648”. Derecha: montaje del filtro en una platina de aluminio.

Para observación fotosférica en luz blanca se utilizó un filtro interferencial pasabanda en la región del verde de la firma “Andover Corporation”, con $\lambda_c = 526,16$ nm, FWHM=1,10 nm ($525,616$ nm $< \lambda < 526,719$ nm) y diámetro $\varnothing=50$ mm. Este tiene un máximo de transmitancia del 54,17%, temperatura de trabajo $T = 35,0^\circ\text{C}$, ángulo de incidencia $\alpha = 0^\circ$ y calidad óptica $\lambda/10$. La curva de transmitancia del filtro y la región de espectro de Fraunhofer correspondiente se pueden apreciar en la Fig. 5.3. Como se observa, el filtro está centrado en una región del espectro relativamente libre de líneas de absorción.

Para observación en la línea cromosférica CaII K se utilizó un filtro interferencial pasabanda de la firma “Andover Corporation”, $\lambda_c = 393,63$ nm, FWHM=1,15 nm en el rango ($393,046$ nm $< \lambda < 394,199$ nm) y diámetro $\varnothing=50$ mm. Este tiene un máximo de transmitancia del 25,10%, una temperatura de trabajo $T = 35,0^\circ\text{C}$ y ángulo de incidencia $\alpha = 0^\circ$. La curva de transmitancia del filtro y la región de espectro de Fraunhofer correspondiente se pueden apreciar en la Fig. 5.4. Como se observa, su ancho de banda cubre toda la línea CaII K, con su máximo coincidente con la región K1 de la línea.

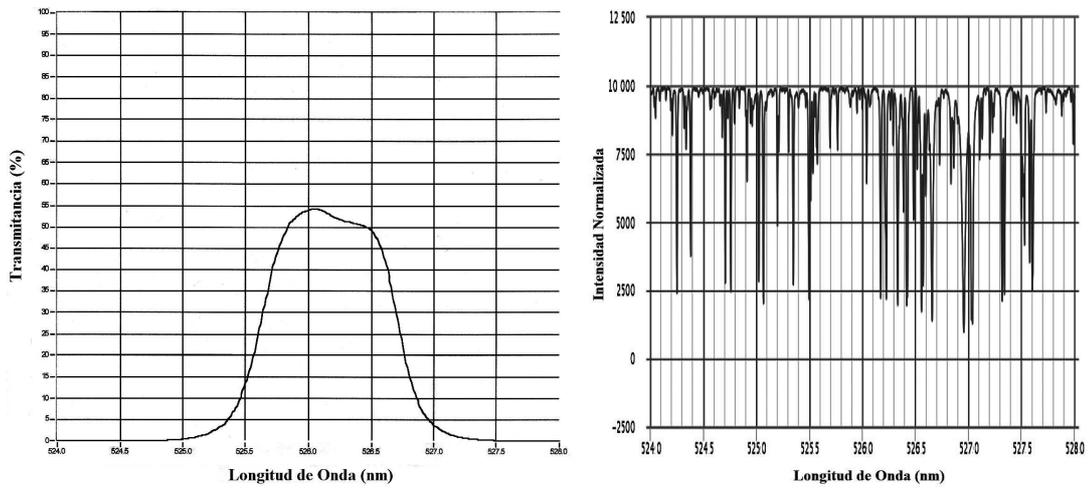


Figura 5.3: Izquierda: Transmitancia del filtro centrado en λ_c 526,16 nm. Derecha: Región del Espectro de Fraunhofer correspondiente (tomado de BASS2000, Observatorio de París).

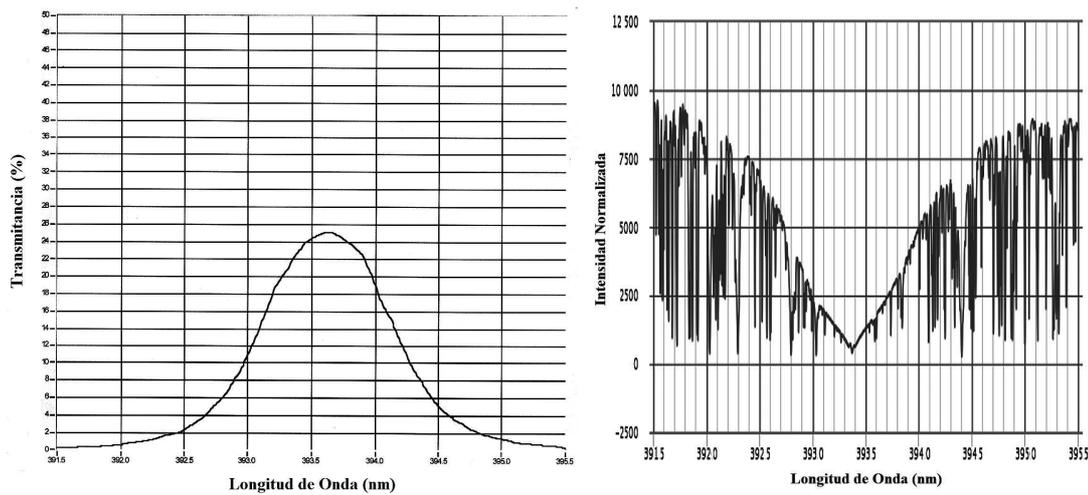


Figura 5.4: Izquierda: Transmitancia del filtro CaII K centrado en $\lambda_c = 393,63$ nm. Derecha: Región del Espectro de Fraunhofer correspondiente (tomado de BASS2000, Observatorio de París).

Se utilizaron además ND de cristal, del tipo reflectivos y no reflectivos, de diámetro $\varnothing=50$ mm. Estos tienen una respuesta de atenuación constante para la luz visible y deben absorber y disipar $\approx 40\%$ del exceso de radiación solar. Se colocaron en varias etapas para evitar que se dañen por exceso de calor, con un valor de transmitancia porcentual total calculado a partir de la expresión:

$$T = \frac{1}{ND_1} \frac{1}{ND_2} \cdots \frac{1}{ND_n} * 100 \quad (5.13)$$

donde ND_1, ND_2, \dots, ND_n son los índices de absorción ND de los filtros individuales.

Los filtros ND se colocan delante de los filtros interferenciales utilizados y la elección de la atenuación de los mismos está en relación a la transmitancia de las lentes, la de los filtros interferenciales y la eficiencia cuántica del CCD para las longitudes de onda consideradas, de manera de obtener lecturas en el sensor por debajo de los niveles de saturación y para los tiempos de exposición que se desean utilizar. Los valores de atenuación necesarios se estiman a partir de la magnitud solar, los parámetros de los elementos ópticos utilizados y la intensidad máxima admisible en el sensor, pero los valores finales se fijan realizando observaciones del Sol.

5.5.4. Montaje mecánico

A fin de implementar el prototipo, se utilizó parte del montaje original del telescopio cuyo esquema se muestra en la Fig. 5.5. Se procedió a modificar el soporte del ocular a fin de situarlo en el plano focal de la lente primaria y a montar la cámara CCD en una platina fijada al soporte del ocular. Los filtros se colocaron a continuación del ocular. El enfoque del conjunto se realiza mediante un dispositivo ya existente en el telescopio. Los filtros interferenciales requieren un ángulo de incidencia normal a su superficie para todo el haz de rayos proveniente del Sol, requisito que aproximadamente se cumple a la salida del ocular debido a que este se coloca en el plano focal de la lente primaria. Los objetivos que se utilizan en la cámara se enfocan en infinito utilizando la máxima apertura disponible.

En el esquema de la Fig. 5.6 se muestra el montaje final del ocular, la cámara CCD y

los filtros. Una vista del montaje se puede apreciar en la Fig. 5.7 izquierda. A fin de colimar los tubos de HASTA y C-HASTA, fue necesario agregar los elementos de anclaje y regulación que se aprecian en la Fig. 5.7 derecha.

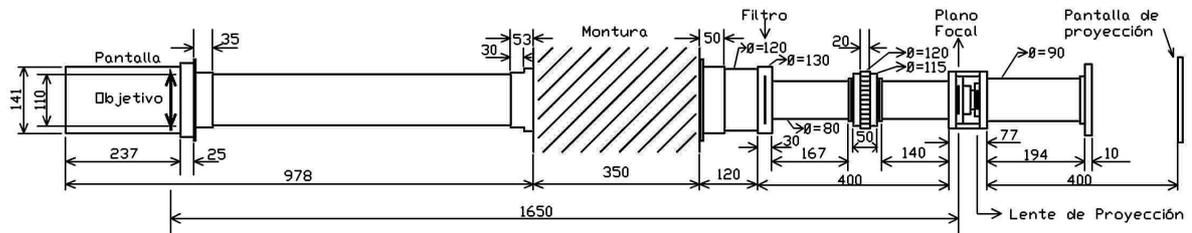


Figura 5.5: Esquema mecánico del telescopio utilizado.

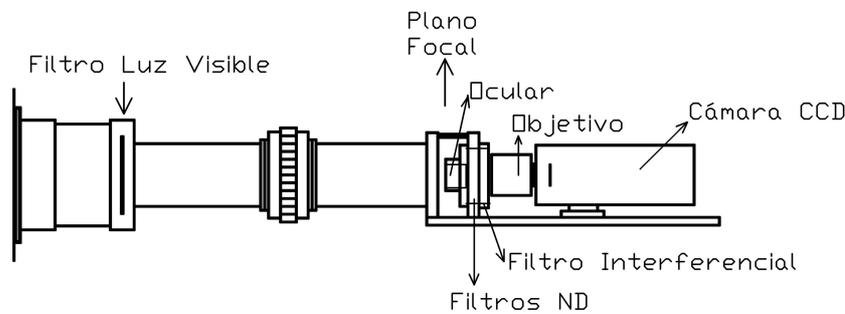


Figura 5.6: Esquema de montaje del detector CCD y los filtros.

5.6. Observaciones realizadas con el prototipo

La adquisición de las imágenes de prueba se realizaron adaptando el software disponible de HASTA en lenguaje “Interactive Data Language” (IDL) y sus correspondientes librerías de interfaz con la cámara CCD en lenguaje C. En todos los casos se adquirieron secuencias de aproximadamente 100 imágenes a 8 cuadros por segundo, previo enfoque visual de la imágenes y selección de los ND necesarios para conseguir tiempos de exposición cortos, entre 1 y 10 mseg.

Se realizaron observaciones en luz blanca y CaII K, con los tres lentes objetivos disponibles, los días 23, 24 y 25 de abril de 2014. Para esas fechas el diámetro angular solar



Figura 5.7: Izquierda: Montaje del detector CCD, Derecho: Dispositivo para colimar los tubos.

es $\phi \approx 31'48,5''$.

En la Tabla 5.3 se listan la resolución espacial para cada uno de los lentes objetivo, la graduación de los ND y los tiempos de exposición utilizados para la observación en luz blanca y CaII K.

| f_L (mm) | Resol. ("/píxel) | Luz Blanca | | CaII K | |
|------------|------------------|------------|---------------|--------|---------------|
| | | ND | T.Exp. (mseg) | ND | T.Exp. (mseg) |
| 12,5 | 2,66 | 3,0 | 1 | 2,0 | 20 |
| 28 | 1,19 | 3,0 | 5 | 2,0 | 100 |
| 55 | 0,60 | 3,0 | 10 | 2,0 | 200 |

Tabla 5.3: Configuración instrumental utilizada para las observaciones en luz blanca y CaII K.

En la Fig. 5.8 se aprecia una fotografía fotosférica adquirida con el objetivo de distancia focal $f_L = 12,5$. Se puede notar una buena definición de los detalles de la imagen, donde son visibles las fáculas fotosféricas en la cercanía del limbo solar y las manchas solares. Sin embargo el FoV de esta lente resulta demasiado amplio para observación en disco

solar completo ya que el disco solar ocupa ≈ 718 píxeles de los 1024 con que cuenta el CCD en sentido vertical, con lo que se utiliza solo un 50 % de la superficie del detector y en consecuencia de la resolución espacial disponible. A partir de estas imágenes se infiere que un objetivo de distancia focal $f_L = 16$ mm sería adecuado para observación del disco solar completo.

La Fig. 5.9 muestra parte del disco solar con el FoV disponible con la lente objetivo de distancia focal $f_L = 28$ mm. Son visibles con muy buena definición los detalles de las manchas solares, particularmente la zona de penumbra. En ambas imágenes se percibe el oscurecimiento al limbo sumado al efecto de viñeta introducido por el sistema de lentes, el cual puede eliminarse posteriormente aplicando técnicas de corrección por campo plano.

En el caso de la lente de focal $f_L = 55$ mm no fue posible conseguir una buena definición posiblemente por problemas del propio objetivo.

La Fig. 5.10 muestra imágenes en CaII K. A la izquierda se visualiza el disco completo adquirido con distancia focal $f_L = 12,5$ mm y a la derecha con distancia focal $f_L = 28$ mm. Como se observa, la definición no es tan buena como en los casos anteriores, lo que es atribuible a los mayores tiempos de exposición utilizados. A pesar de ello son claramente visibles la red cromosférica, las fáculas cromosféricas y las manchas solares.

Es además visible un anillo más oscuro centrado aproximadamente con el disco solar y un marcado efecto de viñeta. Este anillo probablemente se origina en que los ángulos de incidencia de los rayos de luz no son perfectamente normales a la superficie del filtro CaII K en toda la extensión del campo de visión. Estos ángulos usualmente varían en función del apartamiento desde el centro de la óptica. Dado que la banda de paso del filtro depende de este ángulo de incidencia, probablemente se incluyan algunas líneas de absorción intensas en esa región de la imagen que no están presentes en otras, pro-

duciendo un oscurecimiento en forma de anillo. Este defecto no puede ser corregido mediante imágenes de campo plano y requiere de técnicas especiales de procesamiento de imágenes para eliminarlo. Puede minimizarse con el adecuado enfoque de la óptica y la regulación de la temperatura de trabajo del filtro.

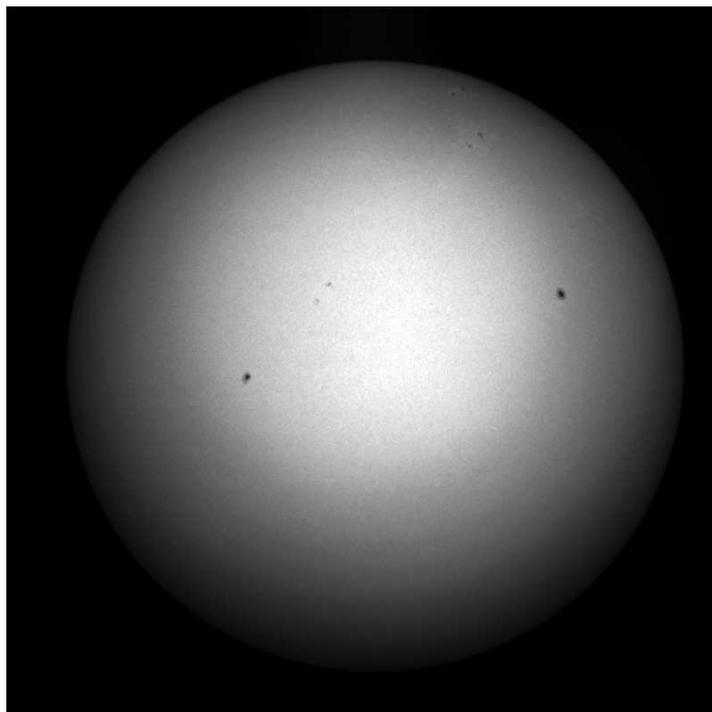


Figura 5.8: Imagen fotosférica obtenida con objetivo $f_L = 12,5$ mm y filtro centrado en la región del verde ($\lambda_c = 526,16$ nm).

5.7. Estimación del “seeing” a partir de imágenes fotosféricas

A fin de poder estimar la resolución espacial obtenible con C-HASTA es necesario determinar la influencia de la turbulencia atmosférica en las observaciones solares y por lo tanto estimar el valor del parámetro de Fried r_0 en el sitio de observación. La Ec. 5.12

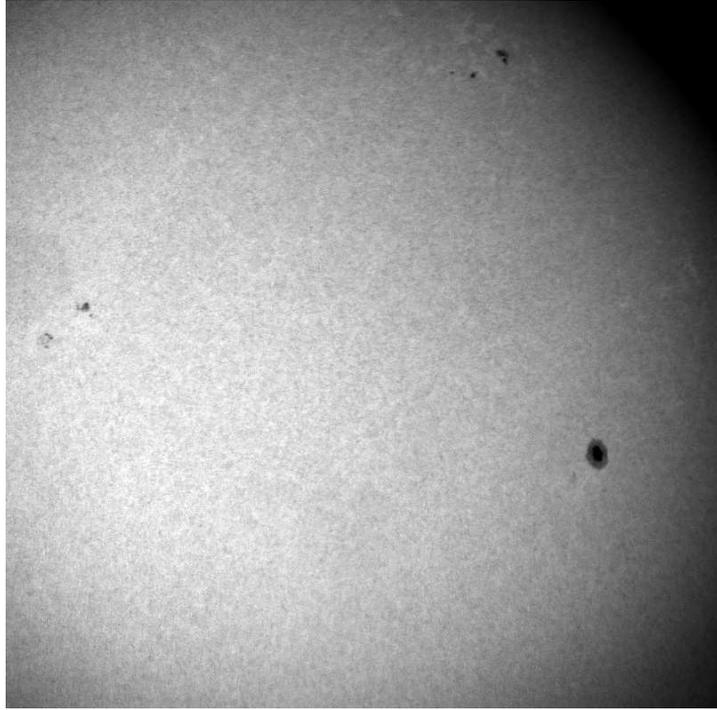


Figura 5.9: Imagen fotosférica obtenida con objetivo $f_L = 28$ mm y filtro centrado en la región del verde ($\lambda_c = 526,16$ nm).

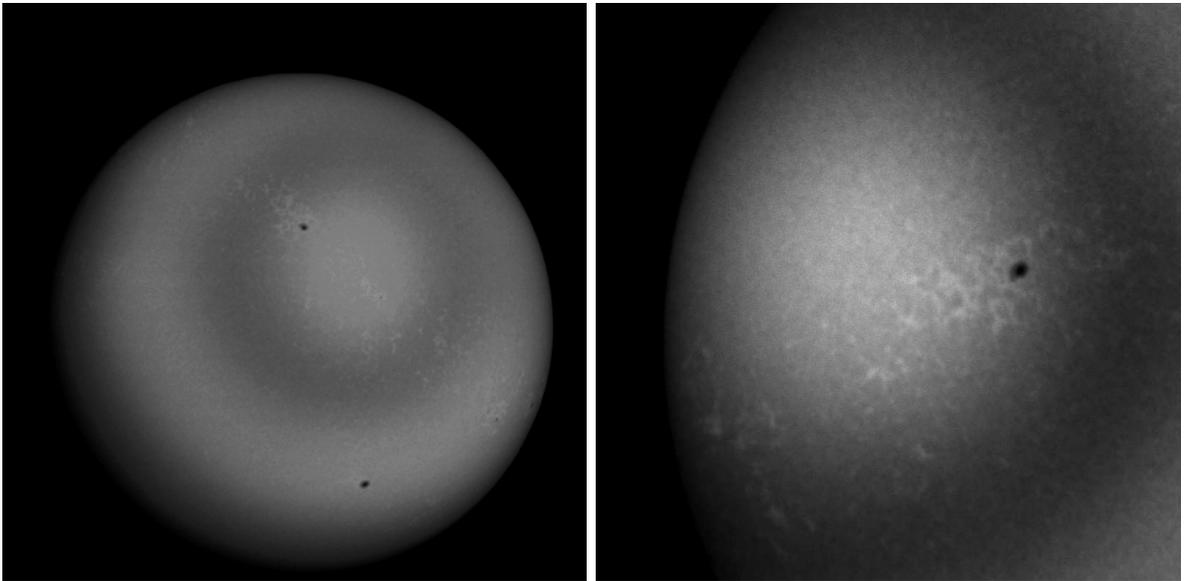


Figura 5.10: Imágenes cromosféricas en la línea de CaII K ($\lambda_c = 393,63$ nm). Izquierda: utilizando un objetivo $f_L = 12,5$, derecha: utilizando un objetivo $f_L = 28$ mm.

permite obtenerlo a partir de interpolar una curva gaussiana al perfil de intensidad de una imagen puntual o disco de “seeing”.

A fin de obtenerlo a partir de observaciones solares, el limbo solar fotosférico tiene un perfil abrupto que admite ser utilizado como perfil de una imagen puntual en una dimensión. El perfil del limbo solar observado estará afectado por la función PSF del ensamble óptico en su conjunto (diámetro de pupila de entrada, distorsiones que ocurren en las lentes, enfoque y luz dispersada en el instrumento, entre otros) y por la función PSF atmosférica que incluye el efecto de la turbulencia o “seeing”.

El método convencional de caracterizar la PSF atmosférica es ajustar una curva gaussiana al perfil de una imagen puntual adquirida con un tiempo de exposición suficientemente largo y tomar el FWHM_σ de la misma como estimación del perfil real de la PSF, Giggenbach [2011], aunque esta en realidad no tiene un perfil estrictamente gaussiano, Krishnakumar and Venkatakrishnan [1997]. En el FWHM resultante estará incluida además la PSF del telescopio y otro tipo de perturbaciones tales como los errores del seguimiento del telescopio.

En el prototipo de C-HASTA, son desconocidas tanto la PSF del ensamble óptico como el perfil real del limbo solar para la longitud de onda utilizada. Este perfil es variable ya que es sensible a las condiciones locales de la atmósfera solar en la región de medición (temperatura, densidad y actividad magnética) y su aspecto aparente estará afectado de diversos factores resultantes del proceso de observación y medición, Djafer et al. [2008]. El perfil del limbo puede aproximarse en algunos casos con relativa precisión a una curva gaussiana, Scholz [2001], según algunos modelos de atmósferas estelares y en determinadas longitudes de onda, tanto en el continuo como en ciertas líneas de absorción del espectro de Fraunhofer.

Para cuantificar el efecto del “seeing” en el prototipo de C-HASTA se midió con relativa

precisión la posición y el perfil del limbo solar. Para tal fin se utilizó el ajuste de una función gaussiana al perfil del limbo de la forma:

$$f(x) = A_0 e^{-z^2/2} + A_3 \quad \text{con} \quad z = \frac{x - A_1}{A_2} \quad (5.14)$$

donde $\sigma = A_2$ y el FWHM se obtiene de la expresión:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} A_2 \quad (5.15)$$

Como proceso de medición, se adquirió una secuencia de imágenes con tiempos de exposición muy cortos, en este caso 1 msec, utilizando el objetivo $f_L = 28\text{mm}$ (resolución espacial de $1,19'' \text{ píxel}^{-1}$), en el filtro verde ($\lambda_c = 526,16\text{nm}$).

Con tiempos de exposición cortos, la distorsión atmosférica produce mayormente desviaciones aleatorias del ángulo de llegada del frente de onda, el que desplaza la imagen pero no disminuye su nitidez, Fried [1966]. Una imagen puntual se visualiza como una imagen repartida en múltiples motas o “speckles” de diferentes intensidades debido al efecto de la turbulencia.

En el caso de un perfil continuo como es el caso del limbo solar, este efecto generará un perfil rugoso. La intensidad del disco solar aparecerá no homogénea ya que los “speckles” afectarán diferencialmente distintos puntos de la imagen. Los tiempos de exposición cortos minimizan además los problemas del seguimiento y las oscilaciones mecánicas del telescopio, por lo que las distorsiones en las imágenes obtenidas son mayormente debidas a la turbulencia atmosférica.

Para estimar la PSF atmosférica, se supone en primera aproximación que las variaciones en la posición del limbo solar en una dirección perpendicular al mismo son equivalentes a las variaciones en la posición de una fuente puntual en una dimensión. El método con-

vencional utiliza como parámetro de medición de la PSF el ancho del perfil de intensidad integrada de una fuente puntual durante un tiempo largo.

Aquí se propone utilizar la función de distribución espacial de la posición del limbo solar como perfil de intensidad para derivar la PSF. Esta se construye a partir de múltiples muestras de la posición del limbo, adquiridas con tiempos de exposición cortos, en forma equivalente a la función de distribución espacial de los “speckles” medidos en una dimensión. Las muestras de posición del limbo solar se toman tanto en distintas porciones del limbo de la misma imagen, como en distintas imágenes.

5.7.1. Medición de la posición del limbo solar

A fin de ajustar la Ec. 5.14 al perfil del limbo solar, se determina en primer término un nivel de intensidad situado aproximadamente en la mitad de la región de máxima pendiente del mismo, el que resultó de $I/I_{max} = 0,15$ donde I_{max} es la intensidad promedio en la región central del disco solar. Se forma luego un arreglo de píxeles tomando una línea o columna de la matriz imagen que cumpla el requisito de estar orientado aproximadamente en dirección perpendicular al limbo, según sea el caso. Para este arreglo se determina el píxel cuyo valor de intensidad es $I/I_{max} \geq 0,15$, obteniendo su posición $P0_x$. Se toma luego un entorno de 8 píxeles a ambos lados de $P0_x$, el que cubre toda la zona de máxima pendiente del perfil del limbo solar. A este grupo de 17 píxeles se le ajusta un perfil gaussiano dado por la Ec. 5.14 utilizando el paquete de librerías de IDL. La Fig. 5.11 muestra el resultado de este proceso, donde se aprecia el trozo de curva gaussiana interpolada superpuesta al perfil del limbo en una fila de la matriz imagen.

Este proceso se repite para todas las líneas o columnas de la matriz imagen que cumpla el requisito anteriormente mencionado. La posición del centro de la función gaussiana

dada por la Ec. 5.14, referida a la fila o columna considerada, será $Pc_x = Po_x + A_3$. La posición del limbo se toma entonces como el punto $Pl(i) = (Pc_x + \frac{FWHM}{2}, y(i))$ píxeles, donde FWHM se calcula a partir de la Ec. 5.15 e $y(i)$ es el número de línea o columna considerada.

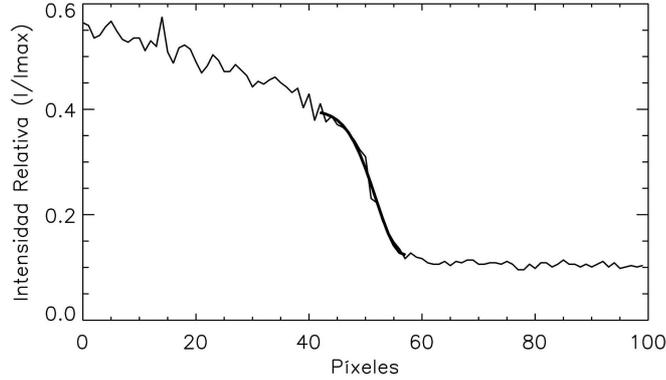


Figura 5.11: Ajuste de la función gaussiana a la región del limbo en un entorno de 17 píxeles.

Los puntos de posición del limbo obtenidos para diferentes filas o columnas en una misma imagen estarán distribuidos aproximadamente alrededor del círculo que inscribe el disco solar. Las perturbaciones aleatorias introducidas por la turbulencia atmosférica se reflejarán en un apartamiento de los puntos de posición del limbo anteriormente hallados respecto de este círculo. Este círculo no se conoce en forma precisa y se obtiene a partir de una interpolación al conjunto de puntos de posición del limbo $Pl(x, y)$.

Las perturbaciones producidas por el “seeing” serán entonces las distancias de los puntos $Pl(i)$ respecto del círculo interpolado. Si el centro del círculo hallado tiene coordenadas (C_x, C_y) y su radio es r , las distancias se obtienen como:

$$dl(i) = \sqrt{(Pl(i)_x - C_x)^2 + (Pl(i)_y - C_y)^2} + r \quad (5.16)$$

con $i = 0, ..n$, donde n es la cantidad de filas o columnas de la matriz imagen consideradas.

Bajo la suposición que los puntos $Pl(i)$ son muestras independientes, las distancias $dl(i)$ obtenidas conformarán la función de distribución de posiciones del limbo y el ancho FWHM_σ de esta distribución se utiliza para estimar el parámetro r_o de Fried.

La Fig. 5.12 muestra la variación de las distancias dl obtenidas para 600 filas en una misma imagen. En trazo grueso se observa superpuesta la curva de variación en baja frecuencia.

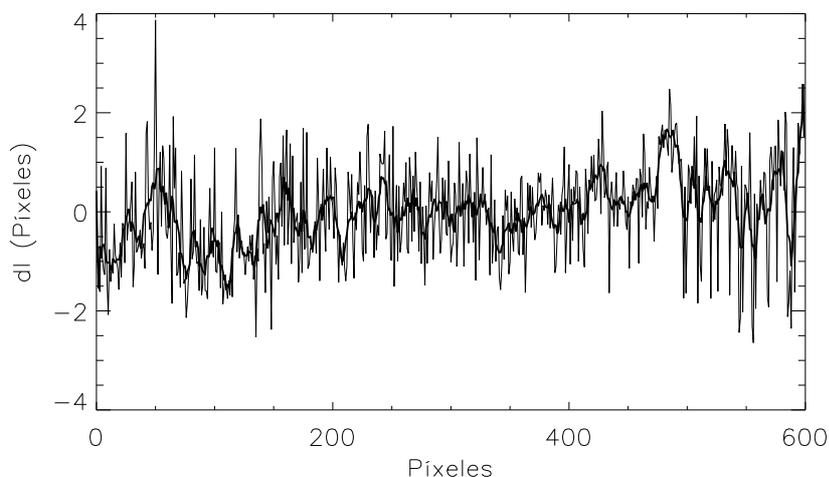


Figura 5.12: Distancias dl en una imagen con $\text{FWHM}=2,86$.

Los valores medios de FWHM_σ obtenidos para cada una de las imágenes de la serie oscilan entre 2,1 y 3,2 píxel. El valor medio para todas las imágenes de la serie es $\text{FWHM}_\sigma = 2,51$ píxel con una desviación estándar $\sigma_{\text{FWHM}_\sigma} = 0,24$ píxel.

Entonces r_0 se estima a partir de la Ec. 5.12, considerando la distancia focal efectiva del sistema óptico utilizado $f_{ef} \approx 1.112$ mm, $\lambda_c = 526,16$ nm y un tamaño de píxel del sensor de $6,7\mu\text{m}$, obteniendo un valor de $r_0 \approx 34,1$ mm.

Este valor puede considerarse como la apertura del telescopio equivalente en ausencia de perturbaciones atmosféricas, por lo que la resolución del telescopio está limitada por “seeing” a un valor de $\approx 3,9$ ”, con variaciones entre imágenes de $\approx \pm 20\%$.

En imágenes adquiridas con tiempos de exposición cortos, 1 ms en este caso, las pertur-

baciones debidas al desvío aleatorio de los rayos provenientes de la fuente no disminuye mayormente la nitidez de los detalles, pero estos aparecen distorsionados, ocasionalmente borrosos o desplazados respecto de sus alrededores dentro de un radio dado por el valor anterior.

5.8. Conclusiones para el diseño de C-HASTA

El telescopio C-HASTA es conveniente para observar fenómenos fotosféricos con una resolución angular $> 4''$ debido a los efectos del “seeing”, el cual es un limitante inherente al sitio de observación.

Los WLF podrían ser observados utilizando cadencias de adquisición de alta velocidad con tiempos cortos de exposición, entre 1 y 5 mseg. En este caso podrían visualizarse eventualmente algunos pequeños núcleos fotosféricos brillantes, debido a la ocurrencia transitoria de mejores condiciones de visibilidad localizadas en algunas regiones del campo de visión, efecto que es típico de las perturbaciones atmosféricas. Esto solo se lograría utilizando un campo de visión parcial con una resolución espacial $\leq 1''$.

La configuración óptica utilizada en el prototipo permite variar el campo de visión mediante el uso de lentes de campo de longitud focal variable. Además, las trayectorias de los rayos ópticos en la salida del ocular son cuasi paralelas, evitando cambios en el paso de banda de los filtros interferenciales utilizados. El inconveniente de esta configuración es el aumento de las aberraciones ópticas procedentes del ocular y la lente de campo.

El montaje final de los filtros interferenciales debe contemplar un sistema de estabilización térmica para evitar corrimientos en las bandas de paso debidos a las variaciones de la temperatura ambiente.

CAPÍTULO 6

Técnicas de remoción de ruidos con el telescopio MICA

En el presente capítulo se describen las técnicas de remoción de ruido y los métodos de realce morfológico de Stenborg and Cobelli [2003], Stenborg et al. [2008], aplicadas a los datos del coronógrafo “Mirror Coronagraph for Argentine” (MICA) con la colaboración de su autor.

Las observaciones de MICA están limitadas principalmente por las perturbaciones atmosféricas inherentes a la observación desde tierra. Estas perturbaciones incluyen la radiación del fondo del cielo, la presencia de nubes, aerosoles y “seeing” elevado, así como defectos de guiado de la montura del telescopio. Adicionalmente se suman los problemas de luz dispersada en el interior del instrumento y la aplicación de técnicas de tratamiento y remoción de ruidos deficientes. Estos problemas son especialmente notorios debido a la baja intensidad de las emisiones coronales registradas con técnicas de banda angosta. Aún con buenas condiciones atmosféricas, las imágenes coronales obtenidas adolecen de falta de definición en los detalles tales como arcos coronales o frentes de eyecciones coronales de masa (CME), problemas que son inherentes a las observaciones coronales.

El objetivo de aplicar estas técnicas de remoción de ruidos y realces es el de mejorar las capacidades observacionales de MICA a fin de estudiar la dinámica de las CME en las vecindades del limbo solar en relación con los eventos de ondas Moreton (OM) detectables con HASTA, e investigar sus relaciones causales y el probable origen en aquellos eventos cercanos al limbo solar. Particularmente es deseable reducir la incertidumbre

en la determinación de los tiempos de eyección del frente de la CME por debajo de $1,2 R_{\odot}$, lo cual requiere de una buena nitidez en las imágenes.

MICA sufrió un deterioro repentino de su espejo principal y fallas en el detector CCD en el año 2013, con lo que estos trabajos fueron interrumpidos hasta que puedan llevarse a cabo las reparaciones correspondientes.

A continuación se describen los problemas observacionales y las técnicas aplicadas.

6.1. Problemas observacionales de MICA

Los principales problemas en las observaciones de MICA se pueden resumir en los siguientes puntos, López et al. [2012]:

- Intensidad muy baja de la corona respecto del fondo de cielo como consecuencia de una relación señal-ruido baja.
- Presencia de intensidad residual de luz dispersada dentro del instrumento que produce una degradación adicional en la resolución de las estructuras coronales.
- Periodos de observación en forma continuada en general cortos debido a la variabilidad de las condiciones atmosféricas, presencia de vientos y nubes, lo que hace que no se puedan observar en forma completa los eventos de interés. La variabilidad del fondo del cielo es a menudo demasiado elevada para conseguir observaciones aceptables. La presencia de nubes finas es habitual originando un incremento del fondo con una disminución de la intensidad del disco solar fluctuante que produce defectos en las calibraciones. Otro tipo de nubes producen el oscurecimiento simultáneo del fondo de cielo y el disco solar interrumpiendo las observaciones temporalmente, lo que genera una discontinuidad en las series de datos. Además

la masa de aire entre el Sol y el telescopio varía a lo largo del día, introduciendo una perturbación adicional, Mazza et al. [2002].

- Las secuencias de observación típicas contienen series de imágenes de línea interrumpidas frecuentemente para la obtención de imágenes de calibración (ver sección 2.2.5), lo cual hace que el seguimiento temporal de los eventos coronales sea discontinuo y por ende dificultoso.
- Las imágenes coronales muestran una amplia gama de intensidades, con una compleja red de estructuras donde en general los arcos coronales pequeños están contenidos en otros de mayor dimensión. Todas estas estructuras 3D aparecen difusas y no se pueden separar ni resolver adecuadamente. Además, son integradas a lo largo de la línea de visión del coronógrafo, por lo que una separación tridimensional de las mismas no es viable con una mala resolución de los detalles.
- Las técnicas comúnmente utilizadas para el análisis de eventos tales como “running difference” (RD) y “base difference” (BD) resultan inadecuadas para tratar series de imágenes con alta variabilidad del fondo, introduciendo a menudos artefactos que no se pueden distinguir de las variadas estructuras coronales presentes.

6.2. Técnicas de remoción de ruidos

Para compensar los problemas observacionales y mejorar la calidad de los datos obtenibles con MICA es posible utilizar modelos de corrección de luz de fondo y luz dispersada.

Para eventos de interés en particular, es posible aplicar además las técnicas de reconstrucción multirresolución de Stenborg and Cobelli [2003], orientadas a minimizar efectos de fluctuaciones atmosféricas y oscilaciones instrumentales, con aumento de contraste y realce de altas frecuencias. Estas técnicas computacionalmente costosas, inhiben de

realizar estudios fotométricos sobre las imágenes así tratadas, pero permiten una mejor resolución de la evolución temporal y la morfología de los eventos de estudio.

6.2.1. Corrección de fondo cielo y luz dispersada

A fin de mejorar las correcciones de fondo de cielo y luz dispersada dentro del instrumento se confeccionó un modelo de luz reflejada con el propósito de sustraerlo de los datos, López et al. [2012].

El tratamiento estándar de datos de MICA (ver sección 2.2.5), utiliza imágenes del continuo, las que deben ser tomadas regularmente y muy cercanas en tiempo a las de la línea coronal. Este proceso consume un considerable tiempo de observación debido al frecuente cambio de posición de los filtros dentro del instrumento y la apertura y cierre de la puerta del telescopio para la adquisición de imágenes de campo plano. Además, los tiempos de integración requeridos son largos. La variabilidad del fondo del cielo es muy dinámica, por lo que en general las correcciones no son buenas.

Este proceso puede reemplazarse con la utilización de un modelo de continuo, el que se construye a partir de la mediana de las imágenes de continuo adquiridas a intervalos regulares pero no muy frecuentes durante toda la jornada de observación. Esta técnica es utilizada en la reducción de imágenes de los coronógrafos “Large Angle and Spectrometric Coronagraph” (LASCO) C2, C3 y se aplica a remover las componentes de la corona estática K y F y la luz dispersada instrumental. En LASCO se adquieren solo unas pocas imágenes diarias de continuo y la máscara de corrección se construye a partir de datos de 4 semanas de observación. Para la construcción del modelo de continuo se utilizan imágenes “raw”, corregidas por tiempo de exposición, con sustracción de corriente oscura y sin corrección de campo plano.

El modelo de continuo se obtiene como:

$$\begin{aligned} \tilde{I}_C(x, y, t_C) = & \text{mediana} \{ [I_{C1}(x, y, t_C) - D(x, y, t_C)], \dots \\ & \dots [I_{Cn}(x, y, t_C) - D(x, y, t_C)] \} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Para la corrección por este modelo de continuo, no se utiliza el tratamiento estándar descrito por la Ec. 2.7 de la sección 2.2.5, sino una corrección aplicada a las imágenes de línea obtenidas de la siguiente manera:

$$I_T(x, y, t) = [I_L(x, y, t) - D(x, y, t)] - \tilde{I}_C(x, y, t) \quad (6.2)$$

donde $I_T(x, y)$ es la imagen tratada, $I_L(x, y, t)$ es la imagen de la línea, $D(x, y, t)$ es una imagen de corriente oscura sintética y \tilde{I}_C es el modelo de continuo normalizado al tiempo de exposición t de cada imagen de línea I_L .

Al aplicar este procesamiento, las imágenes tratadas muestran una intensidad residual con cierta simetría centrada en el ocultador, debido entre otras cosas a las desalineaciones mecánicas de los filtros interferenciales y reflejos de luz internos del instrumento.

Se introduce por lo tanto un factor de corrección adicional para minimizar este efecto, el cual se aplica al tratamiento de imágenes antes de realizar la sustracción línea-continuo.

Asumiendo una dependencia angular polar homogénea, desde el borde externo de la imagen hacia el centro, se crea un arreglo $f_\theta(x, y)$ que es dependiente del ángulo polar, generado a partir del cociente entre la imágenes de línea I_L y el modelo de continuo \tilde{I}_C , obtenido a una distancia radial de $2R_\odot$ y con centro en el ocultador:

$$f_\theta(x, y) = \frac{I_{L,2R_\odot}(x, y)}{\tilde{I}_{C,2R_\odot}(x, y)} \quad (6.3)$$

de manera que la Ec. 6.2 se reescribe como:

$$I'_T(x, y, t) = [I_L(x, y, t) - D(x, y, t)] - f_\theta(x, y) * \tilde{I}_C(x, y, t) \quad (6.4)$$

6.3. Realce de contraste de estructuras coronales

Para realzar el contraste de las estructuras de bucles coronales y remover el ruido de fondo difuso se aplicaron las técnicas de reconstrucción multirresolución desarrolladas por Stenborg and Cobelli [2003]. El objetivo es minimizar los efectos de la línea coronal verde difusa en bajas frecuencias espaciales y realzar los bordes y detalles internos de las estructuras más tenues en altas frecuencias espaciales. Esto permite determinar más precisamente la morfología y el desarrollo temporal de los eventos dinámicos, tales como aquellos relacionados con las OM.

El método consiste en un esquema de descomposición multinivel en wavelet no ortogonales, con un algoritmo de separación de paquetes utilizando una transformada wavelet 2D “à trous”, con reducción de ruido en las diferentes escalas de descomposición y posterior composición interactiva de las imágenes a partir de asignación de pesos a las diferentes escalas. Este proceso tiene una alta eficiencia en la dirección radial y baja eficiencia en la dirección polar. Los parámetros libres de esta técnica son el número de iteraciones, el número de escalas y el peso de cada escala.

6.3.1. La transformada wavelet

La transformada wavelet contiene las componentes de frecuencia y fase en una sección local de la señal de interés $f(x)$, con información de la localización en la coordenada espacial donde estas componentes tienen lugar. Las funciones wavelet $\psi_{s,u}(x)$ se cons-

truyen mediante la traslación y dilatación de una función wavelet madre $\psi(x)$ dada por, Mallat [2008]:

$$\psi_{s,u}(x) = \frac{1}{\sqrt{s}} \psi\left(\frac{x-u}{s}\right) \quad (s \neq 0) \quad (6.5)$$

donde $s > 0$ es el parámetro de escala asociado a la frecuencia y u es el parámetro de posición. Las wavelet madre deben tener promedio nulo:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) dx = 0 \quad (6.6)$$

y energía unitaria:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1 \quad (6.7)$$

La transformada wavelet continua de la señal $f(x)$ en la escala s y posición u estará dada por la expresión:

$$\mathbb{W}_f^\psi(s, u) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \psi_{s,u}^*\left(\frac{x-u}{s}\right) dx \quad (6.8)$$

donde ψ^* es el wavelet de análisis y $*$ denota complejo conjugado. Esta es una transformación lineal, covariante ante traslaciones:

$$f(x) \longrightarrow f(x-u) \quad \mathbb{W}(a, b) \longrightarrow \mathbb{W}(a, b-u) \quad (6.9)$$

y dilataciones:

$$f(x) \longrightarrow f(sx) \quad \mathbb{W}(a, b) \longrightarrow s^{-\frac{1}{2}} \mathbb{W}(sa, sb) \quad (6.10)$$

A su vez, la transformación inversa permite recobrar la función original a partir de sus componentes de la siguiente manera:

$$f(x) = \frac{1}{C_\psi} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{s}} \mathbb{W}_f^\psi(s, u) \psi_{s,u}^* \left(\frac{x-u}{s} \right) \frac{ds du}{s^2} \quad (6.11)$$

donde C_ψ es una constante que depende de la función wavelet utilizada:

$$C_\psi = \int_0^{+\infty} \frac{\hat{\psi}^*(\nu) \hat{\psi}(\nu)}{\nu} d\nu = \int_{-\infty}^0 \frac{\hat{\psi}^*(\nu) \hat{\psi}(\nu)}{\nu} d\nu \quad (6.12)$$

Estas ecuaciones pueden ser discretizadas para aplicarse al análisis de señales digitales, las cuales tienen un espectro de frecuencias espaciales de análisis limitado, el que dependerá del número de muestras de la señal correspondiente en relación con el teorema del muestreo.

La transformada wavelet discreta será:

$$\mathbb{W}d_f^\psi(j, k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \psi_{j,k}^*(x) dx \quad (6.13)$$

donde j representa la escala, k la posición y:

$$\psi_{j,k}(x) = 2^{-j} \psi(2^{-j}x - k) \quad (6.14)$$

entonces $f(x)$ se puede obtener a partir de:

$$f(x) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_{j,k} \psi_{j,k}(x) \quad (6.15)$$

donde $\psi_{j,k}(x)$ son funciones wavelet y $c_{j,k}$ son coeficientes wavelet obtenidos de la

Ec. 6.13.

En el caso discreto es necesario acotar la función $\psi^*(x)$ a un ancho de banda limitado para evitar errores de distorsión o “aliasing”.

En el análisis multirresolución, la señal $f(x)$ se descompone en j pasos sucesivos en un conjunto V_j . Esta descomposición se realiza mediante el producto escalar de $f(x)$ con una función de escalamiento $\phi(x)$, la cual es sucesivamente dilatada y trasladada:

$$c_j(k) = \langle f(x), 2^{-j}\phi(2^{-j}x - k) \rangle \quad (6.16)$$

donde $\phi(x)$ tiene la siguiente propiedad:

$$\frac{1}{2}\phi\left(\frac{x}{2}\right) = \sum_n h(n)\phi(x - n) \quad (6.17)$$

que también se puede expresar en función de los conjugados:

$$\hat{\phi}(2\nu) = \hat{h}(\nu)\hat{\phi}(\nu) \quad (6.18)$$

Se tiene que $\hat{h}(\nu) = \sum_n h(n)e^{-2\pi n\nu}$ ya que es la transformada de Fourier de la función $\sum_n h(n)\delta(x - n)$.

De la Ec. 6.17 se pueden calcular los coeficientes $c_{j+1}(k)$ a partir de los $c_j(k)$:

$$c_{j+1}(k) = \sum_n h(n - 2k)c_j(n) \quad (6.19)$$

En cada paso la señal se alisa y se pierde información. El resto de la información se puede restaurar mediante el complemento de V_{j+1} denominado W_{j+1} . Este puede ser generado con la traslación y la dilatación de una función wavelet $\psi(x)$ que tiene la propiedad:

$$\frac{1}{2} \psi\left(\frac{x}{2}\right) = \sum_n g(n) \phi(x - n) \quad (6.20)$$

o expresada en función de los conjugados:

$$\hat{\psi}(2\nu) = \hat{g}(\nu) \hat{\phi}(\nu) \quad (6.21)$$

El producto escalar $\langle f(x), 2^{-(j+1)} \psi(2^{-(j+1)}x - k) \rangle$ se obtiene de:

$$w_{j+1}(k) = \sum_n g(n - 2k) c_j(n) \quad (6.22)$$

La señal original se recupera con los filtros \tilde{h} y \tilde{g} , conjugados de h y g

$$c_j(k) = 2 \sum_l [c_{j+1}(l) \tilde{h}(k + 2l) + w_{j+1}(l) \tilde{g}(k + 2l)] \quad (6.23)$$

Para conseguir una restauración exacta se debe cumplir la siguientes condiciones:

$$\hat{h}\left(\nu + \frac{1}{2}\right) \hat{h}(\nu) + \hat{g}\left(\nu + \frac{1}{2}\right) \hat{g}(\nu) = 0 \quad (6.24)$$

$$\hat{h}(\nu) \hat{h}(\nu) + \hat{g}(\nu) \hat{g}(\nu) = 1 \quad (6.25)$$

En la descomposición, la función se convoluciona sucesivamente con los filtros h (frecuencias bajas) y g (altas frecuencias). En la reconstrucción se convoluciona en forma iterativa con los conjugados de los filtros, \tilde{h} y \tilde{g} , añadiendo las funciones resultantes y multiplicando el resultado por dos.

Los wavelet ortogonales corresponden a un caso restringido donde:

$$\hat{g}(\nu) = e^{-2\pi\nu} \hat{h}^*(\nu + \frac{1}{2}) \quad (6.26)$$

$$\hat{\hat{h}}(\nu) = \hat{h}^*(\nu) \quad (6.27)$$

$$\hat{\hat{g}}(\nu) = \hat{g}^*(\nu) \quad (6.28)$$

$$|\hat{h}(\nu)|^2 + |\hat{h}(\nu + \frac{1}{2})|^2 = 1 \quad (6.29)$$

En 2D la función de escala se define como:

$$\phi(x, y) = \phi(x) \phi(y) \quad (6.30)$$

El pasaje de una resolución a la siguiente se realiza mediante:

$$f_{j+1}(k_x, k_y) = \sum_{l_x=-\infty}^{+\infty} \sum_{l_y=-\infty}^{+\infty} h(l_x - 2k_x) h(l_y - 2k_y) f_j(l_x, l_y) \quad (6.31)$$

Las variables x , y son independientes y conducen a una descomposición en conjuntos frecuenciales con una orientación espacial determinada.

Por lo tanto la señal está constituida de tres componentes wavelet:

$$\psi^1(x, y) = \phi(x) \psi(y) \quad \text{vertical} \quad (6.32)$$

$$\psi^2(x, y) = \psi(x) \phi(y) \quad \text{horizontal} \quad (6.33)$$

$$\psi^3(x, y) = \psi(x) \psi(y) \quad \text{diagonal} \quad (6.34)$$

y tres subimágenes correspondientes:

$$C_{j+1}^1(k_x, k_y) = \sum_{l_x=-\infty}^{+\infty} \sum_{l_y=-\infty}^{+\infty} g(l_x - 2k_x) h(l_y - 2k_y) f_j(l_x, l_y) \quad (6.35)$$

$$C_{j+1}^2(k_x, k_y) = \sum_{l_x=-\infty}^{+\infty} \sum_{l_y=-\infty}^{+\infty} h(l_x - 2k_x) g(l_y - 2k_y) f_j(l_x, l_y) \quad (6.36)$$

$$C_{j+1}^3(k_x, k_y) = \sum_{l_x=-\infty}^{+\infty} \sum_{l_y=-\infty}^{+\infty} g(l_x - 2k_x) g(l_y - 2k_y) f_j(l_x, l_y) \quad (6.37)$$

El algoritmo “à trous”

El algoritmo “à trous” es un esquema redundante de descomposición en wavelet no ortogonales, donde cada salida de la transformada tiene el mismo número de muestras que la función original.

Se asume que la función original muestreada en la posición k es el conjunto $\{c_0(k)\}$, resultante del producto escalar de la función $f(x)$ con una función de escalamiento $\phi(x)$, la cual corresponde a un filtro pasabajo.

El filtrado subsiguiente es realizado con una escala de magnificación del doble, cuya salida es $\{c_1(k)\}$. La diferencia entre $\{c_0(k)\}$ y $\{c_1(k)\}$ contiene la información de alta frecuencia entre esas dos escalas y es el conjunto discreto asociado con la transformada wavelet correspondiente a $\phi(x)$. La función wavelet asociada es por lo tanto $\psi(x)$:

$$\frac{1}{2} \psi\left(\frac{x}{2}\right) = \phi(x) - \frac{1}{2} \phi\left(\frac{x}{2}\right) \quad (6.38)$$

La distancia entre muestras se incrementa en un factor del doble, de la escala $(i - 1)$ a la i , de manera que $\{c_i(k)\}$ se obtiene como:

$$c_i(k) = \sum_l h(l) c_{i-1}(k + 2^{i-1}l) \quad (6.39)$$

y la transformada wavelet discreta $\{w_i(k)\}$ estará dada por:

$$w_i(k) = c_{i-1}(k) - c_i(k) \quad (6.40)$$

Los coeficientes $\{h(k)\}$ se derivan a partir de la función de escala $\phi(x)$:

$$\frac{1}{2} \phi\left(\frac{x}{2}\right) = \sum_l h(l) \phi(x - l) \quad (6.41)$$

El algoritmo para reconstruir los datos muestreados originales $\{c_0(k)\}$ se obtiene a partir del último arreglo suavizado $\{c_n(k)\}$, al cual se le suman todas las diferencias $\{w_i(k)\}$:

$$c_0(k) = c_n(k) \sum_{j=1}^n w_j(k) \quad (6.42)$$

El algoritmo “à trous” es extensible a dos dimensiones utilizando una convolución con una máscara, donde en cada escala j se obtiene un conjunto $\{w_j(k, l)\}$ o “plano de wavelet”.

De esta manera cuando es aplicado a una imagen, la misma será descompuesta en una serie de imágenes de las mismas dimensiones que la original pero con diferente nivel de detalle.

Si se elige como función de escala un spline tipo B de tercer orden, los coeficientes de la máscara de convolución en dos dimensiones son los siguientes:

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{256} & \frac{1}{64} & \frac{3}{128} & \frac{1}{64} & \frac{1}{256} \\ \frac{1}{64} & \frac{1}{16} & \frac{3}{32} & \frac{1}{16} & \frac{1}{64} \\ \frac{3}{128} & \frac{3}{32} & \frac{9}{64} & \frac{3}{32} & \frac{3}{128} \\ \frac{1}{64} & \frac{1}{16} & \frac{3}{32} & \frac{1}{16} & \frac{1}{64} \\ \frac{1}{256} & \frac{1}{64} & \frac{3}{128} & \frac{1}{64} & \frac{1}{256} \end{pmatrix} \quad (6.43)$$

Los spline son funciones definidas por partes, bien comportadas y continuamente diferenciables en el grado inmediato posterior, por lo aplicadas a los wavelet producen soluciones en fórmulas cerradas, evitando que estas sean definidas indirectamente o mediante fórmulas recursivas. Los de tipo B (básico) son los polinomios de ajuste más compactos y suaves aplicándose con preferencia en este tipo de wavelet.

6.3.2. Aplicación al filtrado de ruido en imágenes de MICA

La técnica de Stenborg and Cobelli [2003] se basa en la descomposición con un algoritmo “à trous” de una dada imagen $I(x, y)$ en sus planos wavelet, donde las primeras escalas contienen las componentes de frecuencias más altas y la última contiene una imagen suavizada denominada “continuo”. En estos planos wavelet se realiza un filtrado de ruido selectivo, de manera que luego la imagen es reconstruida asignando pesos a cada una de las escalas con el objeto de incrementar el contraste y la resolución en las estructuras coronales de interés.

La eliminación del ruido local en una cierta escala se realiza considerando los coeficientes wavelet que son significativos respecto del fondo de ruido, forzando a cero los restantes.

La desviación estándar del ruido local en la escala j estará dada por la expresión:

$$\sigma_j(x, y) = \hat{\sigma}_j \cdot \sigma_I(x, y) \quad (6.44)$$

donde $\hat{\sigma}_j(x, y)$ es la progresión del ruido en el espacio wavelet y $\sigma_I(x, y)$ es el ruido local de la imagen original. La progresión de ruido en el espacio wavelet se obtiene de descomponer una imagen a la cual se le ha agregado ruido sintético.

El filtrado del ruido se lleva a cabo mediante detección de nivel, de manera anular los coeficientes por debajo de cierto umbral r .

$$w_j(x, y) = \begin{cases} 0 & \text{si } |w_j(x, y)| < r \sigma_j(x, y) \\ w_j(x, y) & \text{si } |w_j(x, y)| \geq r \sigma_j(x, y) \end{cases} \quad (6.45)$$

El umbral r es un parámetro libre del método. Un valor utilizado es 3, el cual produce un nivel de confianza en la reconstrucción del 99,7%. La reconstrucción de la imagen filtrada $I'(x, y)$ se realiza asignando pesos α , β_j a cada una de la escalas:

$$I'(x, y) = \alpha w_0(x, y) + \sum_{j=1}^n \beta_j w_j(x, y) \quad (6.46)$$

A fin de conseguir un proceso más eficiente, se utiliza una descomposición multinivel. Esto se lleva a cabo descomponiendo a su vez en wavelet cada una de las imágenes wavelet obtenidas en una cierta escala. De esta manera cada uno de los coeficientes de un nivel se descompone en otros de niveles inferiores. Para el caso de 3 niveles, la imagen original $I(x, y)$ se supone puede ser reconstruida a partir de sus transformadas wavelet mediante la siguiente expresión:

$$I(x, y) = \sum_{i=0}^{n_1} \sum_{j=0}^{n_2} \sum_{k=0}^{n_3} w_k^{(0,j,i)}(x, y) \quad (6.47)$$

donde el subíndice de w indica la escala del wavelet y los superíndices indican el nivel del coeficiente al cual corresponde la descomposición, donde 0 indica el primer nivel.

La progresión del ruido en el nivel k se obtiene como:

$$\sigma_k^{(\dots)}(x, y) = \hat{\sigma}_k^{(\dots)} \cdot \sigma_I(x, y) \quad (6.48)$$

a partir de esta expresión, se realiza una eliminación de los coeficientes que representan mayormente ruido:

$$w_k^{(\dots)}(x, y) = \begin{cases} 0 & \text{si } |w_k^{(\dots)}(x, y)| < r \sigma_k^{(\dots)}(x, y) \\ w_k(x, y) & \text{si } |w_k^{(\dots)}(x, y)| \geq r \sigma_k^{(\dots)}(x, y) \end{cases} \quad (6.49)$$

con lo cual la imagen filtrada $I'(x, y)$ se reconstruye con el siguiente esquema:

$$I'(x, y) = \sum_{i=0}^{n_1} \sum_{j=0}^{n_2} \sum_{k=0}^{n_3} \alpha_{i,j,k} w_k^{(0,j,i)}(x, y) \quad (6.50)$$

La aplicación de esta técnica a los datos de MICA se puede apreciar en la Fig. 6.1 para un evento coronal del 16 de abril de 2012, donde un arco coronal realizado puede ser distinguido a considerable distancia del limbo solar, lo que no es posible conseguir con el tratamiento estándar de las imágenes de MICA.

En la Fig. 6.2 se aprecia el resultado de combinar imágenes de MICA con aquellas correspondientes a LASCO C2 para un evento del 2 de marzo de 2002 lo que permite identificar la evolución de una CME en las vecindades del limbo solar y analizar la evolución morfológica y cinemática de prominencias eruptivas y su ajuste a modelos teóricos, Balmaceda et al. [2013].

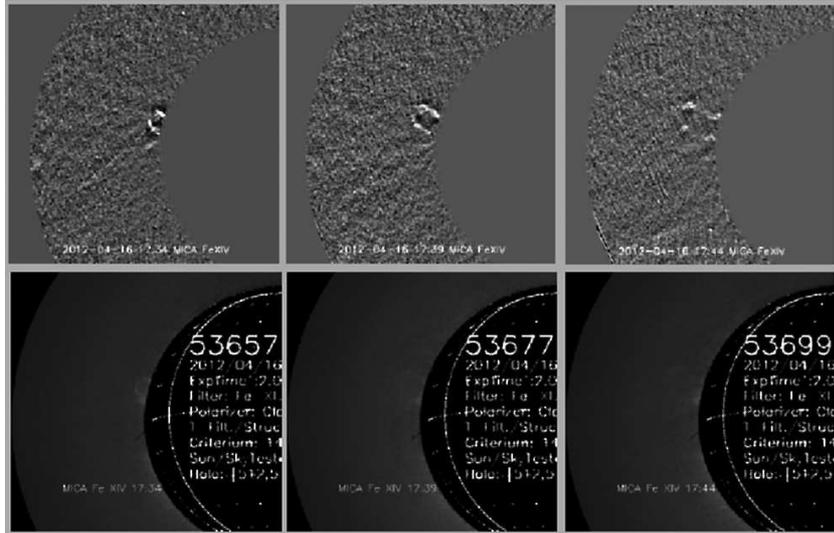


Figura 6.1: Paneles superiores: eliminación de ruido y realce con la técnica de wavelet de un evento del 16 de abril de 2012 observado con MICA. Paneles inferiores: las mismas imágenes procesadas con el tratamiento estándar.

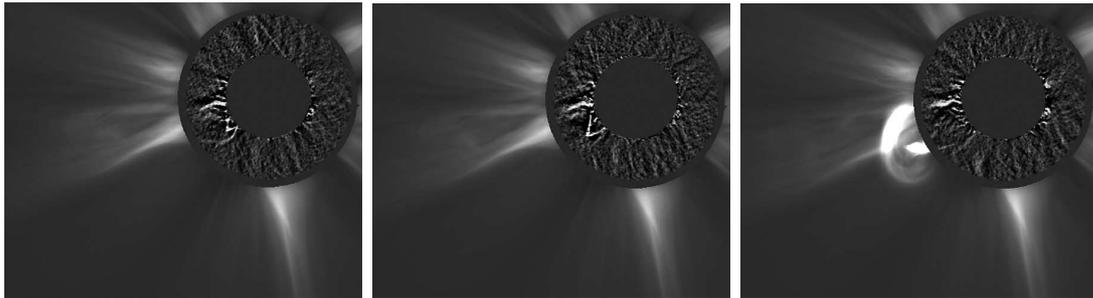


Figura 6.2: Aplicación de la técnica de realce a completar los datos de LASCOC1 a datos del 2 de marzo de 2002.

6.4. Conclusiones

Las técnicas de realce basadas en descomposición multirresolución permiten conseguir una notable mejora en la resolución de eventos de interés, lo que podría ser aplicado a estudiar la dinámica de las CME en aquellos eventos de OM detectados con HASTA. Por otra parte MICA ha observado la baja corona solar en el rango $1,05 - 2,0 R_{\odot}$ en la línea Fe XIV por espacio de 14 años, con observaciones viciadas de ruido que en general hacen difícil detectar y seguir eventos dinámicos. La aplicación de esta técnica

permite una mejor visualización y seguimiento de las estructuras dinámicas en eventos relevantes completando de esta manera los datos existentes de SOHO-EIT y LASCO previas al inicio de la operación de las misiones “Solar TERrestrial RELations Observatory” (STEREO) y “Solar Dynamics Observatory” (SDO).

La principal dificultad encontrada para continuar con estos trabajos es la degradación de la calidad de los espejos de MICA, originada en el deterioro normal del aluminizado de los mismos.

CAPÍTULO 7

Conclusiones

7.1. Introducción

El principal objetivo de la presente tesis es extender las capacidades observacionales solares en la Estación Astronómica Carlos U. Cesco (EACUC), consiguiendo mejoras en las técnicas de observación en los telescopios HASTA y MICA, desarrollando nuevas técnicas de análisis de eventos oscilatorios en eventos de interés actual y ampliando la instrumentación disponible con el agregado de un telescopio complementario. Parte de los objetivos originalmente propuestos fueron logrados y otros fueron iniciados, de manera que las líneas de trabajo no se agotan en la presente tesis y pueden ser continuadas en el futuro.

La utilización de alta resolución temporal fue novedosa en el análisis de fenómenos cromosféricos de ondas Moreton, permitiendo describir en forma detallada las características cinemáticas de la propagación de estas ondas en la atmósfera solar. Esto se utilizó para comparar resultados de otros autores obtenidos con datos de diversos instrumentos. Es por lo tanto de gran utilidad en la validación hipótesis y modelos teóricos de los fenómenos en cuestión. De esta manera HASTA adquiere importancia como complemento de modernos telescopios y sondas espaciales, permitiendo realizar de trabajos de investigación relevantes en la física solar actual.

Los trabajos se focalizaron en mejorar las técnicas de observación, detección y análisis de ondas Moreton (OM) y su relación con ondas coronales, fulguraciones y CME. La

temática es extensa y requiere para su abordaje una descripción detallada de los instrumentos utilizados y una síntesis de los antecedentes y el estado actual de la física solar en esos temas particulares. Por este motivo se ha incluido en el presente informe un capítulo dedicado a la descripción de los instrumentos (Capítulo 2) y un capítulo dedicado a los eventos solares de interés para la tesis (Capítulo 3), acompañado de referencias bibliográficas para el lector que necesite profundizar en la temática. Se anexan además dos apéndices como referencia, uno contiene una descripción general del Sol y su atmósfera (Apéndice A) y el otro describe la aproximación MHD aplicable el análisis de plasmas astrofísicos (Apéndice B). A continuación se mencionan los resultados obtenidos.

7.2. Contribuciones de la tesis

7.2.1. Técnicas de identificación y análisis de fenómenos oscilatorios en imágenes $H\alpha$.

Las contribuciones en esta temática se resumen en un conjunto de rutinas desarrolladas para tratamiento de las imágenes, herramientas de análisis de OM en particular y sus fenómenos asociados, (Capítulo 4). Estas rutinas fueron aplicadas a los eventos de OM del 6 de diciembre de 2006 y del 29 de marzo de 2014 detectados con HASTA, aunque son técnicas generales y adaptables al estudio de otro tipo de eventos y otros instrumentos.

- Curvas de luz: fueron aplicadas al análisis temporal la fase impulsiva en fulguraciones (sección 4.2.2) y al análisis temporal de activación de filamentos en relación a las OM (sección 4.2.10).
- Preprocesamiento de imágenes: se desarrollaron técnicas de centrado de imágenes

basadas en morfología (sección 4.2.3, 4.4.1) y técnicas de realce de frentes de OM aplicando técnicas combinadas de “running difference” (RD), “base difference” (BD) y filtrados (sección 4.2.4).

- Análisis de frentes de OM por el método visual: se desarrollaron rutinas de determinación de posiciones de los frentes de onda aplicando el método visual mediante trazado de puntos en forma interactiva (sección 4.2.5) y su posterior interpolación mediante un spline. Se desarrollaron técnicas de reconstrucción 3D sobre la esfera solar aplicando rotaciones con cuaterniones para el trazado de curvas geodésicas y determinaciones de distancias cromosféricas sobre las curvas interpoladas representativas de los frentes.
- Técnicas de obtención de “radiant point” (RP) para eventos de OM: se aplicaron interpolaciones de circunferencias en 3D para la determinación precisa de RP. Con datos en alta resolución temporal estas técnicas permitirían inferir ciertas características del origen y evolución de las perturbaciones.
- Estudios cinemáticos de OM detallados: se utilizaron técnicas de interpolación por partes sobre las curvas cinemáticas (sección 4.2.9), las que permitieron inferir ciertas características de las perturbaciones, sus probables sitios de origen y su relación con fulguraciones y CME. Estas se utilizaron también para investigar las relaciones entre las OM y la activación de filamentos (sección 4.2.11).
- Aplicación de estas técnicas a otro tipo de eventos: las técnicas mencionadas fueron aplicadas a obtener datos cinemáticos en una eyección de pequeña escala observada con TRACE (sección 4.2.12). Su utilidad se evidencia con la aplicación a otro tipo de eventos, tal como el estudio de la evolución temporal del plasma sobre arcos magnéticos en 3D en un “surge” visible con HASTA, Luoni et al. [2012].
- Análisis de perfiles de frentes de OM: Se desarrollaron rutinas para analizar la evo-

lución temporal de los perfiles de intensidad de los frentes Moreton sobre círculos máximos, realizando ajustes gaussianos sobre los mismos a fin de cuantificar su evolución, las que posibilitarían la comparación con modelos teóricos y simulaciones numéricas (sección 4.4.2).

- Estudios cinemáticos de OM aplicando mapas mapa distancia-tiempo (DT): se desarrollaron rutinas para obtener mapas DT a partir de los perfiles de intensidad (sección 4.4.3). Estos mapas permiten estudiar la evolución cinemática direccional de las OM. Fueron además aplicados a otro tipo de eventos, tal como la evolución cinemática de una protuberancia observada por el HASTA y su comparación con una CME, Luoni et al. [2013].

7.2.2. Técnicas de análisis mediante simulaciones numéricas.

- Se realizaron simulaciones numéricas 1D1/2 en condiciones simplificadas para validar ciertas hipótesis sobre las OM. La realización de simulaciones en 2D y 3D permitiría a futuro investigar distintos escenarios de generación de ondas coronales en general y su correspondencia con los datos observacionales.

7.2.3. Instalación de un detector complementario en luz blanca y en otras líneas cromosféricas diferentes de $H\alpha$.

Como parte de la tesis se incluye el montaje de un prototipo del telescopio C-HASTA, el que permitió obtener imágenes de prueba de las que se derivaron una serie de pautas y características necesarias para el diseño y construcción final del telescopio. Estas son:

- La elección de los filtros ópticos adecuados para la observación en luz blanca, específicamente “white light flares” (WLF), y otras líneas cromosféricas tales como

CaII.

- Las características necesarias del detector CCD para cumplir con estos objetivos observacionales.
- Tipo adecuado de montaje óptico.
- Estimación e influencia de las perturbaciones atmosféricas (“seeing”) del sitio de observación en las observaciones fotosféricas y cromosféricas, que es limitante de la resolución espacial y temporal obtenible con C-HASTA.
- Montaje mecánico.

7.2.4. Técnicas de remoción de ruidos con el telescopio MICA

- Se ha descrito en la tesis las pruebas realizadas para mejorar el tratamiento de imágenes de MICA y remover ruidos utilizando análisis multirresolución. Estas técnicas son generales y por lo tanto aplicables a los datos de HASTA.

7.2.5. Mejora de las técnicas de observación

Como resultado de los trabajos realizados en el procesamiento y análisis de datos de OM con el telescopio HASTA, surgen una serie de requerimientos para la observación más adecuada de este tipo de eventos, las que son implementadas en las rutinas de observación del instrumento. Estas se pueden resumir en los siguientes puntos:

- Cadencia temporal: la observación en modo alta velocidad del instrumento o “fulguración” debe ser ajustada de manera de obtener la mayor cantidad posible de imágenes en el periodo de visibilidad de las OM ondas típicas. Esto es al menos una cadencia temporal de 1 imagen cada segundo entre 1 y 10 min posteriores a

la ocurrencia de la fulguración. Esta cadencia debe ser continuada aún con presencia de nubes permitiendo así contar con más de 500 imágenes para su posterior análisis.

- Tiempos de integración: estos deberían ser mayores a los típicamente utilizados en el periodo de visibilidad de las OM para aumentar la relación de la señal detectada de la onda respecto de la cromosfera tranquila, saturando la región de fulguración y la “active region” (AR). Esto tiene como contrapartida el efecto del “seeing” que hace las imágenes más borrosas, lo que puede admitirse en el caso de los frentes difusos Moreton. Se estima como adecuado un tiempo de integración de 100 mseg.
- Secuencias de observación de MICA: las técnicas de filtrado de ruido basadas en descomposición multirresolución requieren de una considerable cantidad de imágenes para conseguir una correcta remoción de ruido, lo que requiere modificar las secuencias de observación estándar de MICA, adquiriendo la mayor cantidad posibles de imágenes en la línea coronal, típicamente 100, con solo una secuencia de imágenes de calibración intercalada. Esto permitiría además contar con intervalos continuos más largos de visibilidad de eventos coronales.

7.3. Líneas de trabajo futuro

Las líneas de trabajo a futuro que se desprenden directamente de la tesis son las siguientes:

- La detección automática de eventos de OM es factible mediante una detección adecuada de los trazos visibles en los mapas DT. El mapa DT en un arreglo bidimensional que es la representación espacio-temporal de todo el set de imágenes de un evento. La identificación de trazos con características cinemáticas particulares

puede llevarse a cabo utilizando distintas técnicas de análisis de imágenes. Esto debería complementarse con una detección de fulguraciones más eficientes y del sitio donde estas ocurren. Esto permitiría realizar búsqueda de eventos de OM cuasi simultáneamente con las observaciones y en bases de datos.

- Construcción final del telescopio C-HASTA en base a las conclusiones obtenidas del prototipo. Con la incorporación de un interferómetro Fabry Perot basado en un Etalon permitiría además utilizarse observando la línea de $H\alpha$ en alas simultáneamente con el centro de la línea durante eventos de OM, permitiendo de esta manera realizar un análisis más exhaustivo de las mismas.
- Estimación de la magnitud de las perturbaciones atmosféricas al momento de la observación “seeing”. Puede incluirse una rutina de estimación del “seeing” a partir de imágenes fotosféricas en luz blanca, permitiendo ajustar las observaciones en línea y llevar un registro de condiciones atmosféricas.
- Aplicación de las técnicas desarrolladas al análisis de otros eventos dinámicos, tales como evolución de prominencias, desapariciones bruscas de filamentos y eyecciones de pequeña escala.
- Aplicación de las técnicas de filtrado multirresolución a las imágenes de HASTA para un realce más eficiente de eventos de OM.
- Aplicación de los datos de OM obtenidos con alta resolución temporal a la comparación con los resultados obtenidos a partir de simulaciones numéricas 2D y 3D.

Apéndices

APÉNDICE A

El Sol

A.1. Características principales de la estrella

El Sol es una estrella común, clasificada como clase espectral G2 y tipo de luminosidad V, que se ubica en la secuencia principal del diagrama de Hertzsprung-Russell (HR) y puede considerarse enana. Sus principales características se listan en la Tabla A.1. Su edad es de alrededor de $4,6 \times 10^9$ años y corresponde al tipo de estrellas de Población I en la Vía Láctea, las cuales son mayormente jóvenes, luminosas y calientes, situándose en uno de sus brazos espirales.

Representa el 98,6 % de la masa de todo el sistema solar y su composición aproximada es 92,1 % de H, 7,8 % de He y un 1 % restante de otros elementos pesados tales como O, C, N, Ne, Fe, Si y Mg entre otros, en orden de importancia. Las principales características del Sol se listan en la Tabla A.1.

| Parámetro | Unidades |
|--|---|
| Masa M_{\odot} | $1,9889 \pm 0,0003 \times 10^{30}$ kg |
| Radio R_{\odot} | $6,959 \pm 0,0007 \times 10^8$ m |
| Temperatura superficial T_{eff} | 5776 ± 15 K |
| Luminosidad M_{\odot} | $3,84 \times 10^{26}$ W seg^{-1} |
| Magnitud Absoluta | 4,7 |
| Magnitud Aparente | -26,5 |
| Distancia promedio Sol-Tierra AU | $6,378160 \times 10^6$ m |

Tabla A.1: Principales características del Sol (de Foukal [2004]).

A.1.1. El interior solar

El interior solar solo puede ser observado mediante la detección de neutrinos generados en su núcleo y a través de la heliosismología, técnica capaz de analizar su estructura en base a las oscilaciones detectables en su superficie. Por lo tanto el interior solar se estudia mediante modelos. Estos modelos se basan en considerar al Sol como una esfera gaseosa en equilibrio térmico y dinámico, con un mecanismo de transporte de energía del interior al exterior gobernado principalmente por la radiación y la convección. El mecanismo radiativo tiene efecto si el gradiente de temperatura producido por él es menor que el gradiente adiabático, caso contrario el gas se vuelve inestable y la convección domina el transporte de energía hacia el exterior. El ajuste de los modelos se realiza validándolos con las variables físicas medibles de la estrella, esto es diámetro, masa y luminosidad. Otros parámetros, tales como la composición química, se ajustan en base a modelos evolucionistas de la estrella analizando su ubicación en la secuencia principal. En estos modelos denominados estándar, la temperatura en el centro solar alcanza los $1,5 \times 10^7$ K, por lo que equiparándolo a la radiación de un cuerpo negro, las longitudes de onda presentes en el núcleo corresponden a rayos X, entre 0,1 y 1 nm, Foukal [2004].

El único mecanismo posible para sustentar la potencia radiada por el Sol a lo largo de su vida es la fusión nuclear, por lo que el mecanismo principal de generación de energía interna es la cadena protón-protón, en la cual dos núcleos de H se fusionan para formar núcleos de He. La proporción de estos elementos presentes en el Sol se modifica continuamente.

El núcleo del Sol es donde se producen las reacciones nucleares y se extiende hasta aproximadamente $0,25 R_{\odot}$, ver Fig. A.1. La densidad decrece paulatinamente desde $\rho \approx 1,5 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ en el centro hasta menos del 0,1% de este valor a $0,75 R_{\odot}$, donde comienza la denominada zona de convección. La energía del núcleo es evacuada

por radiación hacia el exterior hasta este límite, con una tasa de difusión dependiente tanto del gradiente de temperatura como de la opacidad (resistencia de la materia al flujo radiativo de energía). En este camino los fotones sufren innumerables emisiones y reabsorciones en un proceso conocido como difusión radiativa, donde se degradan paulatinamente a longitudes de onda más largas. Los fotones producidos en el núcleo tardan aproximadamente 10×10^6 años en viajar a través del interior solar hasta emerger en la fotosfera debido a este proceso.

La masa solar se concentra mayormente en su núcleo, solo $\approx 10\%$ de la masa solar se encuentra por fuera de $0,5 R_{\odot}$, Stix [2004].

A partir de $0,75 R_{\odot}$, el marcado gradiente radial de temperatura hace que la convección sea el mecanismo de transporte de energía dominante hasta llegar a la superficie solar. En la zona de convección el calor es transportado en celdas de flujo de plasma hacia el exterior, donde las celdas más calientes ascienden frente a las de sus entornos más frías que descienden. Se presume que el campo magnético solar se genera justo debajo de la zona de convección como resultado del cizallamiento del fluido entre la zona de convección y la zona radiativa. En la zona de convección, el movimiento de las celdas en ascenso concentra las líneas magnéticas en cuerdas de flujo, las que al emerger en la superficie solar son responsables de la actividad solar. La masa en esta región es solo el $1,5\%$ del total de la masa solar y la densidad disminuye en un factor de 10^5 , Foukal [2004].

A.1.2. La fotosfera

La fotosfera constituye la superficie visible del Sol desde donde la luz es radiada. Es una capa de transición definida por la opacidad del medio gaseoso, entre el interior solar que es opaco u ópticamente grueso y la atmósfera que es transparente u ópticamente fina.

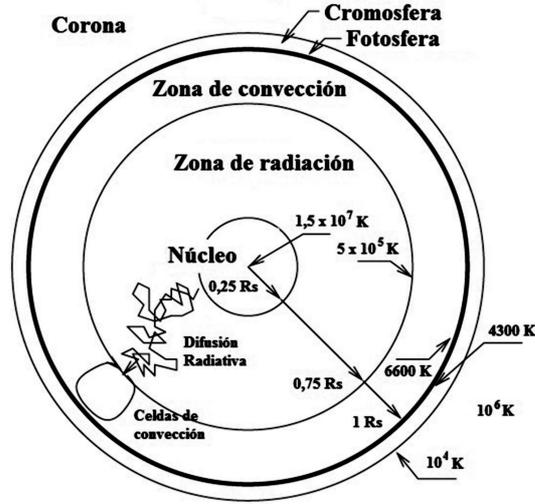


Figura A.1: Esquema del interior solar (de Koskinen and Vainio [2011]).

Este límite no puede definirse en forma precisa y es dependiente de la longitud de onda considerada.

Sea un haz de radiación de una cierta longitud de onda λ y de intensidad $I_\lambda(\theta, z)$ que atraviesa un elemento de atmósfera de espesor dz y se encuentra formando un ángulo θ respecto de la normal al elemento de atmósfera. El cambio en la intensidad que sufre el haz dependerá de la radiación que se absorbe y de la que se emite en el elemento de atmósfera, las que pueden cuantificarse mediante un coeficiente de absorción κ_λ y un coeficiente de emisión ϵ_λ . Este cambio de intensidad tendrá la siguiente expresión, Foukal [2004]:

$$I_\lambda(\theta, z + dz) - I_\lambda(\theta, z) = [\epsilon_\lambda(z) - \kappa_\lambda(z)I_\lambda(\theta, z)]\sec(\theta)dz \quad (\text{A.1})$$

En ausencia de emisión la Eq. A.1 se transforma en:

$$dI_\lambda/I_\lambda = -\kappa_\lambda dz \quad (\text{A.2})$$

Si se define la “profundidad óptica” τ_λ para una longitud de onda dada como $d\tau_\lambda = -\kappa_\lambda dz$, la relación de las intensidades de entrada y salida al elemento de atmósfera puede expresarse en función de este parámetro de la siguiente manera:

$$I_\lambda/I_\lambda = e^{-\tau_\lambda} \quad (\text{A.3})$$

Entonces una profundidad óptica $\tau_\lambda = 1$ reduce la intensidad de salida a un 36,8 % de la de entrada al elemento de atmósfera. Este se considera el límite que define el paso de un medio transparente a uno opaco.

En el caso que exista emisión en el elemento de atmósfera considerado, se debe utilizar la denominada función fuente, que se define como la relación $S_\lambda = \epsilon_\lambda/\kappa_\lambda$. En este caso para obtener la profundidad óptica habrá que resolver la ecuación más general:

$$\mu \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = I_\lambda - S_\lambda \quad (\text{A.4})$$

cuya solución depende del comportamiento del elemento de atmósfera en emisión.

Suele definirse como base de la fotosfera, un nivel situado 100 km por debajo del nivel de opacidad unitaria calculado para una longitud de onda $\lambda = 500$ nm. Esta región tiene una temperatura efectiva $T \approx 9.400$ K. En su base se encuentran las celdas convectivas y hacia el exterior existe equilibrio radiativo, con la temperatura disminuyendo paulatinamente hasta unos 4.400 K en un nivel que se considera el comienzo de la cromosfera. Superado este nivel la temperatura comienza a crecer nuevamente, Carroll and Ostlie [2007].

La fotosfera exhibe gradientes de temperatura y densidad muy marcados debido al enfriamiento radiativo que se produce a partir de ella.

La emisión fotosférica se compone de un fondo que puede asimilarse a la emisión de

continuo a $T = 5.760$ K según la ley de Stefan-Boltzmann, Foukal [2004], más una serie de miles de líneas oscuras visibles en el espectro de la luz solar, las que se denominan líneas de Fraunhofer. Las líneas oscuras se deben a que la opacidad en determinadas longitudes de onda es mayor que el fondo del continuo por la presencia de ciertos elementos químicos. La emisión de estos elementos corresponde entonces a niveles fotosféricos más elevados y por consiguiente más fríos. El hecho que la opacidad fotosférica sea continua para diferentes longitudes de onda en ese fondo, se debe en parte a la presencia de iones H^- . Un fondo de característica continua no podría ser generado solamente por átomos de H neutro, Carroll and Ostlie [2007].

Por debajo de una longitud de onda de $0,4 \mu\text{m}$ la emisión del fondo de continuo es bastante inferior a la emisión correspondiente a un cuerpo negro ya que en esa región del espectro existe una mayor densidad de líneas de absorción.

Aproximadamente un 40 % de la radiación solar corresponde al rango de luz visible, un 7 % al ultravioleta y más del 50 % al infrarrojo. El comportamiento del fondo de continuo se puede explicar aplicando conceptos de la termodinámica, pero la presencia y la forma particular de cada una de las líneas de Fraunhofer requiere de un análisis particular de los átomos y moléculas presentes en la fotosfera y en las capas atmosféricas superiores, además de las condiciones del medio imperantes, es decir temperatura, presión, densidad, campo de velocidades y presencia de campos eléctricos y magnéticos. El análisis de cada línea de Fraunhofer requiere considerar los efectos Zeeman, Stark y Doppler, en plasmas calientes, turbulentos y sometidos a elevadas presiones.

Las imágenes del disco solar en luz blanca presentan las típicas manchas solares, regiones con una emisión del continuo inferior a la de las regiones tranquilas, efecto que es atribuible a los intensos campos magnéticos presentes en ellas, de dirección radial y que inhiben la convección subyacente. Sus tamaños pueden exceder los 20.000 km y están rodeadas de una zona de penumbra, la cual puede extenderse hasta los 50.000 km. Las

más pequeñas, de unos 2.500 km de diámetro, se llaman poros y no tienen penumbra. La temperatura en una mancha solar puede descender 1.000 K respecto de las regiones fotosféricas de sus alrededores. Los grupos de manchas solares localizan las denominadas regiones activas, “active region” (AR), zonas que por su configuración magnética y variabilidad, definen las estructuras y actividad en la atmósfera solar ubicada sobre ellas.

El Sol no rota como un cuerpo rígido y presenta una rotación diferencial. En el ecuador el periodo de rotación sinódico es de $\approx 27,2$ días, aumentando hacia los polos, donde llega a ≈ 38 días.

Se utilizan diferentes métodos para medir la rotación solar a nivel fotosférico, algunos de los cuales utilizan observaciones espectroscópicas de desplazamientos Doppler en regiones del limbo solar. Otros métodos determinan los movimientos propios de trazadores superficiales tales como las manchas solares, las fáculas y la red cromosférica.

Las fáculas (“faculae”) son regiones más brillantes en los alrededores de las manchas solares y son más fáciles de observar en las cercanías del limbo solar. Son la contraparte de las playas (“plages”) visibles en observaciones de banda angosta en determinadas líneas de absorción cromosféricas.

Un efecto visible en la observación fotosférica es el fenómeno de oscurecimiento al limbo (“limb darkening”). Consiste en una apreciable disminución de la intensidad luminosa en las cercanías del limbo solar respecto del centro del disco solar. Se origina en que la dirección de visión del observador no es perpendicular a la superficie solar. Para direcciones de observación no radiales, el medio gaseoso se torna ópticamente grueso a alturas fotosféricas superiores, capas en las cuales la temperatura es bastante inferior a las capas subyacentes debido al gradiente térmico fotosférico. El fenómeno de oscurecimiento al limbo disminuye a medida que aumenta la longitud de onda de observación.

Este efecto también se produce en la observación de líneas cromosféricas.

En observaciones solares telescópicas con alta resolución angular y buenas condiciones de la atmósfera terrestre, aparece a la vista la granulación, un red de celdas o gránulos de forma poligonal separados por delgadas líneas oscuras, cuyos diámetros se encuentran entre 300 km y 2.000 km. Estos gránulos son la manifestación de las celdas de convección subyacentes a la fotosfera, en las cuales el plasma más caliente asciende por el centro de las celdas y desciende frío por sus bordes, con velocidades de circulación vertical de unos 2 km seg^{-1} . El tiempo de vida medio de estas celdas es de 10 a 20 min. Esta red de gránulos conforma una red más extensa de supergránulos, con tamaños aproximados de 30.000 km en promedio y que presentan velocidades horizontales de unos $0,5 \text{ km seg}^{-1}$ con tiempos de vida de 1 día, Foukal [2004], Zirin [1988].

Las observaciones fotosféricas que utilizan efecto Doppler, revelan oscilaciones cuasi sinusoidales con velocidades típicas de cientos de metros por segundo y periodos típicos de aproximadamente 5 min. Estas oscilaciones permite estudiar ciertas características del interior solar, técnica que se ha dado en llamar Heliosismología. Además, las observaciones Doppler de las líneas del espectro de Fraunhofer en la cercanías del limbo solar permiten medir con relativa precisión la velocidad de rotación solar como función de la latitud. La Heliosismología ha revelado que la rotación solar también es función de la coordenada radial y las velocidades diferenciales de rotación convergen en la base de la región de convección, zona que se denomina Tacoclina, Carroll and Ostlie [2007].

A.2. La cromosfera

Directamente sobre la fotosfera se encuentra la cromosfera. Esta es la primera capa de la atmósfera solar donde la temperatura inicialmente decae en dirección radial hasta unos 4.000 K para luego volver a aumentar hasta unos 25.000 K, Stix [2004]. A partir

de la temperatura de su límite superior se estima que la cromosfera tiene un espesor de unos 2.000 km. Debido a que es ópticamente transparente, solo es visible a simple vista al comienzo y final de un eclipse total de Sol, cuando por unos instantes aparece con tonalidades rojizas sobre el limbo solar. Sobre el disco solar solo puede ser observada mediante instrumentos monocromadores, en el centro de algunas líneas de emisión cromosféricas muy intensas en el rango visible y UV cercano. Las líneas cromosféricas más intensas son la línea ionizada del CaII, H y K, ubicada alrededor de $\lambda = 390$ nm y la del MgII, H y K, en $\lambda = 280$ nm. Estas líneas muestran un pico de emisión en su centro, que se supone originado en una inversión del gradiente de temperatura con la altura. $H\alpha$ en la serie de Balmer, $\lambda = 656,3$ nm, conjuntamente con CaII K han sido tradicionalmente utilizadas para observar la cromosfera desde observatorios en tierra. En estas líneas la cromosfera aparece altamente estructurada, mostrando formaciones que tienen rasgos característicos tales como las espículas, las prominencias, los filamentos, la red cromosférica y las playas, entre otras.

Las espículas (“spicules”) son estructuras pequeñas y transitorias de forma tubular que se extienden hasta considerable altura en forma de chorros. Sus tamaños típicos son de unos 2.000 km de diámetro y alturas que pueden alcanzar los 15.000 km.

La red cromosférica (“chromospheric network”) es un patrón cuasi regular de zonas más brillantes a modo de red que está asociada a los límites de los supergránulos fotosféricos. Se supone originada en la concentración de campo magnético en los bordes de las celdas de convección subfotosféricas.

Los filamentos (“filaments”) y las prominencias (“prominences”), también llamadas protuberancias, responden al mismo tipo de estructura. Se refieren como filamentos cuando son observadas sobre el disco solar en $H\alpha$, con apariencia más oscura que sus alrededores, y como prominencias o protuberancias cuando se ven más allá del limbo solar, de apariencia brillante sobre el fondo del cielo oscuro. Son formaciones alargadas y ex-

tensas que pueden llegar a tener hasta 50.000 km de longitud y son atribuibles a nubes densas de plasma cromosférico frío que están suspendidas a niveles de la corona solar, sostenidas por tubos de flujo magnético.

Las fibrillas (“fibrils”) son formaciones filamentosas oscuras que tiende a alinearse con líneas de campo magnéticos y que están conectadas o forman parte de filamentos, curvándose hacia ellos o alineándose con su eje. Se trataría de estructuras asociadas a las de los campos magnéticos y serían similares a las motas oscuras (“dark mottles”).

Las playas (“plages”) son formaciones brillantes que rodean las manchas solares, están asociadas con concentraciones del campo magnético.

Los “spray” son prominencias transitorias formadas por la explosión de material cromosférico elevado y que deviene en fragmentos que vuelan en distintas direcciones. Solo se producen en fulguraciones muy intensas.

Las “surge” son prominencias transitorias producidas por fulguraciones o AR muy activas. Tienen el aspecto de chorros de plasma colimados elevándose de la superficie y que tienden a caer siguiendo líneas de campo magnético, o a desaparecer.

Desde el espacio es posible observar la cromosfera fuera del espectro de luz visible, particularmente en longitudes de onda más cortas, donde emiten muchas especies ionizadas. Por debajo de $\lambda = 160$ nm el continuo se forma a alturas por encima de la fotosfera. En esta región del espectro muchas líneas son ópticamente finas en su centro y por consiguiente más fáciles de analizar, Solanki and Hammer [2001].

A.3. La región de transición

La región de transición separa dos regiones de la atmósfera solar con regímenes de temperatura muy diferentes, la cromosfera y la corona. En ella la temperatura crece de 10^4

K (cromosfera), hasta unos 10^6 K (baja corona). Esta interfaz térmica es delgada, pero muy estructurada y muy dinámica, Solanki and Hammer [2001]. La región de transición es tan delgada que puede representarse como una discontinuidad en la temperatura y por consiguiente en la densidad local del medio, Stix [2004], ver Fig. A.2. Es observable en la zona del espectro correspondiente al ultravioleta (UV), entre 50 y 160 nm, donde son visibles numerosas líneas de absorción y emisión originadas en especies ionizadas tales como CIV, OIV y SiIV, que se encuentran en varios regímenes de temperatura. La temperatura en esta región se determina fundamentalmente considerando la temperatura de ionización de estas especies.

El incremento de la temperatura en la región va acompañado de un decremento en la densidad para mantener un balance de presiones, incluida la presión magnética local. La temperatura, la densidad y la presión dependen principalmente de los estados de ionización del H. A las temperaturas de la región de transición el H se encuentra ionizado y es difícil de observar. Al igual que en la cromosfera no existe “local thermal equilibrium” (LTE) ya que los tiempos involucrados en alcanzar el equilibrio estadístico son largos comparados con los tiempos hidrodinámicos debido a la presencia de ondas y onda de choque.

No se puede precisar estrictamente la altura en la que comienza y termina la región de transición ya que solo puede definirse en términos de la temperatura. La región no es homogénea y está estructurada por los campos magnéticos. Además su estructura acompaña y se mueve de acuerdo a las diferentes formaciones provenientes de la cromosfera, tales como las espículas y los filamentos. Observaciones en el “Extreme ultraviolet radiation” (EUV), muestran que existen zonas localizadas sobre las líneas de la red cromosférica, donde existen chorros ascendentes de plasma a velocidades de cientos de km seg^{-1} , los cuales pueden atribuirse a ondas MHD desplazándose hacia la corona.

La región de transición tiene la capacidad de irradiar energía más eficientemente que la

corona y en ella la energía se transmite principalmente por conducción. Por esta razón el flujo de calor va desde la corona hacia la cromosfera.

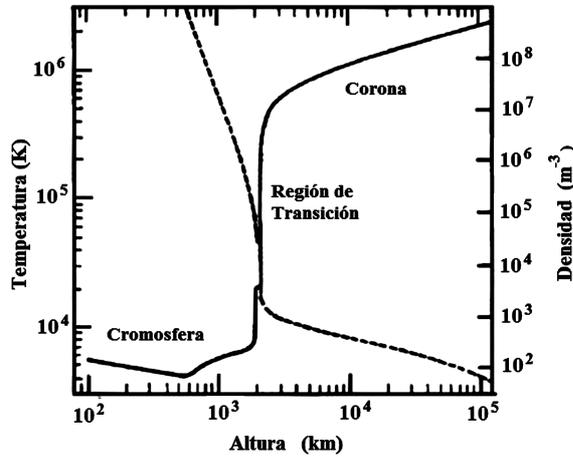


Figura A.2: Temperatura y densidad en la región de transición (de Foukal [2004]).

A.4. La corona solar

La corona solar se extiende sobre la región de transición hasta el espacio interplanetario. Es de muy baja densidad, desde $n = 1 \times 10^3 \text{ m}^{-3}$ en la baja corona en regiones tranquilas, decayendo a $n = 1 \text{ m}^{-3}$ a $1 R_{\odot}$. Su temperatura alcanza $3 \times 10^6 \text{ K}$ por lo que el plasma que la conforma está completamente ionizado, Aschwanden [2005]. Los mecanismos de calentamiento que expliquen las altas temperaturas presentes en la corona todavía no se conocen en profundidad.

Las emisiones coronales son débiles, con intensidades menores de las fotosféricas en un factor de 10^{-6} . Esto hace que la corona solo sea visible durante los eclipses totales de Sol.

La corona es visible en luz blanca, debido a la dispersión de Thomson de la radiación fotosférica en los electrones coronales libres, y en longitudes de onda EUV y rayos X.

Muchas de las formaciones presentes en la corona solo son visibles desde instrumentos situados en el espacio.

La apariencia de la corona varía con el ciclo solar y es, en general, no homogénea y asimétrica. En épocas de mínimo de actividad solar la corona se encuentra mayormente acotada a las regiones ecuatoriales y en épocas de máximo abarca todas las latitudes solares. Está altamente estructurada en su región inferior debido a la presencia de campos magnéticos.

La emisión coronal exhibe varias componentes, a saber, Foukal [2004]:

- Emisión coronal K , o de continuo: Se origina en la dispersión de luz fotosférica por los electrones libres presentes en la corona. Es dominante desde el limbo solar hasta $\approx 2 R_{\odot}$. Las altas velocidades de los electrones coronales hace que las líneas de absorción del espectro de Fraunhofer se diluyan en el continuo siendo indetectables, salvo en las líneas más intensas del Ca H y K. Su intensidad decae dos órdenes de magnitud desde las cercanías de la cromosfera hasta 1 ó 2 R_{\odot} . Las emisiones están polarizadas en dirección paralela al limbo solar.
- Emisión coronal E , o de emisión: Se origina en la emisión espectral generada por transiciones prohibidas de elementos pesados como C, N, Ca, Fe y O, los cuales se encuentran altamente ionizados debido a las altas temperaturas coronales. Sólo se observa en las regiones de baja corona ya que su intensidad es proporcional a n^2 . Las líneas de emisión más conocidas en el rango visible son la línea verde del FeXIV, $\lambda = 530,3$ nm, la línea roja del FeX, $\lambda = 637,4$ nm y la línea amarilla del CaXV, $\lambda = 569,4$ nm. Sin embargo, las líneas de emisión de los iones más abundantes se encuentran en las regiones UV y de rayos X del espectro.
- Emisión coronal F , o de Fraunhofer: Se origina en luz fotosférica difractada por las partículas de polvo presentes en el medio coronal, las que en general no tienen

altas velocidades. Domina a partir de $2,5 R_{\odot}$ y su emisión conserva las líneas de Fraunhofer del espectro fotosférico. No se encuentra polarizada.

- Emisión coronal T , o térmica: Se debe a la radiación térmica que emiten las partículas de polvo presentes en el medio coronal y presenta un espectro continuo en el infrarrojo.

Las componentes F y K de la emisión coronal muestran un espectro continuo y conforman lo que se denomina la corona en luz blanca. Se distinguen entre sí por la presencia o ausencia de las líneas del espectro de Fraunhofer. La corona K es visible desde Tierra sólo durante eclipses o mediante el uso de coronógrafos situados en la montaña a grandes alturas y con cielos extremadamente limpios. La corona F es visible al ojo humano al amanecer o atardecer en condiciones favorables, lo que habitualmente se conoce como luz zodiacal. La componente E es solo detectable mediante técnicas de espectroscopia de banda angosta.

Las estructuras coronales más visibles son las siguientes, Aschwanden [2005]:

- Flujos coronales (“coronal streamers”): son estructuras que se extienden desde la baja corona hasta alturas de 1 a $2 R_{\odot}$. Son enormes formaciones alargadas que persisten durante tiempos prolongados. Su presencia varía a lo largo del ciclo solar, estando confinados a regiones cercanas al ecuador solar en periodos de mínima actividad y siendo visibles en cualquier latitud, incluso las regiones polares, en épocas de máximo. Una subclase de estos flujos son los denominados “Helmet streamers”, los cuales están conectados a regiones activas y centrados sobre prominencias o filamentos. En su parte inferior contienen líneas de campo magnético cerradas cruzando líneas neutras. Luego se expanden en forma radial tomando una apariencia alargada y terminando en un flujo de plasma casi rectilíneo.

- Galerías de bucles magnéticos (“loop arcades”): son estructuras conformadas por varios arcos magnéticos y que suelen tener poca amplitud lateral. Están generalmente alineados perpendicularmente a líneas neutras de campo fotosférico y anclados a dos regiones de polaridades magnéticas opuestas. Constituyen áreas de líneas de campo cerradas, donde el plasma coronal está limitado a fluir a lo largo de estos bucles magnéticos. Persisten horas o días aunque pueden llegar a durar semanas.
- Bucles posfulguración (“postflare loops”): son visibles en rayos X luego de los procesos de evaporación cromosférica que suceden a una fulguración. Estos bucles siguen la forma de los dipolos magnéticos formados en los procesos de reconexión magnética de las fulguraciones. Tienen tamaños de decenas de Mm, con duraciones desde minutos hasta horas.
- Galerías de bucles múltiples (“multiple arcades”): se originan cuando existen múltiples líneas neutras fotosféricas que conforman estructuras magnéticas de tipo cuadrupolar.
- Bucles tipo cúspide (“cusp-shaped loops”): son bucles con un forma tipo cresta o cúspide. Indican la presencia de algún proceso dinámico que modifica la forma típica dipolar de los bucles coronales.
- Chorros de rayos X blandos (“soft X-ray jets”): tienen forma de estructuras alargadas que crecen en forma radial a velocidades de $\approx 30 \text{ km seg}^{-1}$, hasta alturas de 200 Mm. Son visibles hasta que decaen o se eyecta la estructura que les da origen.
- Agujeros coronales (“coronal holes”): son regiones que aparecen más oscuras en EUV y rayos X. Están dominados por líneas abiertas de campo magnético, con un extremo anclado a la superficie solar y el otro extendiéndose en el espacio interplanetario, por lo que permiten al plasma fluir en forma radial y conformar

el denominado viento solar rápido. Habitualmente aparecen en las regiones polares, extendiéndose a otras latitudes en el periodo de mínimo de actividad solar, pudiendo llegar a cubrir un 15 % de la superficie solar.

- Plumas polares (“polar plumes”): Son estructuras finas y de emisión débil. Se asocian a líneas de campo magnético abiertas originadas en las regiones polares. Aparecen durante épocas de mínimo solar y en general se desvían notablemente de la dirección radial, inclinándose hacia latitudes más bajas.
- Eyecciones coronales de masa, CME (“coronal mass ejections”): son erupciones de masa hacia el espacio interplanetario que transcurren en periodos de tiempo de minutos a horas y que se originan en liberaciones de energía magnética de gran escala. El material eyectado es el plasma inicialmente contenido en las líneas cerradas de campo magnético coronal. Este plasma en general es caliente y está casi totalmente ionizado, aunque ocasionalmente las CME contienen material frío, en bajos estados de ionización, proveniente de filamentos o protuberancias. La mayor parte de este material abandona el Sol y se propaga a través de la heliosfera como nubes interplanetarias de plasma. Las CME tienen formas variadas y contribuyen con un $\approx 10\%$ del flujo de masa total del viento solar medido cerca del plano de la eclíptica.

A.4.1. El viento solar

El campo magnético solar domina la topología y la dinámica de la corona solar. El plasma coronal puede fluir libremente a lo largo de líneas de campo y está inhibido de hacerlo transversalmente a estas líneas. En la corona solar pueden encontrarse dos tipos de topologías de campo magnético: abiertas o cerradas.

- Regiones abiertas: Siempre existen en las cercanías de los polos y en ocasiones

pueden extenderse hacia el ecuador. Conectan el campo magnético de la superficie solar con el campo interplanetario. Son la fuente del denominado “viento solar rápido”, con velocidades $v \approx 800 \text{ km seg}^{-1}$, que es un flujo de plasma conformado principalmente por electrones, protones, iones pesados y partículas α .

- Regiones cerradas: Exhiben mayormente líneas de campo cerradas en la baja corona hasta $\approx 1 R_{\odot}$, las cuales se abren a alturas mayores y eventualmente se conectan con la heliosfera. Estas regiones son la fuente del “viento solar lento”, con velocidades $v \approx 400 \text{ km seg}^{-1}$, Aschwanden [2005]. El confinamiento del plasma a los arcos magnéticos comienza a ser débil por encima de $1 R_{\odot}$ ya que la presión magnética decrece con la altura, no así la presión térmica del plasma.

Dos tipos adicionales de viento solar aparecen en épocas de gran actividad solar:

- Viento solar lento de tipo máximo: emerge de grandes áreas distribuidas sobre el Sol. Contiene el doble del contenido de He que el viento lento que ocurre durante las épocas de mínima actividad solar.
- Nubes de plasma: son liberadas en grandes erupciones y se distinguen por su alto contenido de He, hasta del 30 % del total. Estas nubes contribuyen en un 10 % en promedio del flujo total del viento solar durante las épocas de máximo solar.

A.5. Magnetismo solar

El campo magnético solar es complejo y altamente variable. Las manchas solares son la evidencia de la variabilidad del magnetismo solar, las cuales tienen duraciones de días o semanas.

Las manchas solares usualmente aparecen de a pares o en grupos. El campo magnético subfotosférico que emerge en una mancha debe retornar por otra, por lo que siempre presentan polaridades de campo opuestas.

La presencia de manchas solares está relacionada con los movimientos convectivos debajo de la superficie solar. Un grupo de manchas se encuentra rodeado por una región de campo magnético moderado (≈ 100 Gauss), que es más brillante y caliente que sus alrededores.

En largos periodos de tiempo, la cantidad de manchas solares muestra un patrón cuasi periódico de alrededor de 11 años denominado “ciclo solar”, el que fue descubierto por Schwabe en 1844. Este ciclo comienza con la aparición de manchas a latitudes medias (30° a 40°), en ambos hemisferios solares y con polaridades invertidas. Estas manchas tienen duraciones limitadas, pero nuevas manchas y grupos de manchas aparecen en forma creciente cada vez más cerca del ecuador solar. La tasa de aparición de nuevas manchas llega a un máximo, a partir del cual comienza a decrecer, llegando a un mínimo de actividad en el cual prácticamente no son visibles.

Hale infirió en 1919 el “ciclo magnético solar” de 22 años y la “ley de polaridad” de las manchas que se resume en las siguientes reglas:

- La orientación magnética de los pares de manchas en grupos bipolares se mantienen en cada hemisferio durante cada ciclo de 11 años.
- Los grupos de manchas bipolares tienen orientaciones magnéticas invertidas en cada hemisferio.
- La orientación de los grupos de manchas bipolares se invierte entre un ciclo solar y el siguiente.

Si bien este comportamiento de la actividad solar es repetitivo, muestra gran variabilidad

y es difícil de predecir, Francile and Luoni [2010]. Mediciones sistemáticas del ciclo solar fueron introducidas por Wolf en 1848 mediante un índice R que indica el número relativo de manchas solares y que se determina como:

$$R = k(10g + f) \tag{A.5}$$

donde g es el número de grupos de manchas y f es el número total de manchas. En esta expresión una mancha aislada se cuenta como un grupo y k es una constante de calibración que da cuenta de las particulares condiciones de observación de cada observatorio.

Dado que R es proporcional al área solar cubierta por manchas, es una indicación indirecta del flujo magnético presente en el hemisferio solar visible. Si bien este parámetro ha sido determinado sistemáticamente desde 1848, se han podido reconstruir datos a partir de 1610. La evolución del ciclo de manchas muestra ciertos periodos de varios años con una actividad menor, los que se han dado en denominar mínimos de Spoorer, Maunder y Dalton. La presencia de estos mínimos sugiere la existencia de un ciclo más largo, de 80 años, superpuesto al de 11 años y que se denomina ciclo de Gleissberg.

La evolución de las manchas solares indica la presencia de un campo magnético tipo toroidal debajo de la superficie solar. También existe un campo de tipo poloidal, por lo que el campo magnético solar es la suma de estas dos componentes.

El comportamiento oscilatorio del campo magnético solar que se invierte o alterna sus componentes toroidal y poloidal cada 22 años sugiere la presencia de un mecanismo de tipo dínamo, capaz de generar este campo oscilatorio auto excitado a partir de un campo magnético fósil remanente del existente en los orígenes de la estrella. La explicación teórica de este mecanismo es compleja y ha dado lugar a varias teorías sobre el “dínamo solar”.

APÉNDICE B

Fundamentos de Magnetohidrodinámica, MHD

La atmósfera solar está constituida de gas en estado de plasma debido a su alta temperatura, donde este gas está parcial o totalmente ionizado con un gran número de cargas libres. Los electrones y los núcleos atómicos no están atados y se mueven libremente como un fluido, con alta conductividad eléctrica y en estado de cuasi neutralidad. Este fluido exhibe un comportamiento colectivo debido a que, además de las interacciones entre partículas de corto alcance por colisiones, las interacciones electromagnéticas entre partículas actúan a grandes distancias ya que las cargas no ligadas son afectadas por los campos generados por las demás, Goedbloed and Poedts [2004].

El estudio del plasma se aborda a partir de tres modelos teóricos:

- El movimiento de partículas individuales cargadas en ambientes con campos eléctricos y magnéticos.
- La teoría cinética aplicada a un conjunto de partículas, la cual describe los plasmas de manera microscópica mediante funciones de distribución.
- La teoría de aproximación de fluidos aplicada a partículas cargadas en ambientes con campos electromagnéticos, la cual describe los plasmas en término de cantidades macroscópicas promedio, tales como la densidad, la temperatura, la presión y la velocidad de transporte de masa.

Este último modelo es el que aquí se describe y es aplicable bajo la condición de que el camino libre medio de las interacciones entre partículas sea despreciable frente a las longitudes características de los fenómenos bajo estudio.

El parámetro que permite distinguir entre comportamiento colectivo o individual del fluido para cada caso particular es la longitud de Debye λ_D que se expresa como:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}} \quad (\text{B.1})$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío, k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura, n_e es la densidad de electrones y e es la carga del electrón.

Este parámetro indica la propiedad del plasma de apantallar los potenciales eléctricos ya que a una distancia mayor que la longitud de Debye no puede identificarse el potencial generado por una carga eléctrica particular.

Para un gas ionizado en el cual l representa la dimensión característica del sistema bajo estudio, se debe asegurar que $l \gg \lambda_D$ y que el número de partículas dentro de una esfera de radio λ_D sea grande para que el gas exhiba características de plasma, con un comportamiento colectivo.

En el caso de un plasma en equilibrio termodinámico podemos suponer que su densidad es homogénea, la distribución de velocidades de sus partículas es isotrópica y hay equipartición de la energía. Si el gas es una mezcla de dos especies habrá una equipartición de la energía promedio por grado de libertad. Se puede atribuir al gas una temperatura que es proporcional a la energía cinética media de las partículas por unidad de volumen, la cual se puede derivar de la distribución de velocidades.

Una característica de la atmósfera solar es la presencia de campos magnéticos generados por los movimientos del plasma que constituye toda la estrella. Por lo tanto su

tratamiento corresponderá al de un plasma magnetizado. El análisis de un plasma de estas características es complejo pues deben acoplarse las ecuaciones de la mecánica de fluidos con las del electromagnetismo.

La herramienta utilizada para describir en forma aproximada la mayoría de los fenómenos en un plasma magnetizado es la Magnetohidrodinámica (MHD), la cual es un conjunto de ecuaciones derivadas de las fórmulas de aproximación de fluidos bajo ciertas simplificaciones.

B.1. Ecuaciones de la MHD

Las ecuaciones de la MHD se obtienen a partir de acoplar las ecuaciones del electromagnetismo con las de la dinámica de fluidos. Las ecuaciones del electromagnetismo que describen los campos en relación a sus fuentes son las siguientes:

Ley de inducción de Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{B.2})$$

Ley de Ampère-Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{B} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{B.3})$$

Ley de Gauss

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_q}{\epsilon_0} \quad (\text{B.4})$$

Ausencia de Monopolos Magnéticos

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{B.5})$$

donde \mathbf{E} y \mathbf{B} son los campos eléctrico y de inducción magnética, μ_0 y ϵ_0 son las constantes

de permeabilidad magnética y permitividad del vacío, y ρ_q y \mathbf{j} son las densidades de carga y corriente eléctrica respectivamente. La velocidad de la luz en el vacío surge de las constantes μ_0 y ϵ_0 como $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Las ecuaciones que describen la evolución de la densidad $\rho(\mathbf{r}, t)$ y presión $p(\mathbf{r}, t)$ en un fluido son las siguientes:

Continuidad (conservación de masa)

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) = 0 \quad (\text{B.6})$$

Evolución de la presión (o balance, conservación energía)

$$\frac{Dp}{Dt} + \gamma p\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \gamma p\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{B.7})$$

Donde \mathbf{u} es la velocidad del fluido y γ es el coeficiente de dilatación adiabática o factor de expansión isentrópica, obtenido del cociente entre los calores específicos a presión constante y volumen constante.

$\frac{D}{Dt}$ es la derivada material en movimiento con el fluido, que tiene la expresión general:

$$\frac{D^*}{Dt} = \frac{\partial^*}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla^* \quad (\text{B.8})$$

donde $*$ es alguna propiedad del fluido.

El acoplamiento entre la descripción del sistema mediante los campos electromagnéticos \mathbf{E} , \mathbf{B} y la descripción mediante ρ , p se realiza con la ecuación de “Newton” que describe la fuerza aplicada sobre un elemento del fluido debida a gradientes de presión, gravedad y campos electromagnéticos:

Newton (conservación de momento)

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{F} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho_c \mathbf{E} + \rho \mathbf{g} \quad (\text{B.9})$$

A estas ecuaciones se agrega la ley de Ohm, que para un fluido perfectamente conductor se expresa como:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{B.10})$$

indicando que \mathbf{E}' se anula en un marco de referencia en movimiento con el fluido.

Para un fluido de conductividad σ :

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j} \quad (\text{B.11})$$

Para el estudio de plasmas es conveniente simplificar el análisis considerando que todas las posibles especies de iones con distintos grados de ionización pertenecen a una única clase, con carga promedio Ze y masa m_i , despreciándose la presencia de iones neutros en el caso de altas temperaturas. Esto se denomina “aproximación de dos fluidos”.

Las variables del plasma para un “fluido simple” se pueden definir mediante una combinación lineal de las de dos fluidos de la siguiente manera:

$$\rho \equiv n_e m_e + n_i m_i \quad (\text{densidad de masa}) \quad (\text{B.12})$$

$$\rho_c \equiv -e(n_e - Zn_i) \quad (\text{densidad de carga}) \quad (\text{B.13})$$

$$\mathbf{v} \equiv (n_e m_e \mathbf{u}_e + n_i m_i \mathbf{u}_i) / \rho \quad (\text{velocidad del centro de masa}) \quad (\text{B.14})$$

$$\mathbf{j} \equiv -e(n_e \mathbf{u}_e - Zn_i \mathbf{u}_i) \quad (\text{densidad de corriente}) \quad (\text{B.15})$$

$$p \equiv p_e + p_i \quad (\text{presión}) \quad (\text{B.16})$$

Una simplificación adicional consiste en aprovechar la gran diferencia de masa entre iones y electrones y suponer que las cantidades varían en distancias mucho mayores que la longitud de Debye, considerando por lo tanto que existe cuasi neutralidad, $(n_e - Zn_i) \ll n_e$. Si además las velocidades relativas entre iones y electrones son pequeñas, $|\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e| \ll v$, ρ_c y \mathbf{j} son pequeñas y se pueden despreciar el término de fuerza electrostática en la ecuación de Newton.

Bajo la suposición que las velocidades típicas del plasma $u_0 = l_0/t_0$ son no relativistas, $u_0 \ll c$, donde l_0 es la escala de longitud típica del plasma en la cual varían las magnitudes y t_0 son los tiempos involucrados, la corriente de desplazamiento en la ecuación de Ampère también se puede despreciar, dado que $|\nabla \times \mathbf{E}| \approx E/l_0$, $\partial \mathbf{B}/\partial t \approx B/t_0$, $\nabla \times \mathbf{B} \approx B/l_0$ y por lo tanto $|\nabla \times \mathbf{B}| \gg \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$. Entonces la densidad de corriente eléctrica solo es función del campo magnético y el campo eléctrico pasa a tener un rol secundario.

Las ecuaciones de la MHD se obtiene a partir de combinar las ecuaciones anteriores utilizando las aproximaciones consideradas, con la limitación de considerar campos magnéticos no demasiado intensos y variación temporal de campos lenta comparada con la frecuencia de colisiones del plasma.

B.1.1. Ecuaciones de la MHD resistiva

El siguiente conjunto de ecuaciones constituyen la aproximación MHD, considerando resistividad no nula:

Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{B.17})$$

Ecuación de movimiento

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] + \nabla p - \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (\text{B.18})$$

Conservación de la energía

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{u} = (\gamma - 1) \frac{1}{\sigma} |\mathbf{j}|^2 \quad (\text{B.19})$$

Ecuación de inducción magnética

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (\text{B.20})$$

Ausencia de monopolos magnéticos

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{B.21})$$

Ampère

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j} \quad (\text{B.22})$$

Ohm

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j} \quad (\text{B.23})$$

Se considera además al plasma con viscosidad nula, comportamiento colectivo y cuasi neutralidad, en equilibrio termodinámico local (T es única) y con permeabilidad y permitividad del medio homogéneos y resistividad constante.

Sustituyendo \mathbf{j} y \mathbf{E} de las Ec. B.22, B.23 en la ecuación de inducción magnética Ec. B.20,

esta se puede expresar como:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{B.24})$$

donde $\eta = \frac{1}{\sigma \mu_0}$ es la denominada “difusividad magnética”.

En la Ec. B.24 se puede apreciar que la evolución temporal de campo magnético depende de dos términos; un término convectivo $\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ y un término de difusión $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$. La evolución del sistema en el tiempo dependerá de cuál de ellos predomine.

Cada término de la ecuación tiene su propia escala temporal. El tiempo característico τ_m del término convectivo originado en los movimientos del plasma puede derivarse de la relación $B/\tau_m \approx u_0/l_0 B$, con lo que la escala temporal de los movimientos del fluido puede estimarse como $\tau_m \cong l_0/u_0$.

El tiempo de difusión característico τ_d se puede estimar a partir de la relación $B/\tau_d \approx \eta B/l_0^2$, con lo que las estructuras espaciales del campo se destruirán en un tiempo $\tau_d \simeq l_0^2/\eta$.

El parámetro adimensional denominado “Número de Reynolds magnético” (R_m) caracteriza este comportamiento y se define como:

$$R_m = \left| \frac{\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})}{\eta \nabla^2 \mathbf{B}} \right| \simeq \frac{u_0 l_0}{\eta} \quad (\text{B.25})$$

Valores de $R_m \ll 1$ indican que predomina el término de difusión y la ecuación de inducción magnética resulta $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \simeq \eta \nabla^2 \mathbf{B}$.

$R_m \gg 1$ indica que predomina el término convectivo por lo que la resistividad del plasma es despreciable o las dimensiones del sistema son muy grandes. En este último caso vale el teorema de Alfvén que dice que el flujo magnético a través de una superficie rodeada por una curva cerrada que se mueve con el plasma permanece constante en el tiempo.

Esto indica que las líneas de campo magnético están atadas al movimiento del plasma.

En el Sol normalmente R_m es muy grande debido a que l_0 y u_0 son grandes y el término de difusión es despreciable. Por lo tanto habitualmente se utilizan las ecuaciones de la MHD ideal que se describen a continuación.

Sin embargo el término de difusión adquiere relevancia cuando las escalas de longitud l_0 se vuelven pequeñas, como en el caso de regiones de reconexión magnética, fulguraciones u hojas de corriente.

B.1.2. Ecuaciones de la MHD ideal

Las ecuaciones de la MHD ideal surgen de considerar al plasma como un conductor perfecto ($\eta \rightarrow \infty$), con viscosidad nula, comportamiento colectivo y cuasi neutralidad, en equilibrio termodinámico local (T única) y con permeabilidad y permitividad del medio homogéneos. Estas ecuaciones son las siguientes:

Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{B.26})$$

Ecuación de movimiento

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] + \nabla p - \rho \mathbf{g} - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{B.27})$$

Conservación de la energía

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{B.28})$$

Ecuación de inducción magnética

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\text{B.29})$$

Ausencia de monopolos magnéticos

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{B.30})$$

Las ecuaciones de la MHD ideal constituyen un sistema de ocho ecuaciones no lineales en derivadas parciales que describen el comportamiento de las variables $\rho(\mathbf{r}, t)$ (densidad del fluido), $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ (velocidad del fluido), $p(\mathbf{r}, t)$ (presión) y $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ (inducción magnética).

Se complementan con las ecuaciones del gas ideal que relacionan ρ con p y T .

Ecuación de Estado

$$p = \frac{R}{\tilde{\mu}} \rho T = \frac{k_B}{m} \rho T = nk_B T \quad (\text{B.31})$$

donde R es la constante de los gases, $\tilde{\mu}$ es la masa atómica media, T es la temperatura, k_B es la constante de Boltzmann, m es la masa de las partículas y n es el número de partículas por unidad de volumen.

Si no hay conservación de energía se deben tener en cuenta los términos de balance de energía.

Ecuación de Energía

$$\rho T \frac{DS}{Dt} = -\mathcal{L} \quad (\text{B.32})$$

donde S es la entropía por unidad de masa y \mathcal{L} es la función de pérdida de energía que incluye efecto Joule, flujo de calor por conducción o radiación.

En el caso de un gas ideal toma la forma:

$$\frac{\rho^\gamma}{\gamma - 1} \frac{D}{Dt} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = -\mathcal{L} \quad (\text{B.33})$$

Las ecuaciones de la MHD ideal constituyen una herramienta fundamental para investigar los problemas físicos que se encuadran en las aproximaciones consideradas. Sin embargo la solución de las ecuaciones diferenciales en derivadas parciales bajo las condiciones de contorno y las condiciones iniciales en la geometría del problema de interés constituye un problema complejo.

B.1.3. Independencia de escala

Las ecuaciones de la MHD ideal se pueden adimensionalizar utilizando ciertas transformaciones obtenidas a partir de las unidades de longitud y tiempo.

Tomando las magnitudes características del problema, es decir, la longitud de escala l_0 , la densidad ρ_0 y el campo magnético B_0 , la unidad de tiempo se obtiene como:

$$t_0 = \frac{l_0}{c_{A0}} \quad (\text{B.34})$$

donde c_{A0} es la velocidad de Alfvén que es característica del problema y tiene la expresión:

$$c_{A0} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (\text{B.35})$$

Entonces, las variables independientes adimensionales se definen a partir de las anteriores como: $\tilde{l} \equiv l/l_0$ y $\tilde{t} \equiv t/t_0$, siendo los operadores diferenciales asociados $\tilde{\nabla} \equiv l_0 \nabla$ y $\partial/\partial \tilde{t} \equiv t_0 \partial/\partial t$.

Las variables dependientes adimensionales se obtienen como: $\tilde{\rho} \equiv \rho/\rho_0$, $\tilde{\mathbf{u}} \equiv \mathbf{u}/c_{A0}$, $\tilde{p} \equiv p/(\rho_0 c_{A0}^2)$, $\tilde{\mathbf{B}} \equiv \mathbf{B}/B_0$ y $\tilde{g} \equiv g (l_0/c_{A0}^2)$.

Las ecuaciones de la MHD ideal adimensionales resultantes son idénticas a las anteriores, salvo que no aparece la constante μ_0 :

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) = 0 \quad (\text{B.36})$$

$$\tilde{\rho} \left[\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial \tilde{t}} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{u}} \right] + \tilde{\nabla} \tilde{p} - \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{g}} - (\tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{B}}) \times \tilde{\mathbf{B}} = 0 \quad (\text{B.37})$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla} \tilde{p} + \gamma \tilde{p} \tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \quad (\text{B.38})$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial \tilde{t}} - \tilde{\nabla} \times (\tilde{\mathbf{u}} \times \tilde{\mathbf{B}}) = 0 \quad (\text{B.39})$$

B.1.4. Fuerzas en el plasma debidas al campo magnético

A partir de la ecuación de Newton considerando solo la fuerza de Lorentz y suponiendo equilibrio, la fuerza magnética puede escribirse como, Schwartz et al. [2004]:

$$\mathbf{F}_M = \frac{1}{\mu_0 (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}} = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) \quad (\text{B.40})$$

El último término de la Ec. B.40 se asemeja a un gradiente de presión, por lo que a partir de él se define la “presión magnética” como:

$$P_M = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (\text{B.41})$$

La razón entre la presión local del gas y la presión magnética es el parámetro adimensional β , el cual describe el comportamiento del plasma magnetizado:

$$\beta = \frac{p_0}{B_0^2/2\mu_0} = 2\tilde{p} = \frac{c_s^2}{c_A^2} \quad (\text{B.42})$$

donde c_s es la velocidad del sonido en el plasma, la cual tiene la expresión:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}} \quad (\text{B.43})$$

y c_A es la velocidad de Alfvén (Ec. B.35).

$\beta \gg 1$ indica que la dinámica del plasma es gobernada por el fluido, las partículas tendrán energía suficiente para escapar al confinamiento magnético y difundir a través de las líneas de campo.

$\beta \ll 1$ indica que la dinámica del plasma es gobernada por el campo magnético, los electrones e iones estarán confinados a la estructura del campo magnético.

β también puede expresarse como, Aschwanden [2005]:

$$\beta = \frac{2\xi n_e k_B T_e}{B^2 / 8\pi} \quad (\text{B.44})$$

donde ξ es el factor de ionización ($\xi = 1$ en la corona y $\xi = 0,5$ en la cromosfera), k_B es la constante de Boltzman, B es la intensidad de campo magnético expresada en [Gauss], n_e es la densidad de electrones expresada en [cm^{-3}] y T_e es la temperatura expresada en [K].

En la atmósfera solar, $\beta > 1$ en la cromosfera y en la alta corona, siendo $\beta < 1$ en la baja corona ($r \leq 0,2 R_\odot$) lo que indica que en esta región el plasma está mayormente confinado a la estructura de los campos magnéticos presentes. Sin embargo, pueden existir regiones localizadas donde el campo sea débil y por lo tanto no se cumpla esta condición.

El primer término de la fuerza magnética (Ec. B.40) no es nulo si el campo varía en la dirección del vector de inducción magnética \mathbf{B} y se puede considerar como la resultante de tensiones de tracción que actúan a lo largo de las líneas de campo. El campo

magnético introduce un esfuerzo en el plasma que contribuye a la tensión en el fluido conductor.

Sea \mathbf{R}_c un vector trazado desde el centro de curvatura de una línea de campo magnético hasta la línea propiamente dicha. Operando sobre la Ec. B.40 se obtiene la siguiente expresión:

$$\mathbf{F}_M = -\nabla_{\perp} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) - \frac{B^2}{\mu_0} \frac{\mathbf{R}_c}{R_c^2} \quad (\text{B.45})$$

donde ∇_{\perp} indica gradiente en dirección perpendicular al campo.

La Ec. B.45 muestra que la fuerza magnética se puede resolver en dos componentes. La primera componente es una fuerza de magnitud $B^2/(2\mu_0)$ y que actúa si el campo tiene gradiente en esa dirección, en sentido de mayor campo a menor campo. La otra componente es una fuerza hacia el centro de curvatura instantáneo del campo y que depende de la magnitud del mismo, siendo el equivalente físico de una fuerza de tensión que actúa a lo largo de las líneas de campo.

B.2. Propagación de ondas en plasmas magnetizados

En la aproximación MHD es posible obtener diferentes tipos de ondas que se originan en perturbaciones del campo de velocidades y del campo magnético, así como de la densidad y la presión. Estas ondas son viables debido a la acción de fuerzas de restitución tales como la fuerza de Lorentz, el gradiente de presión o la gravedad. En la MHD ideal no aparecen las ondas electromagnéticas debido a que desprecia el efecto de la corriente de desplazamiento, Parnell [2010].

B.2.1. Ondas de sonido

Las ondas de sonido se obtienen de las ecuaciones de la MHD a partir de considerar despreciables el campo magnético, la viscosidad y la fuerza de gravedad. Las ecuaciones resultantes bajo estas suposiciones serán las siguientes:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{continuidad}) \quad (\text{B.46})$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p \quad (\text{movimiento}) \quad (\text{B.47})$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (\text{estado adiabático}) \quad (\text{B.48})$$

Para hacer lineales las ecuaciones, se consideran valores constantes no perturbados de las magnitudes físicas, a las cuales se les suman luego perturbaciones pequeñas. Se considera además una velocidad del plasma no perturbado nula, $\mathbf{u}_0 = 0$. Entonces:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(\mathbf{r}, t) \quad p = p_0 + p_1(\mathbf{r}, t) \quad \mathbf{u} = \mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t)$$

El subíndice 0 indica magnitudes no perturbadas y el subíndice 1 perturbaciones.

Reemplazando en las ecuaciones y operando se obtiene una ecuación de onda de la forma:

$$\nabla^2 p_1 - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{B.49})$$

donde c_s es la velocidad del sonido en el gas (Ec. B.43).

La presión p_0 puede asimilarse a la presión térmica p_{th} que se calcula como:

$$p_{th} = 2n_e k_B T_e \quad (\text{B.50})$$

La solución de la ecuación de onda de la Ec. B.49 tiene la forma general:

$$p_1 = p_{1m} e^{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \quad (\text{B.51})$$

A partir de obtener la relación de dispersión $\omega = f(k)$, resulta que $\omega^2 = c_s^2 k^2$ con lo cual la onda se desplaza de manera similar en todas las direcciones con velocidad de fase c_s .

La velocidad será:

$$\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_{1m} e^{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$$

de donde se desprende que $\mathbf{u} \parallel \mathbf{k}$ y las ondas de sonido son ondas de compresión longitudinales del gas.

B.2.2. Ondas de Alfvén

Se originan en perturbaciones del campo magnético, donde la presión y tensión magnéticas actúan como fuerzas restauradoras. Las ecuaciones de la MHD considerando solo las contribuciones debidas al campo de inducción magnética \mathbf{B} son las siguientes:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{continuidad}) \quad (\text{B.52})$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{movimiento}) \quad (\text{B.53})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\text{inducción}) \quad (\text{B.54})$$

En un estado estacionario con magnitudes ρ_0 , \mathbf{B}_0 constantes y velocidad $\mathbf{u}_0 = 0$, al cual se suman las perturbaciones ρ_1 , \mathbf{B}_1 y \mathbf{u}_1 , se tiene que:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{u} = \mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t)$$

Linealizando las Ec. B.52, B.53, B.54 y suponiendo un proceso adiabático se obtienen las siguientes expresiones:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}_1) \quad (\text{B.55})$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0 \quad (\text{B.56})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (\text{B.57})$$

Operando adecuadamente se obtiene la siguiente ecuación diferencial de onda:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}_1}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_0} [\nabla \times \nabla \times (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_0)] \times \mathbf{B}_0 \quad (\text{B.58})$$

cuya solución tiene la forma de ondas planas monocromáticas para \mathbf{u}_1 y \mathbf{B}_1 :

$$\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_{1m} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_{1m} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (\text{B.59})$$

Teniendo en cuenta la condición de divergencia nula del campo, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, se deduce que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0$, con lo cual las ondas de Alfvén se propagan perpendicularmente al campo magnético.

Reemplazando las soluciones de la Ec. B.59 en la Ec. B.58 y operando se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \omega^2 \mathbf{u}_1 + \frac{1}{\mu_0 \rho_0} [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)(\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{B}_0) - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) B_0^2] \mathbf{k} + \\ + \frac{1}{\mu_0 \rho_0} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) \mathbf{B}_0 - \frac{1}{\mu_0 \rho_0} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)^2 \mathbf{u}_1 = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.60})$$

Utilizando la velocidad de Alfvén (Ec. B.35) la Ec. B.60 puede expresarse de la siguiente

manera:

$$\omega^2 \mathbf{u}_1 + [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{c}_A)(\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{c}_A) - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1)c_A^2] \mathbf{k} + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{c}_A)(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1)\mathbf{c}_A - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{c}_A)^2 \mathbf{u}_1 = 0 \quad (\text{B.61})$$

Multiplicando la Ec. B.61 en forma escalar por \mathbf{B}_0 se obtiene que $\omega^2 (\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{B}_0) = 0$, con lo que los vectores \mathbf{u}_1 y \mathbf{B}_0 son perpendiculares entre sí.

Multiplicando en forma escalar la ecuación Ec. B.61 por \mathbf{k} y aplicando las condiciones anteriores se obtiene la siguiente ecuación:

$$(\omega^2 - k^2 c_A^2) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) = 0 \quad (\text{B.62})$$

Es esta ecuación pueden anularse ambos términos dando lugar a dos tipos de ondas, la de compresión para el primer término y la de corte para el segundo.

B.2.3. Ondas de Alfvén de corte

Se obtienen de considerar $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1 = 0$, por lo que estas ondas son transversales. Por tratarse de una onda plana monocromática, esta condición implica que $\nabla \cdot \mathbf{u}_1 = 0$. Además, de la ecuación de continuidad (Ec. B.55), se desprende que no hay cambios en la densidad y la presión. Por lo tanto son ondas incompresibles. Tanto \mathbf{u}_1 como \mathbf{B}_1 son perpendiculares al vector de onda.

Haciendo uso las igualdades anteriores en la ecuación Ec. B.61 se obtiene que:

$$[\omega^2 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{c}_A)^2] \mathbf{u}_1 = 0 \quad (\text{B.63})$$

de donde se obtiene la relación de dispersión (ver Fig. B.1):

$$\omega = \pm k |c_A| \cos \theta \quad (\text{B.64})$$

De la ecuación de inducción (Ec. B.54) y teniendo en cuenta que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1 = 0$, se obtiene la ecuación que describe la evolución del campo magnético:

$$\omega \mathbf{B}_1 = \mathbf{u}_1 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) - \mathbf{B}_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) \quad (\text{B.65})$$

y como $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1 = 0$, operando se obtiene que:

$$\mathbf{u}_1 = \pm \frac{\mathbf{B}_1}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (\text{B.66})$$

con lo que \mathbf{u}_1 y \mathbf{B}_1 son colineales.

La velocidad de grupo es $\mathbf{u}_g = \pm \mathbf{c}_A$ de modo que su energía se propaga en dirección de \mathbf{B}_0 para cualquier \mathbf{k} . Se trata de una onda no dispersiva, (ver Fig. B.1).

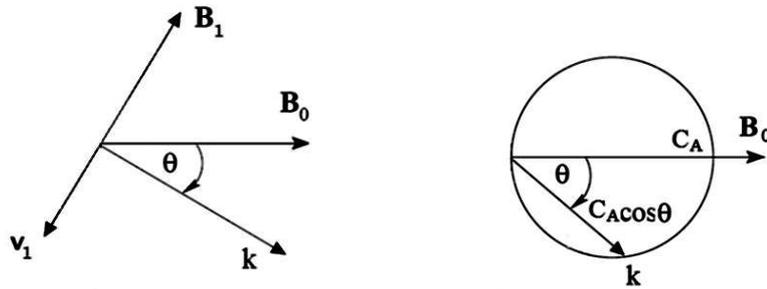


Figura B.1: Onda de Alfvén de Corte. Izquierda: relación entre vectores: Derecha: relación de dispersión.

B.2.4. Ondas de Alfvén de compresión

Se obtiene a partir de anular el término $(\omega^2 - k^2 c_A^2)$ en la Ec. B.62. En este caso hay compresión, con lo que ρ_1 y p_1 son distintos de cero. A partir de la ecuación Ec. B.60 se puede deducir que \mathbf{u}_1 , \mathbf{B}_0 y \mathbf{k} se encuentran sobre un plano.

De la ecuación de inducción Ec. B.57 resulta:

$$\mathbf{B}_1 = \frac{-(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{u}_1 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) \mathbf{B}_0}{\omega} \quad (\text{B.67})$$

con lo que \mathbf{B}_1 se encuentra en el mismo plano que \mathbf{u}_1 , \mathbf{B}_0 y \mathbf{k} .

Este tipo de onda se propaga de igual manera en todas direcciones tal como las ondas de sonido, con $\mathbf{B}_1 \perp \mathbf{k}$ y $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{u}_1$ (ver Fig. B.2). La velocidad de fase y grupo coinciden y tienen la dirección del vector de onda.

$$\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_g = \pm c_A \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \quad (\text{B.68})$$

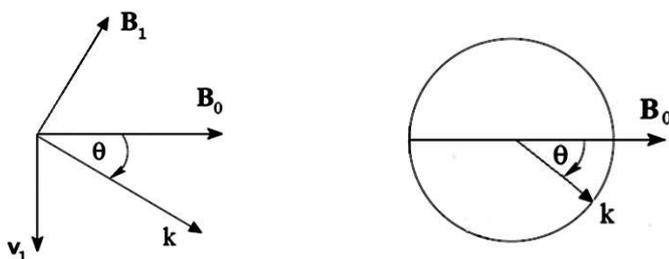


Figura B.2: Onda de Alfvén de Compresión. Izquierda: relación entre vectores: Derecha: relación de dispersión.

B.2.5. Ondas magnetoacústicas

Se deducen de considerar el término de presión además del término del campo magnético en la ecuación de movimiento Ec. B.27:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0}(\mathbf{v} \nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (\text{B.69})$$

El sistema linealizado de ecuaciones es el siguiente:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}_1) \quad (\text{B.70})$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 + \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0 \quad (\text{B.71})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (\text{B.72})$$

$$p_1 = \frac{\gamma p_0 \rho_1}{\rho_0} = c_s^2 \rho_1 \quad (\text{B.73})$$

Proponiendo como soluciones ondas planas monocromáticas para todas las variables:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{u}_{1m} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, & \mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{B}_{1m} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \\ p_1(\mathbf{r}, t) &= p_{1m} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, & \rho_1(\mathbf{r}, t) &= \rho_{1m} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \end{aligned} \quad (\text{B.74})$$

y reemplazando estas soluciones (Ec. B.74) en el sistema linealizado, se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$-\omega p_1 + \rho_0(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) = 0 \quad (\text{B.75})$$

$$-\rho_0 \omega \mathbf{u}_1 + \mathbf{k} p_1 + \frac{1}{\mu_0}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{B}_1 + \frac{1}{\mu_0}(\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{k} = 0 \quad (\text{B.76})$$

$$-\omega \mathbf{B}_1 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{u}_1 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1) \mathbf{B}_0 = 0 \quad (\text{B.77})$$

$$p_1 - c_s^2 \rho_1 = 0 \quad (\text{B.78})$$

Combinando las ecuaciones anteriores se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
-\rho_0\omega\mathbf{u}_1 = & -\frac{\rho_0c_s^2}{\omega}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1)\mathbf{k} - \frac{1}{\mu_0}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0)\left[\frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0)}{\omega}\mathbf{u}_1 - \frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1)}{\omega}\mathbf{B}_0\right] + \\
& + \frac{1}{\mu_0}\left[\frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0)}{\omega}(\mathbf{B}_0\cdot\mathbf{u}_1)\mathbf{k} - \frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1)}{\omega}B_0^2\mathbf{k}\right]
\end{aligned} \tag{B.79}$$

Teniendo en cuenta que $(\mathbf{k}\cdot\mathbf{B}_0) = kB_0\cos\theta$ y la expresión de la velocidad de Alfvén (Ec. B.35) la ecuación anterior puede escribirse:

$$\begin{aligned}
& (\omega^2 - k^2c_A^2\cos^2\theta)\mathbf{u}_1 + (\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1)kc_A^2\cos\theta\hat{\mathbf{b}}_0 \\
& - \left[(c_A^2 + c_s^2)(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1) - kc_A^2\cos\theta(\hat{\mathbf{b}}_0\cdot\mathbf{u}_1)\right]\mathbf{k} = 0
\end{aligned} \tag{B.80}$$

donde $\hat{\mathbf{b}}_0$ es un vector unitario en la dirección de \mathbf{B}_0 .

Haciendo el producto escalar con \mathbf{B}_0 y \mathbf{k} se obtiene las siguientes ecuaciones:

$$[\omega^2 - k^2(c_A^2 + c_s^2)](\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1) + k^3c_A^2\cos\theta(\hat{\mathbf{b}}_0\cdot\mathbf{u}_1) = 0 \tag{B.81}$$

$$-k\cos\theta c_s^2(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1) + \omega^2(\hat{\mathbf{b}}_0\cdot\mathbf{u}_1) = 0 \tag{B.82}$$

Este es un sistema de ecuaciones en $(\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_1)$ y $(\hat{\mathbf{b}}_0\cdot\mathbf{u}_1)$, cuyas soluciones se obtienen de hacer cero el determinante:

$$[\omega^2 - k^2(c_A^2 + c_s^2)]\omega^2 + k^4c_A^2c_s^2\cos^2\theta = 0 \tag{B.83}$$

de donde se obtiene la relación de dispersión:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{c_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(c_A^2 + c_s^2)^2 - 4c_A^2c_s^2\cos^2\theta} \tag{B.84}$$

El radicando de la Ec. B.84 es siempre positivo. Hay dos modos magnetoacústicos de

onda según se considere el signo del radicando: el modo magnetoacústico rápido considerando el signo positivo y el modo magnetoacústico lento considerando el signo negativo. Su existencia depende del ángulo entre el campo y el vector de onda. Se presentarán dos casos diferentes según sea la relación entre las magnitudes de la velocidad de Alfvén y la velocidad de sonido, es decir $c_A > c_s$ ó $c_A < c_s$.

En el caso particular que $\theta = 0$ y $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{k}$:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{c_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2}(c_A^2 - c_s^2) \quad (\text{B.85})$$

Entonces, para el modo magnetoacústico rápido la relación de dispersión será $\omega^2/k^2 = c_A^2$, con velocidad de fase c_A , correspondiendo al modo lento una relación de dispersión $\omega^2/k^2 = c_s^2$ con velocidad de fase c_s .

En el caso particular que $\theta = \pi/2$ y $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{k}$:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{c_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2}(c_A^2 + c_s^2) \quad (\text{B.86})$$

Se observa en esta última ecuación que el modo rápido propaga con velocidad de fase $\frac{\omega}{k} = \sqrt{c_A^2 + c_s^2}$, mientras que el modo lento no propaga.

El módulo de la velocidad de fase de las ondas de Alfvén se encuentra entre la de la onda magnetoacústica lenta y la de la onda magnetoacústica rápida. El modo magnetoacústico lento tiene dirección preferencial en dirección del campo \mathbf{B}_0 cosa que no sucede en el modo magnetoacústico rápido cuya velocidad de fase es similar en todas direcciones. Esto se puede apreciar en los diagramas de dirección de vectores de propagación de la Fig. B.3 y los diagramas de relación de dispersión que se muestran en la Fig. B.4.

Si $c_A \ll c_s$ o $\beta \gg 1$, como sucede en la cromosfera y fotosfera solares, la onda acústica

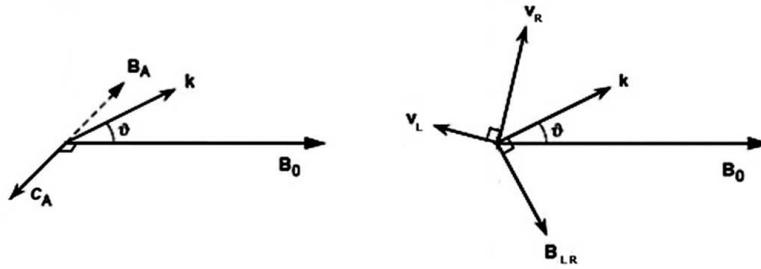


Figura B.3: Dirección de vectores de propagación. Izquierda: modos de Alfvén. Derecha: modos magnetoacústicos rápido y lento

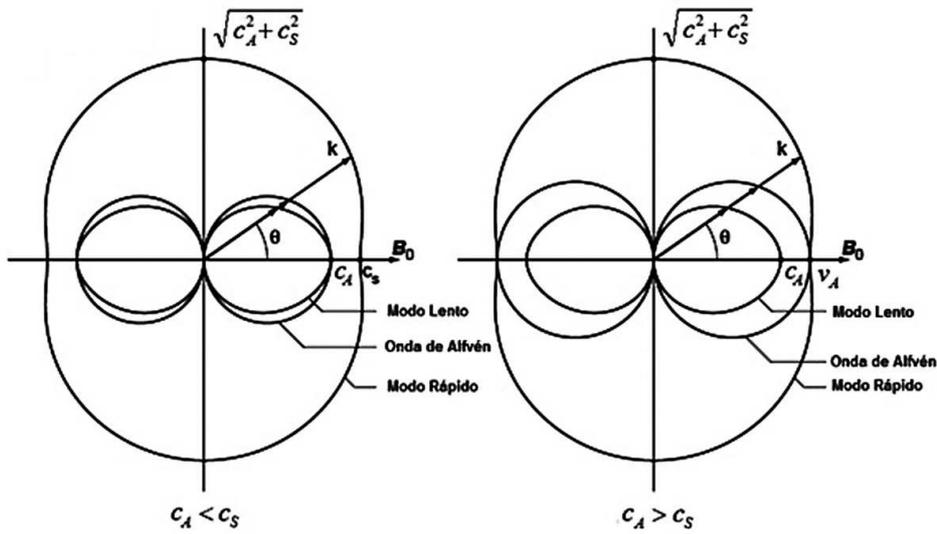


Figura B.4: Relación de dispersión de las ondas magneto acústicas en los modos rápido y lento, para los casos en que $c_A \ll c_s$ (izquierda) y $c_A \gg c_s$ (derecha).

se transforma solo un poco dando lugar a la onda magnetoacústica rápida. La magnetoacústica lenta aparece en lugar de la magnética de compresión, siendo estos modos muy diferentes entre sí.

Si $c_A \gg c_s$ o $\beta \ll 1$, como sucede en la baja corona solar, la onda magnética de compresión se transforma dando lugar a la onda magnetoacústica rápida. Aparece en lugar de la onda de sonido la onda magnetoacústica lenta. En este caso no es posible distinguir si las ondas rápidas y lentas provienen de la onda de sonido modificada o de

la de Alfvén de compresión modificada.

La velocidad de grupo en las ondas magnetoacústicas, $\mathbf{u}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k_x}, \frac{\partial \omega}{\partial k_y}, \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right)$, no está en la dirección de \mathbf{k} como en el caso de las ondas de sonido o las ondas de Alfvén de compresión salvo para $\theta = 0$ y $\theta = \pi/2$, ni en la dirección de \mathbf{B}_0 como en las ondas de Alfvén de corte, sino en una posición intermedia. Su expresión es la siguiente:

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_f(\mathbf{r}, t) \left[\hat{\mathbf{k}} \pm \frac{\frac{4c_A^2 c_s^2}{(c_A^2 + c_s^2)^2} \text{sen} \theta \cos \theta}{2\sqrt{1 - \frac{4c_A^2 c_s^2}{(c_A^2 + c_s^2)^2} \cos^2 \theta} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4c_A^2 c_s^2}{(c_A^2 + c_s^2)^2} \cos^2 \theta} \right)} \hat{\mathbf{t}} \right] \quad (\text{B.87})$$

con $\hat{\mathbf{t}} \perp \mathbf{k}$

En los modos lentos la energía se propaga en un cono alrededor de \mathbf{B}_0 y en los rápidos en cualquier dirección.

B.3. Ecuaciones de la MHD en forma conservativa

Una ley de conservación para una cantidad escalar tiene la forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (f(u)) = 0 \quad (\text{B.88})$$

donde $\int_V u \, dV$ es la cantidad conservada y $f(u)$ es el flujo sobre la superficie que encierra el volumen V . La cantidad $\int_V u \, dV$ solo cambia debido a un flujo $f(u)$ a través de la superficie que encierra el volumen V . Se asume que u y $f(u)$ son diferenciables.

La forma general de un sistema de ecuaciones en derivadas parciales expresado en forma conservativa es la siguiente:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbb{F}_h(\mathbf{U}) = \nabla \cdot \mathbb{F}_p(\mathbf{U}) \quad (\text{B.89})$$

donde \mathbf{U} es el vector de variables conservativas o variables de estado, \mathbb{F}_h es el tensor de flujo hiperbólico y \mathbb{F}_p el tensor de flujo parabólico. Esta forma de presentación de los sistemas de ecuaciones en derivadas parciales pone en evidencia las propiedades que son conservadas en los sistemas físicos.

Las ecuaciones de la MHD ideal pueden arreglarse de esta manera, lo que es particularmente útil al utilizar métodos y algoritmos numéricos para su solución, Fernández et al. [2008]. De esta manera, el siguiente sistema de ecuaciones representa la MHD ideal en forma conservativa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{B.90})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + \mathbb{I} \left(p + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \right) - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \mathbf{B} \right] = 0 \quad (\text{B.91})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{B.92})$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(e + p + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \right) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \right] = 0 \quad (\text{B.93})$$

donde e la densidad de energía interna ($e = \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{p}{\gamma-1} + \frac{B^2}{2\mu_0}$), ρ es la densidad, \mathbf{u} el campo de velocidades, \mathbf{B} el campo magnético, p la presión del gas, μ_0 la permeabilidad magnética del vacío y γ el factor de expansión isentrópica.

Al sistema de ecuaciones anterior hay que agregar las relaciones:

$$p = (\gamma - 1) \rho e \quad (\text{B.94})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{B.95})$$

La temperatura puede obtenerse de la ley de los gases ideales $p = \rho R T$, donde R es la constante de los gases.

Las magnitudes tensoriales características que aparecen en la forma conservativa son las

siguientes:

$$\boldsymbol{\pi} = \rho \mathbf{u} \quad (\text{densidad de momento}) \quad (\text{B.96})$$

$$\mathbb{T} = \rho \mathbf{u} \mathbf{u} + \mathbb{I} \left(p + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \right) - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \mathbf{B} \quad (\text{tensor de esfuerzos}) \quad (\text{B.97})$$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \quad (\text{densidad de energía}) \quad (\text{B.98})$$

$$\mathbb{U} = \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p \right) \mathbf{u} + \frac{B^2}{\mu_0} \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (\text{flujo de energía}) \quad (\text{B.99})$$

$$\mathbb{Y} = \mathbf{u} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{u} \quad (\text{sin nombre}) \quad (\text{B.100})$$

con las siguientes leyes de conservación:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{\pi} = 0 \quad (\text{conservación de masa}) \quad (\text{B.101})$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{\pi}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbb{T} = 0 \quad (\text{conservación de momento}) \quad (\text{B.102})$$

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbb{U} = 0 \quad (\text{conservación de energía}) \quad (\text{B.103})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbb{Y} = 0 \quad (\text{conservación de flujo magnético}) \quad (\text{B.104})$$

B.4. Ondas de choque MHD

En el caso de ondas de sonido u ondas magnetoacústicas de compresión de gran amplitud, los términos no lineales en las ecuaciones son importantes. En este caso la velocidad de grupo no es constante y las componentes de mayor amplitud de la perturbación viajan más rápidamente que las de menor amplitud. El perfil de la onda se distorsiona haciéndose más abrupto. Los gradientes en la velocidad \mathbf{u} , la densidad ρ y la presión p se hacen cada vez más grandes haciendo que los efectos disipativos y viscosos no se puedan despreciar en las ecuaciones.

Se alcanza un estado estacionario cuando la fuerza viscosa y el término difusivo de

la ecuación de inducción se equilibran con los gradientes de \mathbf{u} , ρ y p . La onda sigue propagando con un perfil constante y empinado, constituyendo una “onda de choque”.

La velocidad de propagación es mayor que la velocidad de la onda linealizada correspondiente. El frente de onda constituye una capa de transición muy delgada aproximándose a una superficie de discontinuidad, en donde las magnitudes \mathbf{u} , ρ y p son muy diferentes a ambos lados de la capa y existe un gran gradiente de temperatura.

El ancho de esta capa de transición es del orden de algunos caminos libres medios de las partículas que constituyen el gas y su espesor decrece a medida que aumenta la velocidad de la onda de choque. El tiempo que tarda un elemento de fluido en atravesar la región de transición es muy pequeño comparado con el tiempo en que se encuentra fuera de ella, por lo que se puede considerar que el material que se encuentra fuera de la región de transición está en un estado estacionario.

En presencia de campos magnéticos, el comportamiento del plasma a ambos lados de la discontinuidad es dependiente de la orientación del campo respecto de la región de transición.

Para su análisis, se considera que el frente de choque divide al plasma en dos regiones: chocada y no chocada o no perturbada. La región no chocada se encuentra por delante del choque y la región chocada por detrás.

Suponiendo geometría plana y considerando al frente de choque como una discontinuidad entre dos medios uniformes, el fluido entra en el frente con velocidad perpendicular al choque $u_1 = U$ y sale con velocidad también perpendicular $u_2 = U - U^2 \leq u_1$, donde el subíndice 1 indica región no chocada y subíndice 2 indica región chocada (ver Fig. B.5 izquierda).

Para determinar la relación entre las magnitudes físicas a ambos lados del choque, es conveniente utilizar un sistema de referencia que se mueve solidariamente con él, tal

como se aprecia en la Fig. B.5 derecha.

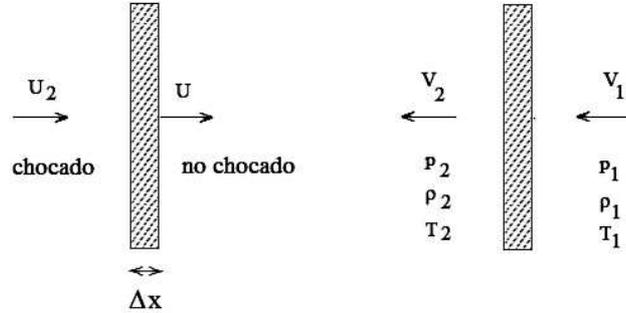


Figura B.5: Izquierda: sistema de referencia en reposo. Derecha: sistema de referencia solidario a la discontinuidad del choque.

En este marco, las magnitudes chocadas v_2 , p_2 y ρ_2 , pueden ser determinadas en función de las cantidades no chocadas v_1 , p_1 y ρ_1 mediante las ecuaciones de conservación de masa, momento y balance de la energía, integrando a través de la región de transición, donde existen gradientes de estas magnitudes.

Para una magnitud física f , la integración a través de la región de transición de espesor Δx del gradiente de esta magnitud normal al frente de choque se obtiene de la siguiente manera:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \int_1^2 \nabla f dl = - \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \hat{\mathbf{n}} \int_1^2 \frac{\partial f}{\partial l} dl = \hat{\mathbf{n}}(f_1 - f_2) = \hat{\mathbf{n}}[f] \quad (\text{B.105})$$

donde $\hat{\mathbf{n}}$ es el versor normal a la superficie en la dirección no chocada.

B.4.1. Ondas de choque hidrodinámicas

Para analizar el caso puramente hidrodinámico, se desprecia la influencia del campo magnético. A partir de la ecuación de conservación de masa se obtiene que:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (\text{B.106})$$

donde ρv es el flujo de masa que atraviesa el choque.

De la ecuación de movimiento se obtiene la expresión de conservación del impulso:

$$\rho v \frac{dv}{dx} = -\frac{dp}{dx} + \frac{4}{3} \frac{d}{dx} \left(\nu \frac{dv}{dx} \right) \quad (\text{B.107})$$

La viscosidad ν actúa solo en la zona de transición. A partir de integrar esta ecuación a través de la discontinuidad se obtiene:

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 \quad (\text{B.108})$$

donde p es la fuerza por unidad de área transversal al movimiento y $(\rho v)v$ es la cantidad de impulso.

La ecuación de balance de energía en términos de la variación de entropía S por unidad de masa se puede escribir como:

$$\rho T \frac{dS}{dt} = -\mathcal{L} \quad (\text{B.109})$$

Si se consideran pérdidas disipativas, radiativas o de conducción térmica, entonces:

$$\rho T v \frac{dS}{dx} = \rho v \left(\frac{de}{dx} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dx} \right) = \frac{d}{dx} \left(\chi \frac{dT}{dx} \right) + \frac{4}{3} \nu \left(\frac{dv}{dx} \right)^2 \quad (\text{B.110})$$

donde e es la energía interna por unidad de masa y χ es el coeficiente de conductividad térmica.

Integrando sobre la discontinuidad se obtiene:

$$\rho_1 v_1 \left(\frac{1}{2} v_1^2 + e_1 + \frac{p_1}{\rho_1} \right) = \rho_2 v_2 \left(\frac{1}{2} v_2^2 + e_2 + \frac{p_2}{\rho_2} \right) \quad (\text{B.111})$$

Teniendo en cuenta la Ec. B.106 y que para un gas ideal $e = \frac{p}{\rho(\gamma-1)}$:

$$\frac{1}{2}v_1^2 + \frac{\gamma p_1}{\rho_1(\gamma-1)} = \frac{1}{2}v_2^2 + \frac{\gamma p_2}{\rho_2(\gamma-1)} \quad (\text{B.112})$$

Las Ec. B.106, B.108, B.112 se denominan relaciones de Rankine-Hugoniot y definen las condiciones de salto a través de la discontinuidad de choque.

A partir de la Ec. B.106 se deriva la siguiente relación de velocidades:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (\text{B.113})$$

De las Ec. B.108, B.111 se derivan las siguientes ecuaciones que relacionan las densidades:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = 1 + \frac{p_1}{\rho_1 v_1^2} \left(1 - \frac{p_2}{p_1}\right) = 1 + \frac{1}{\gamma M_1^2} \left(1 - \frac{p_2}{p_1}\right) \quad (\text{B.114})$$

$$\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma-1)M_1^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 + \frac{1}{(\gamma-1)} \frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{1}{M_1^2} \quad (\text{B.115})$$

donde M_1 es el número de Mach en el medio 1 definido como el cociente entre la velocidad del choque y la velocidad del sonido:

$$M_1 = \frac{v_1}{c_{s1}} = \frac{v_1}{\sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}} \quad (\text{B.116})$$

De combinar las Ec. B.114, B.115, se obtiene una ecuación de segundo grado para la relación de densidades ρ_1/ρ_2 :

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 (\gamma+1)M_1^2 - 2\frac{\rho_1}{\rho_2} (M_1^2\gamma+1) + (\gamma-1)M_1^2 + 2 = 0 \quad (\text{B.117})$$

Una de las raíces de la Ec. B.117 representa la condición $\rho_2/\rho_1 = 1$ y por lo tanto la ausencia de onda de choque. La otra raíz representa una onda de choque, a partir de la cual se obtiene la relación de densidades y velocidades en función del número de Mach M_1 en el medio no perturbado:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (\text{B.118})$$

y a partir de la Ec. B.115, se obtiene la relación de presiones:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (\text{B.119})$$

Teniendo en cuenta que $v_2 \leq v_1$, las Ec. B.118, B.119 y que la entropía aumenta según el segundo principio de la termodinámica ($S_2 > S_1$), se pueden deducir las siguientes reglas para una onda de choque hidrodinámico:

- La onda de choque comprime el gas: $\rho_2 > \rho_1$.
- La velocidad de la onda de choque es supersónica: $M_1 > 1$, $U = v_1 \geq c_{s1}$.
- El material chocado es subsónico: $M_2 < 1$.
- La onda de choque aumenta la presión del medio: $p_2 > p_1$.
- La onda de choque calienta el plasma: $T_2 > T_1$.

Si bien la presión crece si la velocidad del choque aumenta, el incremento de la densidad está acotado por la siguiente expresión:

$$\lim_{M_1 \rightarrow \infty} \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (\text{B.120})$$

Para el caso particular de un gas monoatómico $\gamma = 5/3$, con lo que $\rho_2/\rho_1 = 4$.

En el caso de un choque fuerte, $M_1 \gg 1$, una aproximación de las relaciones de salto es la siguiente:

$$\rho_2 = \frac{4}{\rho_1}, \quad v_2 = \frac{v_1}{4}, \quad p_2 = \frac{3}{4}\rho_1 v_1^2 \quad (\text{B.121})$$

B.4.2. Ondas de choque en presencia de campos magnéticos

Cuando el campo magnético es relevante aparecen distintas situaciones según sea la geometría particular del campo respecto de la discontinuidad del choque.

Choques transversales

Los choques transversales son aquellos en los cuales el campo magnético \mathbf{B}_1 es paralelo al frente de choque y por lo tanto perpendicular a la velocidad de propagación. Es decir que en el marco de referencia solidario con el frente de choque son $\mathbf{B}_1 \perp v_1$ y $\mathbf{B}_2 \perp v_2$, como se aprecia en la Fig. B.6. En este caso, para derivar las condiciones de salto se considera también la ecuación de inducción, por lo que aparecen términos adicionales en las relaciones de Rankine-Hugoniot que representan la presión magnética y la densidad de energía magnética:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (\text{B.122})$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = \rho_2 v_2^2 + p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \quad (\text{B.123})$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho e_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) v_1 + \left(p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) v_1 = \\ & = \left(\frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho e_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) v_2 + \left(p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) v_2 \end{aligned} \quad (\text{B.124})$$

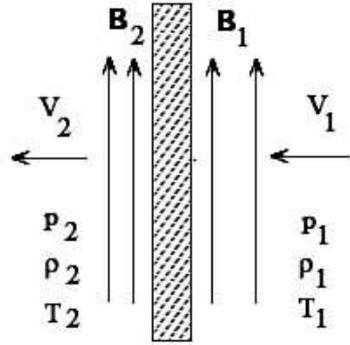


Figura B.6: Choque transversal con el campo de inducción magnética paralelo al frente de choque.

De la ecuación de inducción para estados estacionarios:

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\text{B.125})$$

se obtiene la relación adicional:

$$v_1 B_1 = v_2 B_2 \quad (\text{B.126})$$

Definiendo el parámetro $\xi = \rho_2/\rho_1$ y reemplazándolo en las ecuaciones, se obtiene que ξ satisface una ecuación cúbica. La solución $\xi = 1$ corresponde a una onda de Alfvén de corte con $v_1^2 = c_{A1}^2$ y en este caso no existe onda de choque. La solución $\xi < 0$ se descarta por no tener sentido físico y la solución $\xi > 0$ sí corresponde a una onda de choque. Operando con esta raíz se obtiene la siguiente ecuación:

$$[2 + M_1^2 (\gamma - 1)] \gamma (\xi - \xi_0) = -\frac{2}{\beta_1} \xi [(2 - \gamma) \xi + \gamma] \quad (\text{B.127})$$

donde $\xi_0 = \rho_2/\rho_1$ es el caso hidrodinámico descrito por la Ec. B.118.

De la Ec. B.127 se deduce que para $\beta_1 \rightarrow \infty$ se obtiene la solución hidrodinámica.

Valores de β_1 intermedios arrojan un segundo miembro negativo ya que $\gamma < 2$. El efecto del choque transversal es el de reducir el valor de ξ respecto del caso puramente hidrodinámico. Considerando un determinado número de Mach, el incremento de la densidad en la región chocada es menor cuando existen campos magnéticos.

Choques oblicuos

Cuando el campo magnético en el medio sin perturbar es oblicuo al frente choque, el gas adquiere velocidad también en la dirección tangente al frente, en el plano de \mathbf{B} . En el sistema de referencia anclado al frente de choque, \mathbf{v}_1 y \mathbf{v}_2 tienen componentes en dos direcciones en el plano de \mathbf{B} .

Hay tres tipos de choques en MHD: modo lento, choques intermedios y modo rápido.

Los choques intermedios son no compresivos. Los choques de modo lento y de modo rápido son compresivos y se asocian con un aumento en la entropía. La componente tangencial del campo magnético disminuye a través de la discontinuidad en los de modo lento y aumenta en los de modo rápido.

Para analizar este tipo de choques se utilizan las ecuaciones de conservación y además la condición de divergencia nula del campo $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, ya que no se satisface automáticamente. De esta manera se obtiene que:

$$B_{x1} = B_{x2} \quad (\text{B.128})$$

y a partir de la ecuación de continuidad:

$$\rho_1 v_{x1} = \rho_2 v_{x2} \quad (\text{B.129})$$

De la ecuación de movimiento resultan las siguientes ecuaciones para las componentes

x e y :

$$\rho_1 v_{x1}^2 + p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} - \frac{B_{x1}^2}{2\mu_0} = \rho_2 v_{x2}^2 + p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} - \frac{B_{x2}^2}{2\mu_0} \quad (\text{B.130})$$

$$\rho_1 v_{x1} v_{y1} - \frac{B_{x1} B_{y1}}{2\mu_0} = \rho_1 v_{x2} v_{y2} - \frac{B_{x2} B_{y2}}{2\mu_0} \quad (\text{B.131})$$

A diferencia del choque transversal descrito por la Ec. B.130, aparece ahora el término $\frac{B_x^2}{2\mu_0}$ y la Ec. B.131 originada por la fuerza de tensión magnética, la cual era nula en el caso del choque transversal.

A partir de la ecuación de conservación de la energía se obtiene:

$$\begin{aligned} & \left[\left(\rho_1 v_1^2 + \rho_1 e_1 + \frac{B_1^2}{2m u_0} \right) v_{x1} + \left(p_1 + \frac{B_1^2}{2m u_0} \right) v_{x1} - (\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{v}_1) \frac{B_{x1}}{\mu_0} \right] = \\ & = \left[\left(\rho_2 v_2^2 + \rho_2 e_2 + \frac{B_2^2}{2m u_0} \right) v_{x2} + \left(p_2 + \frac{B_2^2}{2m u_0} \right) v_{x2} - (\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{v}_2) \frac{B_{x2}}{\mu_0} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.132})$$

donde ahora aparece el término $(\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{v}_2) \frac{B_{x2}}{\mu_0}$ que representa el trabajo realizado por unidad de tiempo por la tensión magnética.

De la ecuación de inducción magnética resulta:

$$v_{x1} B_{y1} - v_{y1} B_{x1} = v_{x2} B_{y2} - v_{y2} B_{x2} \quad (\text{B.133})$$

Operando sobre estas ecuaciones con $\xi = \rho_2/\rho_1$, se obtienen las siguientes igualdades:

$$\frac{v_{x2}}{v_{x1}} = \frac{1}{\xi} \quad (\text{B.134})$$

$$\frac{B_{x2}}{B_{x1}} = 1 \quad (\text{B.135})$$

$$\frac{B_{y2}}{B_{y1}} = \xi \frac{v_{y2}}{v_{y1}} = \frac{(v_1^2 - c_{A1}^2) \xi}{v_1^2 - \xi c_{A1}^2} \quad (\text{B.136})$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \xi \left[1 + \frac{(\gamma-1)v_1^2}{2c_{s1}^2} \left(1 - \frac{v_2^2}{v_1^2} \right) \right] \quad (\text{B.137})$$

de las cuales se deriva la siguiente ecuación para ξ :

$$\left\{ (v_1^2 - \xi c_{A1}^2)^2 \left[c_{s1}^2 \xi + \frac{v_{x1}^2}{2} [\xi(\gamma - 1) - (\gamma + 1)] \right] + \frac{1}{2} \xi c_{A1}^2 v_{y1}^2 [c_{A1}^2 [\gamma + \xi(2 - \gamma)] - \xi c_{A1}^2 [(\gamma + 1) - \xi(\gamma - 1)]] \right\} (1 - \gamma) = 0 \quad (\text{B.138})$$

Esta ecuación tiene cuatro raíces. La solución $\xi = 1$ corresponde al caso en que no hay onda de choque. Cuando $v_1^2 = c_{A1}^2$ se obtiene una onda de Alfvén u onda intermedia. Las otras dos soluciones corresponden a las ondas de choque rápida y lenta.

Ondas intermedias

Las ondas de Alfvén no sufren distorsiones aún con grandes amplitudes. En este caso $\xi = 1$, $\rho_1 = \rho_2$, $v_{x2} = v_{x1}$, $B_{x2} = B_{x1}$ y $v_{x1} = c_{Ax1}$. Además $p_2 = p_1$ y $B_{y2}^2 = B_{y1}^2$. De esta última igualdad se desprende que $B_{y2} = -B_{y1}$ y $v_{y2} = v_{y1}$ ya que la ecuación $B_{y2} = B_{y1}$ es trivial. No hay cambios en la presión ni en la densidad dado que no hay onda de choque.

Ondas de choque rápidas y lentas

Son ondas compresivas pues $\xi > 1$ y por lo tanto $\rho_2 > \rho_1$ y $p_2 > p_1$. Para analizar estas ondas se utiliza una “condición evolutiva” que establece la igualdad entre los signos de B_{y2} y B_{y1} .

Si $v_1^2 < c_{A1}^2$ entonces $v_1^2 < \xi c_{A1}^2$, con lo que:

$$\frac{B_{y2}}{B_{y1}} = \frac{c_{A1}^2 \xi - v_1^2 \xi}{c_{A1}^2 \xi - v_1^2} = 1 - \frac{(\xi - 1)v_1^2}{c_{A1}^2 \xi - v_1^2} < 1 \quad (\text{B.139})$$

dado que $B_{x2} = B_{x1}$ entonces $|\mathbf{B}_2| < |\mathbf{B}_1|$. Esta es la onda de choque lenta, su velocidad supera siempre la de la magnetoacústica lenta y es menor que la de Alfvén en el sistema

en el que el medio 1 está en reposo.

Si $v_1^2 > c_{A1}^2$ entonces $v_1^2 > \xi c_{A1}^2$, con lo que $B_{y2} > B_{y1}$ entonces $|\mathbf{B}_2| > |\mathbf{B}_1|$.

Esta es la onda de choque rápida cuya velocidad en el sistema en que el medio 1 está en reposo supera la de la magnetoacústica rápida. Los casos límite de las rápidas y lentas son los denominados “apagado” y “encendido” (“switch off” y “switch on”) en los cuales se da la condición $B_y = 0$ en alguno de los dos medios. Un esquema que describe el comportamiento de las ondas de choque intermedia o del Alfvén, lenta y rápida en estos casos se aprecia en la Fig. B.7.

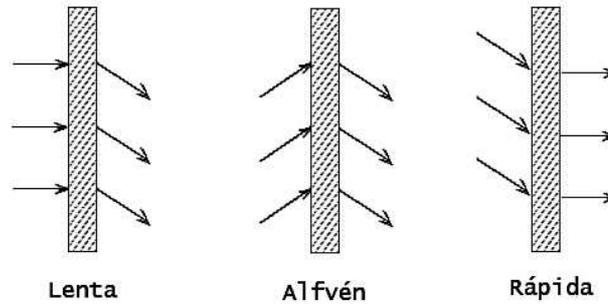


Figura B.7: Campo magnético en los casos límite de las ondas de choque lenta y rápida. Al centro, la onda intermedia.

B.5. Simulaciones numéricas MHD

Para resolver en forma numérica el sistema de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales que conforman la MHD existen numerosos métodos, los cuales tienen ventajas y desventajas al momento de aproximar la solución del sistema de ecuaciones teniendo en cuenta la precisión, robustez y eficiencia de cada método en particular.

El criterio de elección de los métodos se basa en que reproduzcan fielmente la naturaleza de los flujos que ocurren en el problema físico particular, particularmente que puedan

capturar los choques y discontinuidades sin producir inestabilidades numéricas. Son importantes las resoluciones espacial y temporal y la posibilidad de establecer condiciones iniciales y de frontera, Pomoell [2012].

El método de los volúmenes finitos es una técnica versátil utilizada extensivamente en la resolución numérica de problemas de dinámica de fluidos, Toro [1999], y es particularmente adecuado para resolver leyes de conservación hiperbólicas, con lo que puede ser aplicado a la resolución de las ecuaciones de la MHD si se le agrega un algoritmo para mantener el campo de inducción magnética con divergencia nula en la ecuación de inducción.

Los esquemas de volúmenes finitos se basan en técnicas de discretización aplicando una grilla formada por un número finito de celdas de elementos individuales en el dominio de interés espacio-temporal. Los algoritmos trabajan dentro de las celdas sobre promedios de las variables representadas por el conjunto de ecuaciones no lineales en derivadas parciales del problema. Estos algoritmos deben ser adecuados para resolver choques así como flujos suaves en el esquema de las celdas consideradas.

La forma general de este esquema numérico para calcular en una celda una cantidad \mathbf{u} que obedece una ley de conservación es la siguiente:

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{u} \rangle (t) + \frac{1}{V} \oint_S \mathcal{F} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (\text{B.140})$$

donde $\langle \mathbf{u} \rangle (t)$ es un promedio sobre el volumen V de la celda:

$$\langle \mathbf{u} \rangle (t) = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) dV \quad (\text{B.141})$$

La Ec. B.140 indica que la variación dentro de una celda del promedio de la cantidad \mathbf{u} es equivalente al flujo total \mathcal{F} de la cantidad \mathbf{u} a través de la superficie S constituida

por las paredes de la celda. De esta manera la propiedad conservativa es trasladada al nivel discreto del algoritmo numérico.

Las Ec. B.90 a B.93 constituyen la MHD ideal en forma conservativa para un fluido simple, que conforman el siguiente sistema de ecuaciones en derivadas parciales para el caso de las ecuaciones adimensionalizadas:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \\ \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \\ \tilde{\mathbf{B}} \\ \tilde{e} \end{bmatrix} + \tilde{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \\ \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{B}} \tilde{\mathbf{B}} + \mathbb{I} \left(\tilde{p} + \frac{1}{2} \tilde{B}^2 \right) \\ \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{B}} - \tilde{\mathbf{B}} \tilde{\mathbf{u}} \\ \left(\tilde{e} + \tilde{p} + \frac{1}{2} \tilde{B}^2 \right) \tilde{\mathbf{u}} - (\tilde{\mathbf{B}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \tilde{\mathbf{B}} \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{B.142})$$

donde $\tilde{\rho}$ representa la densidad, $\tilde{\mathbf{u}}$ el campo de velocidades, $\tilde{\mathbf{B}}$ el campo de inducción magnética, \tilde{e} la energía interna y \tilde{p} la presión del gas.

El sistema se cierra con la ecuación de estado para gases perfectos:

$$p = \rho RT \quad (\text{B.143})$$

donde R es la constante de los gases y T la temperatura.

Este sistema de ecuaciones es válido para cualquier sistema de coordenadas por estar descrito en forma tensorial.

Una implementación de este esquema es utilizado por Fernández et al. [2008] para resolver las ecuaciones de la MHD ideal en una dimensión, con la técnica de ocho ondas de Powell [1995], Powell et al. [1999]. Considerando una dimensión en coordenadas cartesianas, el sistema en forma conservativa se escribe:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{F}}}{\partial \tilde{x}} = \mathbf{0} \quad (\text{B.144})$$

donde $\tilde{\mathbf{U}}$ es vector de variables conservativas:

$$\tilde{\mathbf{U}} = [\tilde{\rho}, \tilde{\rho}\tilde{u}_x, \tilde{\rho}\tilde{u}_y, \tilde{\rho}\tilde{u}_z, \tilde{B}_x, \tilde{B}_y, \tilde{B}_z, \tilde{e}]^T \quad (\text{B.145})$$

y $\tilde{\mathbf{F}}$ es el vector que especifica los flujos hiperbólicos:

$$\tilde{\mathbf{F}} = \begin{bmatrix} \tilde{\rho}\tilde{u}_x \\ \tilde{\rho}\tilde{u}_x^2 - \tilde{B}_x^2 + \tilde{p} + \frac{1}{2}\tilde{B}^2 \\ \tilde{\rho}\tilde{u}_x\tilde{u}_y - \tilde{B}_x\tilde{B}_y \\ \tilde{\rho}\tilde{u}_x\tilde{u}_z - \tilde{B}_x\tilde{B}_z \\ 0 \\ \tilde{u}_x\tilde{B}_y - \tilde{u}_y\tilde{B}_x \\ \tilde{u}_x\tilde{B}_z - \tilde{u}_z\tilde{B}_x \\ \left(\tilde{e} + \tilde{p} + \frac{1}{2}\tilde{B}^2\right)\tilde{u}_x - \left(\tilde{\mathbf{B}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}\right)\tilde{B}_x \end{bmatrix} \quad (\text{B.146})$$

La matriz Jacobiana del flujo será:

$$\mathbb{A} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{F}}}{\partial \tilde{\mathbf{U}}} = \begin{bmatrix} \tilde{u}_x & \tilde{\rho} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{u}_x & 0 & 0 & -\frac{\tilde{B}_x}{\tilde{\rho}} & \frac{\tilde{B}_y}{\tilde{\rho}} & \frac{\tilde{B}_z}{\tilde{\rho}} & \frac{1}{\tilde{\rho}} \\ 0 & 0 & \tilde{u}_x & 0 & -\frac{\tilde{B}_y}{\tilde{\rho}} & -\frac{\tilde{B}_z}{\tilde{\rho}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \tilde{u}_x & -\frac{\tilde{B}_z}{\tilde{\rho}} & 0 & -\frac{\tilde{B}_x}{\tilde{\rho}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{B}_y & -\tilde{B}_x & 0 & -\tilde{u}_y & \tilde{u}_x & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{B}_z & 0 & -\tilde{B}_x & -\tilde{u}_z & 0 & \tilde{u}_x & 0 \\ 0 & \gamma\tilde{p} & 0 & 0 & (\gamma - 1)\tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\mathbf{B}} & 0 & 0 & \tilde{u}_x \end{bmatrix} \quad (\text{B.147})$$

con lo que el sistema de ecuaciones B.142 se puede escribir en una forma cuasi-lineal de

la siguiente manera:

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial \tilde{t}} + \mathbb{A} \frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial \tilde{x}} = \mathbf{0} \quad (\text{B.148})$$

Dado que la matriz \mathbb{A} representa el problema físico, sus autovalores están asociados a las velocidades de los distintos tipos de ondas posibles en la MHD, estas son:

- Onda Entrópica $\lambda_e = \tilde{u}_x$
- Onda de Alfvén $\lambda_A = \tilde{u}_x \pm \tilde{c}_A$
- Onda magnetoacústica rápida $\lambda_f = \tilde{u}_x \pm \tilde{c}_f$
- Onda magnetoacústica lenta $\lambda_s = \tilde{u}_x \pm \tilde{c}_s$

donde $\tilde{c}_A = \frac{\tilde{B}_x}{\sqrt{\tilde{\rho}}}$ es la velocidad de Alfvén adimensionalizada y \tilde{c}_f , \tilde{c}_s son las velocidades magnetoacústicas adimensionalizadas rápida y lenta respectivamente.

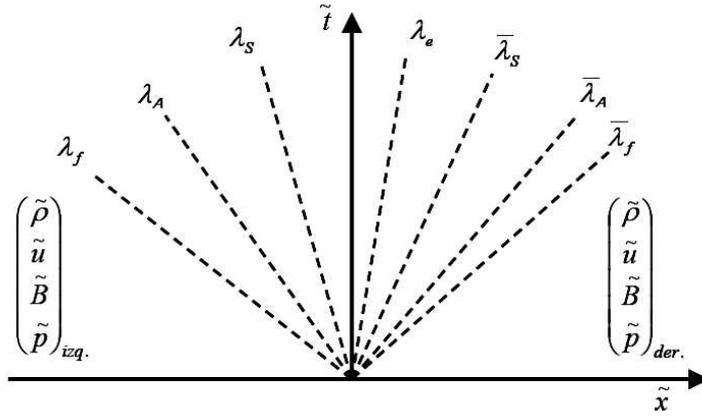


Figura B.8: Sistema de ocho ondas del problema unidimensional en la MHD (de Fernández et al. [2008]).

Dado que el octavo autovalor es idénticamente cero, no es posible aplicar la técnica de solución de Riemann a este sistema.

La técnica de ocho ondas de Powell [1995], Powell et al. [1999] consiste en modificar las matrices jacobianas de los flujos introduciendo términos de fuente proporcionales a

$\nabla \cdot \mathbf{B}$ que son iguales a cero, con lo que aparece un octavo autovalor asociado a una onda de valor v , lo cual no modifica los autovalores y autovalores originales.

El sistema de ecuaciones adimensionales transformado es el siguiente:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \\ \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \\ \tilde{\mathbf{B}} \\ \tilde{e} \end{bmatrix} + \tilde{\nabla} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \\ \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{B}} \tilde{\mathbf{B}} + \mathbb{I} \left(\tilde{p} + \frac{1}{2} \tilde{B}^2 \right) \\ \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{B}} - \tilde{\mathbf{B}} \tilde{\mathbf{u}} \\ \left(\tilde{e} + \tilde{p} + \frac{1}{2} \tilde{B}^2 \right) \tilde{\mathbf{u}} - (\tilde{\mathbf{B}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \tilde{\mathbf{B}} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{\mathbf{B}} \\ \tilde{\mathbf{u}} \\ \tilde{\mathbf{B}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} \end{bmatrix} \left(\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{B}} \right) \quad (\text{B.149})$$

La matriz Jacobiana de los flujos modificada, asociada al eje x resulta:

$$\mathbb{A} = \begin{bmatrix} \tilde{u}_x & \tilde{\rho} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{u}_x & 0 & 0 & 0 & \frac{\tilde{B}_y}{\tilde{\rho}} & \frac{\tilde{B}_x}{\tilde{\rho}} & \frac{1}{\tilde{\rho}} \\ 0 & 0 & \tilde{u}_x & 0 & 0 & -\frac{\tilde{B}_x}{\tilde{\rho}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \tilde{u}_x & 0 & 0 & -\frac{\tilde{B}_x}{\tilde{\rho}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \tilde{u}_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{B}_y & -\tilde{B}_x & 0 & 0 & \tilde{u}_x & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{B}_z & 0 & -\tilde{B}_x & 0 & 0 & \tilde{u}_x & 0 \\ 0 & \gamma \tilde{p} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \tilde{u}_x \end{bmatrix} \quad (\text{B.150})$$

La implementación del algoritmo de cálculo en volúmenes finitos en cada celda discreta aplicando la fórmula conservativa de la Ec. B.144 será la siguiente:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \int_V \tilde{\mathbf{U}} dV + \int_V \frac{\partial F(\tilde{\mathbf{U}})}{\partial \tilde{x}} dV = 0 \quad (\text{B.151})$$

Si se asume que las variables conservativas son constantes en cada celda y luego se aplica el teorema de la divergencia, tomando la derivada de las variables conservativas

con respecto al tiempo por medio de una aproximación en diferencias finitas de primer orden, se obtiene el siguiente esquema explícito:

$$\tilde{\mathbf{U}}^{n+1} = \tilde{\mathbf{U}}^n - \frac{\Delta \tilde{t}}{V_c} \sum_{i=1}^{\text{caras}} \mathbf{F}(\tilde{\mathbf{U}}^n) \cdot \mathbf{n}_i \mathbf{A}_i \quad (\text{B.152})$$

donde n indica el paso de tiempo e i la cara bajo análisis. La integral de superficie se aproxima con una sumatoria de los flujos sobre todas las caras de la celda.

Para flujos dependientes de una variable espacial, la Ec. B.152 puede ser escrita como:

$$\tilde{\mathbf{U}}_{ij}^{n+1} = \tilde{\mathbf{U}}_{ij}^n - \frac{\Delta \tilde{t}}{\Delta \tilde{x}} \left(\overline{\mathbf{F}}_{i+\frac{1}{2};j}^n - \overline{\mathbf{F}}_{i-\frac{1}{2};j}^n \right) \quad (\text{B.153})$$

donde $\overline{\mathbf{F}}_{i+\frac{1}{2};j}^n$ es el vector de flujo numérico de las variables conservativas obtenido en la interfaz de la celda (i, j) para un tiempo n .

Este esquema es apto para aplicar algún método de alta resolución que extienda la exactitud en soluciones suaves y evite oscilaciones en discontinuidades, tal como el esquema TVD de de Harten-Yee aplicable al cálculo de los flujos de la Ec. B.153, Fernández et al. [2008].

Bibliografía

C. W. Allen. *Astrophysical Quantities 3rd. ed.* The Athlone Press, London, 1973.

A. Asai, T. Ishii, H. Isobe, R. Kitai, K. Ichimoto, S. UeNo, S. Nagata, S. Morita, K. Nishida, D. Shiota, A. Oi, M. Akioka, and K. Shibata. First simultaneous observation of H α Moreton wave, EUV wave, and filament/prominence oscillations. *The Astrophysical Journal Letters*, 745, L18(2):1–6, 2012. doi: 10.1088/2041-8205/745/2/L18.

M. Aschwanden. Particle acceleration and kinematics in solar flares, A synthesis of recent observations and theoretical concepts (invited review). *Space Science Reviews*, 101(2):1–227, 2002.

M. Aschwanden. Image processing techniques and feature recognition in solar physics. *Solar Physics*, 262(2):235–275, 2009. doi: 10.1007/s11207-009-9474-y.

Markus Aschwanden. *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions.* Springer-Praxis, UK, 2005.

G. Attrill, L. Harra, L. van Driel-Gesztelyi, and Pascal Démoulin. Coronal wave: Magnetic footpoint of a Coronal Mass Ejection? *The Astrophysical Journal*, 656:101–104, 2007.

L. G. Bagalá, O. H. Bauer, R. Fernandez Borda, C. Francile, G. Haerendel, R. Rieger, and M. G. Rovira. The new H-alpha solar telescope at the German-Argentinean solar observatory. *Magnetic Fields and Solar Processes. The 9th European Meeting on Solar Physics, held 12-18 September, 1999, in Florence, Italy*, 448:469–474, 1999.

- K. Balasubramaniam, A. Pevtsov, D. Neidig, E. Cliver, B. Thompson, C. Young, S. Martin, and A. Kiplinger. Sequential chromospheric brightenings beneath a transequatorial halo Coronal Mass Ejection. *The Astrophysical Journal*, 630:1160–1167, 2005.
- K. Balasubramaniam, A. Pevtsov, and D. Neidig. Are Moreton waves coronal phenomena? *The Astrophysical Journal*, 658:1372–1379, 2007.
- K. Balasubramaniam, E. Cliver, A. Pevtsov, M. Temmer, T. W. Henry, H. S. Hudson, S. Imada, A. Ling, R. Moore, N. Muhr, D. Neidig, G. Petrie, A. Veronig, B. Vršnak, and S. White. On the origin of the solar Moreton wave of 2006 December 6. *The Astrophysical Journal*, 723:587–601, 2010. doi: 10.1088/0004-637X/723/1/587.
- I. Ballai and R. Erdélyi. Challenges in coronal Moreton waves. *Publications of the Astronomy Department of the Eötvös University (PADEU)*, 13:121–126, 2003.
- L. Balmaceda, A. Dal Lago, G. Stenborg, C. Francile, W. D. Gonzalez, and R. Schwenn. Continuous tracking of CME's using MICA and LASCO -C2 and -C3 coronagraphs. *Advances in Space Research, 34th COSPAR Scientific Assembly*, 32(12):2625–2630, 2003. doi: 10.1016/S0273-1177(03)00905-0.
- L. Balmaceda, H. Cremades, G. Stenborg, C. Francile, L. Di Lorenzo, and F. López. On the dynamics of eruptive prominences. *Nature of Prominences and their role in Space Weather, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*, 300:179–183, 2013. doi: 10.1017/S1743921313010946.
- M. Battaglia and E. P. Kontar. Height structure of X-ray, EUV, and white-light emission in a solar flare. *Astronomy & Astrophysics*, 533(L2):1–4, 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201117605.
- R. D. Bentley and S. L. Freeland. SOLARSOFT - An Analysis Environment for Solar

- Physics. In R.A. Harris E.R. Priest, F. Moreno-Inertisid, editor, *ESA SP 417*, volume 300, page 225. ESA Publication SP 417, March 1998.
- A. Benz. Flare observations. *Living Reviews in Solar Physics* - <http://www.livingreviews.org/lrsp-2008-1>, 5(1):357–402, 2008. ISSN 1614-4961.
- A. Bhatnager and W. Livingston. *Fundamentals of Solar Astronomy. World Scientific Series in Astronomy and Astrophysics - Vol. 6*. World Scientific Publishing Co, Singapore, 2005.
- D. Biesecker, D. Myers, B. Thompson, D. Hammer, and A. Vourlidas. Solar phenomena associated with EIT waves. *The Astrophysical Journal*, 569(1):1009–1015, 2002.
- R. Fernández Borda, C. Francile, G. Bagalá, O. Bauer, G. Haerendel, E. Rieger, and M. Rovira. Telescopio solar en Halfa HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 43:79–80, 1999a. ISSN 1669-9521.
- R. Fernández Borda, M. L. Luoni, M. López Fuentes, C. H. Mandrini, C. Francile, G. Bagalá, O. Bauer, and M. Rovira. Análisis de una fulguración solar observada con el H-alpha solar telescope for argentina (HASTA). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 43:25–25, 1999b. ISSN 1669-9521.
- Roberto Fernández Borda. *Observaciones solares en H α , Innovaciones Técnicas y Aplicaciones Científicas*. PhD thesis, Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Departamento de Física, dic 2001.
- G. E. Brueckner, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, J. D. Moses, D. G. Socker, K. P. Dere, P. L. Lamy, A. Llebaria, M. V. Bout, R. Schwenn, G. M. Simnett, D. K. Bedford, and C. J. Eyles. The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). *Solar Physics*, 162:357–402, 1995. ISSN 0038-0938.

- R. Canfield and T. Gunkler. Energetic electron heating and chromospheric evaporation during a well-observed compact flare. *The Astrophysical Journal*, 288:353–362, 1985.
- R. Canfield, T. Gunkler, and P. Ricchiarzzi. The H α spectral signatures of solar flare nonthermal electrons, conductive flux, and coronal pressure. *The Astrophysical Journal*, 282:296–307, 1984.
- M. Carlsson and R. Stein. Dynamic hydrogen ionization. *The Astrophysical Journal*, 572(1):626–635, 2002. doi: 10.1086/340293.
- M. Carlsson and R. Stein. Chromospheric heating and dynamics. *The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics ASP Conference Series*, T. Sakurai and T. Sekii, eds., 325:243–252, 2004.
- M. Carlsson, V. Hansteen, , and B. Gudiksen. Chromospheric heating and structure as determined from high resolution 3D simulations. *Mem. S.A.It.*, 1:1–6, 2008.
- H. Carmichael. A process for solar flares. *AAS-NASA Symposium on Solar Flares*, NASA SP-50, 451, 1964.
- R. C. Carrington. Description of a singular appearance in the Sun on September 1, 1859. *MNRAS*, pages 13–15, 1859.
- Bradley W. Carroll and Dale A. Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics 2nd. ed.* Pearson, Addison Wesley, 2007.
- P. Cassen, T. Guillot, and A. Quirrenbach. *Extrasolar Planets: Saas Fee Advanced Course 31.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006.
- J.I. Castro and C. Francile. Aproximación de fermat-alfvén para ondas MHD. Presentación mural Encuentro del International Center For Earth Sciences EICES-10, Buenos Aires, Argentina, November 2014.

- Z. Švestka and E. Cliver. History and basic characteristics of eruptive flares. *Eruptive Solar Flares, Proceedings of Colloquium No. 133 of the International Astronomical Union*, 399:1–1, 1992. doi: 10.1007/3-540-55246-4_70.
- P. Chen. Coronal Mass Ejections: Models and their observational basis. *Living Reviews in Solar Physics*, 8(1):1–92, 2011.
- P. Chen and K. Shibata. An emerging flux trigger mechanism for Coronal Mass Ejections. *The Astrophysical Journal*, 545:524–524, 2000. doi: 10.1086/317803.
- P. Chen and Y. Wu. First evidence of coexisting EIT wave and coronal Moreton wave from SDO/AIA observations. *The Astrophysical Journal Letters*, 732:20–24, 2011. doi: 10.1088/2041-8205/732/2/L20.
- P. Chen, T. Wu, K. Shibata, and C. Fang. Evidence of EIT and Moreton waves in numerical simulations. *The Astrophysical Journal*, 572:99–102, 2002.
- P. Chen, M. Ding, and C. Fang. Synthesis of CME-associated Moreton and EIT wave features from MHD simulations. *Space Science Reviews*, 121:201–211, 2005a. doi: 10.1007/s11214-006-3911-0.
- P. Chen, C. Fang, and K. Shibata. A full view of EIT wave. *The Astrophysical Journal*, 622:1202–1210, 2005b.
- P. F. Chen. The relation between EIT waves and solar flares. *The Astrophysical Journal*, 641:153–156, 2006.
- P. F. Chen and C. Fang. EIT waves - A signature of global magnetic restructuring in CMEs. *Coronal and Stellar Mass Ejections Proceedings IAU Symposium 226*, K. P. Dere, J. Wang & Y. Yan, eds., pages 55–64, 2005. doi: 10.1017/S1743921305000141.

- E. Cliver, N. Nitta, B. Thompson, and J. Zhang. Coronal shocks of November 1997 revisited: The CME type II timing problem. *Solar Physics*, 225(1):105–139, 2004. doi: 10.1007/s11207-004-3258-1.
- E. W. Cliver. ISOON-based investigation of solar eruptions. Technical Report AFRL-RV-PS-TR-2014-0007, Air Force Research Laboratory, 2013.
- E. W. Cliver, M. Laurenza, M. Storini, and B. J. Thompson. On the origin of solar EIT waves. *The Astrophysical Journal*, 631:604–611, 2005.
- O. Cohen, G. Attrill, W. Manchester, and M. Wills-Davey. Numerical simulation of an EUV coronal wave based on the 2009 February 13 CME event observed by STEREO. *The Astrophysical Journal*, 705:587–602, 2009. doi: 10.1088/0004-637X/705/1/587.
- A. Cornudella and C. Francile. Foco automático para el telescopio solar HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 49:374–374, 2006. ISSN 1669-9521.
- J. Culhane, L. Harra, and A. James et al. The EUV Imaging Spectrometer for Hinode. *Solar Physics*, 243(1):19–61, 2007. doi: 10.1007/s01007-007-0293-1.
- C. Delannée. Another view of the EIT wave phenomenon. *The Astrophysical Journal*, 545:512–523, 2000 December 10, 545:512–523, 2000. ISSN 10.1086/317777.
- C. Delannée, T. Török, G. Aulanier, and J. Hochedez. A new model for propagating parts of EIT waves: a current shell in a CME. *Solar Physics*, 247(1):123–150, 2008. doi: 10.1007/s11207-007-9085-4.
- A. DesJardins, R. Canfield, D. Longcope, C. Fordyce, and S. Waitukaitis. Reconnection in three dimensions: The role of spines in three eruptive flares. *The Astrophysical Journal*, 693:1628–1636, 2009.

- M.D. Ding. An unusually intense Ca II K line wing: possible role of particle acceleration in the lower atmosphere. *Astronomy & Astrophysics*, 351:368–372, 1999.
- D. Djafer, G. Thuillier, and S. Sofia. A comparison among solar diameter measurements carried out from the ground and outside earth's atmosphere. *The Astrophysical Journal*, 676:651–657, 2008.
- H. Dodson and R. Hedeman. Moving material accompanying the flare of 1959 July 16^d 21^h 14^m UT. *The Physics of Solar Flares, Proceedings of the AAS-NASA Symposium held 28-30 October, 1963 at the Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD. Edited by Wilmot N. Hess.*, 676:15–23, 1964.
- S. Elaskar and H. Brito. Solution of the magnetogasdynamics equations using a TVD scheme as a tool for electric propulsion. *IEPC-01-141, International Electric Propulsion Conference, IEPC 2001, Pasadena*, pages 1–10, 2001.
- S. Elaskar, L. Maglione, O. Falcinelli, H. Brito, and J. Tamagno. Numerical simulation of MGD flows for plasma propulsion. *IAC-06-C4.P.4.10, 57st IAF International Astronautical Congress, Valencia, Octubre 2007*, pages 1–1, 2006. doi: 10.2514/6.IAC-06-C4.P.4.10.
- A. Epple and R. Schwenn. PICO - a mirror coronagraph on Pic Du Midi. *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences, Proceedings of the Third SOHO Workshop held 26-29 September, 1994 in Estes Park, Colorado*, ESA SP-373(373):399–402, 1994.
- Alexander Epple. *Erdgebundene Beobachtungen der Sonnenkorona mit einem Spiegelkoronagraphen*. PhD thesis, Georg-Augusta-Universität zu Göttingen, 1997.
- S. Eto, H. Isobe, N. Narukage, A. Asai, T. Morimoto, B. Thompson, S. Yashiro, T. Wang, R. Kitai, H. Kurokawa, and K. Shibata. Relation between a Moreton wave and an EIT wave observed on 1997 November 4. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 54:481–491, 2002.

- C. Fernández, S. Elaskar, A. Costa, and W. Schulz. Simulación numérica de la propagación de ondas en arcos magnéticos. *Mecánica Computacional*, 27:117–135, 2008.
- L. Fletcher and H. Hudson. Impulsive phase flare energy transport by large-scale Alfvén waves and the electron acceleration problem. *The Astrophysical Journal*, 675(2):1645–1655, 2008. doi: 10.1086/527044.
- L. Fletcher, T. Metcalf, D. Alexander, D. Brown, and L. Ryder. Evidence for the flare trigger site and three-dimensional reconnection in multiwavelength observations. *The Astrophysical Journal*, 554:451–463, 2001.
- L. Fletcher, B. Dennis, H. Hudson, S. Krucker, K. Phillips, A. Veronig, M. Battaglia, L. Bone, A. Caspi, Q. Chen, P. Gallagher, P. Grigis, H. Ji, W. Liu, R. Milligan, and M. Temmer. An observational overview of solar flares. *Space Science Reviews*, 159:19–106, 2011. doi: 10.1007/s11214-010-9701-8.
- T. Forbes. A review on the genesis of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, 105(A10):23153–23165, 2000. doi: 10.1029/2000JA000005.
- T. Forbes and L. Acton. Reconnection and field line shrinkage in solar flares. *Astrophysical Journal*, 459(A3):330–341, 1996.
- P. V. Foukal. *Solar Astrophysics 2nd. ed.* Wiley-VHC, Weinheim, 2004.
- C. Francile. C language routines to control MICA telescope hardware. Technical report, Max Planck Institut für Aeronomie, 1997.
- C. Francile. HASTA telescope control software. Technical report, Max Planck Institut für Extraterrestrische Physic, 1998.
- C. Francile and W. Lieb. Automation of the HASTA Lyot filter. Technical report, Max Planck Institut für Extraterrestrische Physic, 2004.

- C. Francile and M. L. Luoni. Hacia la predicción del número R de Wolf de manchas solares utilizando Redes Neuronales con retardos temporales. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 53(53):241–244, 2010. ISSN 1669-9521.
- C. Francile, J. I. Castro, L. Leuzzi, M. L. Luoni, M. Rovira, A. Cornudella, W. Gómez, and R. Sarmiento. New observational capabilities of the H-alpha Solar Telescope for Argentina (HASTA). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 51:339–342, 2008. ISSN 1669-9521.
- C. Francile, A. Costa, S. Elaskar, and M.L. Luoni. Simulaciones numéricas 1D1/2 del evento de onda Moreton del 6 de diciembre de 2006 observado con el telescopio H-alfa HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 53(53):245–248, 2010. ISSN 1669-9521.
- C. Francile, J.I. Castro, and M. Flores. Exploración del modelo coronal MHD de Uchida. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 54(54):13–16, 2011. ISSN 1669-9521.
- C. Francile, A. Costa, M. L. Luoni, and S. Elaskar. $H\alpha$ Moreton waves observed on December 06, 2006. a 2D case study. *Astronomy & Astrophysics*, 552(A3):11, 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201118001.
- C. Francile, M.L. Luoni, and A. Costa. Implementation of a new refractor telescope for observing the sun in White Light, in the Carlos U. Cesco Station (OAFa), Argentina. Poster X-Colage, Thenth Latin American Conference on Space Geophysics September 8-12 Cuzco Perú, September 2014.
- D. L. Fried. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. *Journal of the Optical Society of America*, 56(10):1372–1379, 1966. doi: 10.1364/JOSA.56.001372.

- D. Giggenbach. Deriving an estimate for the Fried parameter in mobile optical transmission scenarios. *Applied Optics / Vol., No. 2 / 10 January 2011*, 50(2):1–5, 2011.
- H. Gilbert, A. Daou, D. Young, D. Tripathi, and D. Alexander. The Filament-Moreton wave interaction of 2006 December 6. *The Astrophysical Journal*, 685:629–645, 2008.
- J. Goedbloed and S. Poedts. *Principles of Magnetohydrodynamics: With Applications to Laboratory and Astrophysical Plasmas*. Cambridge University Press, 2004.
- N. Gopalswamy, M. Kaiser, R. Lepping, S. Kahler, K. Ogilvie, D. Berdichevsky, T. Kondo, T. Isobe, and M. Akioka. Origin of coronal and interplanetary shocks - A new look with WIND spacecraft data. *Journal of Geophysical Research*, 10:307–307, 1998. doi: 10.1029/97JA02634.
- N. Gopalswamy, A. Lara, S. Yashiro, S. Nunes, and R. Howard. Coronal mass ejection activity during solar cycle 23. *ESA SP-535: Solar Variability as an Input to the Earth's Environment*, pages 403–414, 2003.
- B. Handy, L. Acton, and C. Kankelborg et al. The transition region and coronal explorer. *Solar Physics*, 187(2):229–260, 1999. doi: 10.1023/A:1005166902804.
- R. Hanisch, A. Farris, E. Greisen, W. Pence, B. Schlesinger, P. Teuben, R. Thompson, and A. Warnock. Definition of the Flexible Image Transport System (FITS). *Astronomy & Astrophysics*, 376:359–380, 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010923.
- L. Harra and A. Sterling. Imaging and spectroscopic investigations of a solar coronal wave: Properties of the wave front and associated erupting material. *The Astrophysical Journal*, 587(2):429–438, 2003.
- L. Harra, A. Sterling, P. Gömöry, and A. Veronig. Spectroscopic observations of a coronal Moreton wave. *The Astrophysical Journal Letters*, 737(L4):1–6, 2011. doi: 10.1088/2041-8205/737/1/L4.

- T. Hirayama. Theoretical model of flares and prominences. I: Evaporating flare model. *Solar Physics*, 34:323–323, 1974.
- R. Hodgson. On a curious appearance in the Sun. *MNRAS*, pages 15–16, 1859.
- R. Howard, N. Sheeley, D. Michels, and M. Koomen. Coronal mass ejections - 1979-1981. *Journal of Geophysical Research*, 90:8173–8191, 1985.
- H. Hudson and A. Warmuth. Coronal loop oscillations and flare shock waves. *The Astrophysical Journal*, 614:85–88, 2004.
- H. Hudson, J. Khan, J. Lemen, N. Nitta, and Y. Uchida. Soft X-ray observation of a large-scale coronal wave and its exciter. *Solar Physics*, 212(1):121–149, 2003. doi: 10.1023/A:1022904125479.
- H. S. Hudson, L. Fletcher, and S. Krucker. The white-light continuum in the impulsive phase of a solar flare. *Proceedings of the 25th NSO Workshop Chromospheric Structure and Dynamics Sept 2009, Sunspot NM.*, pages 1–6, 2010.
- A. Hundhausen, C. Sawyer, and L. House et al. Coronal mass ejections observed during the solar maximum mission - Latitude distribution and rate of occurrence. *Journal of Geophysical Research*, 89:2639–2639, 1984.
- G. J. Hurford, S. Krucker, R. P. Lin, R. A. Schwartz, G. H. Share, and D. M. Smith. Gamma-Ray imaging of the 2003 October/November solar flares. *The Astrophysical Journal*, 644:93–96, 2006.
- H. Isobe, M. Kubo, T. Minoshima, K. Ichimoto, Y. Katsukawa, T.D. Tarbell, S. Tsuneta, T.E. Berger, B.W. Lites, S. Nagata, T. Shimizu, R.A. Shinea, Y. Suematsu, and A.M. Title. Flare ribbons observed with G-band and fei 6302 Å filters of the solar optical telescope on board Hinode. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 59: 807–813, 2007.

- D. B. Jess, M. Mathioudakis, P. J. Crockett, and F. P. Keenan. Do all flares have white light emission. *The Astrophysical Journal Letters*, pages 1–5, 2008. doi: 10.1086/595588.
- M. Kaiser, T. Kucera, J. Davila, O. St. Cyr, M. Guhathakurta, and E. Christian. The STEREO Mission: An Introduction. *Space Science Reviews*, 136(1-4):5–16, 2008. doi: 10.1007/s11214-007-9277-0.
- J. Khan and H. Aurass. X-ray observations of a large-scale solar coronal shock wave. *Astronomy & Astrophysics*, 383:1018–1031, 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20011707.
- A. Klassen, H. Aurass, G. Mann, and B.J. Thompson. Catalogue of the 1997 SOHO/EIT coronal transient waves and associated type II radio burst spectra. *Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.*, 141:357–369, 2000.
- K.L. Klein, J. Khan, N. Vilmer, J.M. Delouis, and H. Aurass. X-ray and radio evidence on the origin of a coronal shock wave. *Astronomy & Astrophysics*, 346:53–56, 1999.
- R. Kopp and G. Pneuman. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *Solar Physics*, 50:85–85, 1976. doi: 10.1007/BF00206193.
- H. Koskinen and R. Vainio. Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause. Lecture course www.courses.physics.helsinki.fi/teor/solphys, 2011.
- M. Kretzschmar. The Sun as a star: observations of white-light flares. *Astronomy & Astrophysics*, 550(A84):807–813, 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201015930.
- V. Krishnakumar and P. Venkatakrishnan. Determination of the atmospheric point spread function by a parameter search. *Astronomy & Astrophysics, Suppl. Ser.*, 126: 177–181, 1997.

- S. Krucker, H. S. Hudson, N. L. S. Jeffrey, M. Battaglia, E. P. Kontar, A. O. Benz, A. Csillaghy, and R. P. Lin. High-resolution imaging of solar flare ribbons and its implication on the thick-target beam model. *The Astrophysical Journal*, 739:96–102, 2011. doi: 10.1088/0004-637X/739/2/96.
- J. R. Kuhn, H. Lin, and D. Loranz. Gain calibrating nonuniform image-array data using only the image data. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 103:1097–1108, 1991. doi: 10.1086/132932.
- H. Kurokawa, K. Ishiura, G. Kimura, Y. Nakai, R. Kitai, Y. Funakoshi, and T. Shinkawa. Flare-Monitoring Telescope. *Geomag. Geoelectr.*, 47:1043–1043, 1995.
- J. Leenaarts, M. Carlsson, V. Hansteen, and R. Rutten. Non-equilibrium hydrogen ionization in 2D simulations of the solar atmosphere. *Astronomy & Astrophysics*, 473:625–632, 2007. doi: 0.1051/0004-6361:20078161.
- J. Leenaarts, M. Carlsson, and L. Rouppe van der Voort. The formation of the H α line in the solar chromosphere. *The Astrophysical Journal*, pages 1–15, 2012.
- J. Lemen, A. Title, and D. Akin et al. The atmospheric imaging assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Physics*, 275(1-2):17–40, 2012. doi: 10.1007/s11207-011-9776-8.
- L. Leuzzi and C. Francile. Observación en H-alfa con muy alta resolución temporal en el telescopio solar HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 49:366–369, 2006. ISSN 1669-9521.
- L. Leuzzi and C. Francile. Obtención de imágenes de campo plano (flat field) para el telescopio solar HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 50:362–365, 2007. ISSN 1669-9521.

- L. Leuzzi, C. Francile, and J. I. Castro. Rutina de clasificación de fulguraciones para el telescopio solar HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 50:39–42, 2007. ISSN 1669-9521.
- L. Leuzzi, C. Francile, M. L. Luoni, M. Rovira, and J. I. Castro. New improvements of HASTA for the analysis of chromospheric solar events. *Proceedings IAU Symposium S264 (Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets)*, 5:93–95, 2009. doi: 10.1017/S1743921309992468.
- J. Lin. CME-flare association deduced from catastrophic model of CMEs. *Solar Physics*, 219:169–196, 2004. doi: 10.1023/B:SOLA.0000021798.46677.16.
- J. Lin and T. Forbes. Effects of reconnection on the coronal mass ejection process. *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978-2012)*, 105(A2):2375–2392, 2000. doi: 10.1029/1999JA900477.
- W. Liu, L. Ofman, N. Nitta, M. Aschwanden, C. Schrijver, A. Title, and T. Tarbell. Quasi-periodic fast-mode wave trains within a global EUV wave and sequential transverse oscillations detected by SDO/AIA. *The Astrophysical Journal*, 753:52–69, 2012. doi: 10.1088/0004-637X/753/1/52.
- Y. Liu, J. Luhmann, S. Bale, and R. Lin. Relationship between a Coronal Mass Ejection-Driven Shock and a metric type II burst. *The Astrophysical Journal*, 691:151–155, 2009. doi: 10.1088/0004-637X/691/2/L151.
- D. Long, P. Gallagher, R. James McAteer, and D. Shaun Bloomfield. The kinematics of a globally propagating disturbance in the solar corona. *The Astrophysical Journal*, 680(1):81–84, 2008. doi: 10.1086/589742.
- F. López, C. Francile, and J. I. Castro. Hacia la medición de la polarización de la

- corona solar en la línea de emisión de 530 nm. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 51:27–30, 2008. ISSN 1669-9521.
- F. López, G. Stenborg, C. Francile, and L. Balmaceda. Revealing structures and dynamic phenomena on ground-based coronagraph observations via a multi-resolution approach. Talk at the Solar Information Processing WORKSHOP VI; Montana, EEUU, August 2012.
- M. L. Luoni, C. Francile, and C. H. Mandrini. Estudio de la dinámica de una fulguración de clase M. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 55(55):107–110, 2012. ISSN 1669-9521.
- M. L. Luoni, C. Francile, and C. H. Mandrini. Evolución de una protuberancia observada por el HASTA. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 56(56):383–386, 2013. ISSN 1669-9521.
- M.L. Luoni, C. Francile, H. Cremades, S. Nakwacki, G. Cristiani, D. Long, and C. Mandrini. Analysis of a Moreton wave from chromospheric and coronal data. Poster X-Colage, Thenth Latin American Conference on Space Geophysics September 8-12 Cuzco Perú, September 2014.
- B. Lyot. Optical apparatus with wide field using interference of polarized light. *Acad. Sci.*, 197, 1933.
- M. Machado, A. Gordon Emslie, and E. Avrett. Radiative backwarming in white-light flares. *Solar Physics*, 124(2):303–317, 1989.
- T. Magara, S. Minesige, T. Yokoyama, and K. Shibata. Numerical simulation of magnetic reconnection in eruptive flares. *The Astrophysical Journal*, 466:1054–1066, 1996.
- T. Magara, P. Chen, K. Shibata, and T. Yokoyama. A unified model of coronal mass ejection-related type II radio bursts. *The Astrophysical Journal*, 538:175–178, 2000.

- L. Maglione, S. Elaskar, H. Brito, and R. Dean. A sonic fix for ideal magnetogasdynamics equations using the Harten-Yee TVD scheme. *Aerospace Science and Technology*, 21: 55–63, 2012. doi: 10.1016/j.ast.2011.05.005.
- Stéphane Mallat. *A Wavelet Tour of Signal Processing, The Sparse Way*. Elsevier, 2008.
- C. B. Markwardt. Non-linear least squares fitting in IDL with MPFIT. *Proc. ADASS XVIII, ASP Conf. Ser.*, 411:175–178, 2009. ISSN 978-1-58381-702-5.
- S. A. Matthews, L. van Driel-Gesztelyi, H. S. Hudson, and N. V. Nitta. A catalogue of white-light flares observed by Yohkoh. *Astronomy & Astrophysics*, 409:1107–1125, 2003. ISSN 10.1051/0004-6361:20031187.
- N. Mazza, N. Nuñez, L. Balmaceda, C. Francile, and G. Stenborg. On the evolution of the diurnal atmospheric opacity at El Leoncito. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, Serie de Conferencias*, 14:157–180, 2002. ISSN 0185-1101.
- Ian S. McLean. *Electronic Imaging in Astronomy - Detectors and Instrumentation 2nd. Ed.* Springer Praxis Publishing UK, 2008.
- T. Metcalf, D. Alexander, H. Hudson, and D. Longcope. TRACE and YOHKOH observations of a white-light flare. *The Astrophysical Journal*, 595:483–492, 2003.
- Z. Mikic and J. Linker. Disruption of coronal magnetic field arcades. *The Astrophysical Journal*, 430(2):898–912, 1994.
- G.E. Moreton. H α observations of flare-initiated disturbances with velocities ≈ 1000 km sec $^{-1}$. *Astronomical Journal*, 65:494–495, 1960. doi: 10.1086/108346.
- G.E. Moreton and H.E. Ramsey. Recent observations of dynamical phenomena associa-

- ted with solar flares. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 72(428): 357–357, 1960. doi: 10.1086/127549.
- N. Muhr, B. Vršnak, M. Temmer, A. Veronig, and J. Magdalenić. Analysis of a global Moreton wave observed on 2003 october 28. *The Astrophysical Journal*, 708:1639–1649, 2010. doi: 10.1088/0004-637X/708/2/1639.
- K. Murawski, V. Nakariakov, and E. Pelinovsky. Fast magnetoacoustic waves in a randomly structured solar corona. *Astronomy & Astrophysics*, 366:306–310, 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20000027.
- N. Narukage, H. Hudson, T. Morimoto, S. Akiyama, R. Kitai, H. Kurokawa, and K. Shibata. Simultaneous observation of a Moreton wave on 1997 November 3 in H α and soft X-rays. *The Astrophysical Journal*, 572:109–112, 2002.
- N. Narukage, S. Eto, M. Kadota, R. Kitai, H. Kurokawa, and K. Shibata. Moreton waves observed at Hida Observatory. *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity Proceedings IAU Symposium No. 223, 2004*, 2004a. doi: 10.1017/S1743921304006143.
- N. Narukage, T. Morimoto, M. Kadota, R. Kitai, H. Kurokawa, and K. Shibata. X-ray expanding features associated with a Moreton wave. *PASJ: Publ. Astron. Soc. Japan*, 56:5–8, 2004b.
- N. Narukage, T. Ishii, S. Nagata, S. UeNoa, R. Kitai, H. Kurokawa, M. Akioka, and K. Shibata. Three successive and interacting shock waves generated by a solar flare. *The Astrophysical Journal*, 684:L45–L49, 2008. doi: 10.1086/592108.
- Noriyuki Narukage. Simultaneous observations of Moreton waves and X-ray waves. Master’s thesis, Department of Astronomy, Kyoto University Kwasan and Hida Observatories, Kyoto University, jan 2003.

- D. Neidig, P. Wiborg, and M. Confer et al. The USAF Improved Solar Observing Optical Network (ISOON) and its impact on solar synoptic data bases. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 140:519–519, 1998.
- D. F. Neidig. The importance of solar white-light flares. *Solar Physics*, 121(261–269), 1989.
- D. F. Neidig and E. W. Cliver. A catalog of solar white light flares (1859–1982), including their statistical properties and associated emissions. *Air Force Geo Lab. Tech. Rep. AFGL-TR-83-0247*, 1983.
- L. Ofman and B. Thompson. Interaction of EIT waves with coronal active regions. *The Astrophysical Journal*, 574(440–452), 2002.
- T. Okamoto. Filament oscillations and Moreton waves associated with EIT waves. *The Astrophysical Journal*, 608(1124–1132), 2004.
- E. Pariat, B. Schmieder, A. Berlicki, Y. Deng, N. Mein, A. López Ariste, and S. Wang. Spectrophotometric analysis of Ellerman bombs in the Ca II, H-alpha, and UV range. *Astronomy & Astrophysics*, 473(275):279–289, 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20067011.
- C. Parnell. Solar theory. Lecture course MT4510 <http://www-solar.mcs.st-andrews.ac.uk>, 2010.
- S. Patsourakos and A. Vourlidas. On the nature and genesis of EUV waves: A synthesis of observations from SOHO, STEREO, SDO, and Hinode. *Solar Physics*, 281(1):187–222, 2012. doi: 10.1051/s11207-012-9988-6.
- S. Patsourakos, A. Vourlidas, and G. Stenborg. The genesis of an impulsive Coronal Mass Ejection observed at ultra-high cadence by AIA on SDO. *The Astrophysical Journal Letters*, 724(2):188–188, 2012. doi: 10.1088/2041-8205/724/2/L188.

- W. D. Pesnell, B. Thompson, and P. Chamberlin. The solar dynamics observatory (SDO). *Solar Physics*, 275(2):3–15, 2012. doi: 10.1007/s11207-011-9841-3.
- S. Pohjolainen, K. Hori, and T. Sakurai. Radio bursts associated with flare and ejecta in the 13 July 2004 event. *Solar Physics*, 253:291–303, 2008.
- J. Pomoell, R. Vainio, and R. Kissmann. MHD modeling of coronal large-amplitude waves related to CME lift-off. *Solar Physics*, 253(1-2):249–261, 2008. doi: 10.1007/s11207-008-9186-8.
- Jens Pomoell. *Magnetohydrodynamic modeling of large-amplitude waves in the solar corona*. PhD thesis, Faculty of Science, UNIVERSITY OF HELSINKI, jul 2012.
- H. Potts, H. Hudson, L. Fletcher, and D. Diver. The optical depth of white-light flare continuum. *The Astrophysical Journal*, 722:1514–1521, 2010. doi: 10.1088/0004-637X/722/2/1514.
- K. Powell. An Approximate Riemann Solver for Magnetohydrodynamics (that works in more than one dimension). Technical report, NASA Contract No NAS1-19480, ICASE, NASA Langley Research Center, Hampton, 1995.
- K. Powell, P. Roe, T. Linde, T. Gombosi, and D. Zeeuw. A solution-adaptive upwind scheme for ideal magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 154:1–1, 1999.
- P. Ricchiarzzi and R. Canfield. A static model of chromospheric heating in solar flares. *The Astrophysical Journal*, 272:739–755, 1983.
- R. J. Rutten. $H\alpha$ as a chromospheric diagnostic. *First Results from Hinode, ASP Conference Series*, Sarah A. Matthews, John M. Davis, and Louise K. Harra, eds., 397:1–4, 2008.

- J. Schmidt and L. Ofman. Global simulation of an Extreme Ultraviolet Imaging Telescope wave. *The Astrophysical Journal*, 713(2):1008–1008, 2010. doi: 10.1088/0004-637X/713/2/1008.
- M. Scholz. On the interpretation of stellar disc observations in terms of diameters. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 321:347–352, 2001.
- S. Schwartz, D. Burgess, and C. Owen. Astrophysical plasmas. Post-graduate course developed at Queen Mary, University of London. <http://www.sp.ph.imperial.ac.uk/sjs/APmaster.pdf>, 2004.
- R. Schwenn. An essay on terminology, myths and known facts: Solar transient-flare-CME-driver gas-piston-BDE-magnetic cloud-shock wave-geomagnetic storm. *Astrophysics and Space Science*, 243:187–193, 1996.
- N. Sheeley, J. Walters, Y. Wang, and R. Howard. Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, 104:739–767, 1999. doi: 10.1029/1999JA900308.
- K. Shibata. Theories of eruptive flares. *Proceedings IAU Symposium 226 - Coronal and Stellar Mass Ejections*, 226:1–9, 2005.
- K. Shibata, Y. Ishido, L. Acton, Strong K, T. Hirayama, Y. Uchida, A. McAllister, R. Matsumoto, S. Tsuneta, T. Shimizu, H. Hara, T. Sakurai, K. Ichimoto, Y. Nishino, and Y. Ogawara. Observations of x-ray jets with the yohkoh soft x-ray telescope. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 44:173–179, 1992.
- K. Shibata, S. Masuda, M. Shimojo, H. Hara, T. Yokoyama, S. Tsuneta, T. Kosugi, and Y. Ogawara. Hot-plasma ejections associated with compact-loop solar flares. *The Astrophysical Journal*, 451:83–85, 1995. doi: 10.1086/309688.
- S. F. Smith and K. L. Harvey. *Physics of the Solar Corona*. Dordrecht: Reidel, 1971.

- Sami K. Solanki and Reiner Hammer. *The Century of Space Science, Volume II, The solar atmosphere*. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 2001. ISBN 0-7923-7196-8.
- G. Stenborg and P. Cobelli. A wavelet packets equalization technique to reveal the multiple spatial-scale nature of coronal structures. *Astronomy & Astrophysics*, 398: 1185–1193, 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20021687.
- G. Stenborg, C. Francile, R. Schwenn, A. Epple, and M. Rovira. Descripción del coronógrafo a ser instalado en argentina (MICA). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 40:42–43, 1996. ISSN 1669-9521.
- G. Stenborg, A. Epple, R. Schwenn, C. Francile, and M. Rovira. Mirror coronagraph for argentina MICA. primera luz. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 41:115–115, 1997. ISSN 1669-9521.
- G. Stenborg, R. Schwenn, C. Francile, and M. Rovira. Observaciones de la corona solar interior con un coronógrafo de espejo. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, BAAA*, 43:22–22, 1999a. ISSN 1669-9521.
- G. Stenborg, R. Schwenn, N. Srivastava, B. Inhester, B. Podlipnik, M. Rovira, and C. Francile. MICA: The Mirror Coronagraph for Argentina. *Space Science Reviews*, 87:307–310, 1999b. ISSN 0038–6308. doi: 10.1016/S1364-68260000084-5.
- G. Stenborg, R. Schwenn, N. Srivastava, B. Inhester, B. Podlipnik, M. Rovira, and C. Francile. Recent observations of the solar corona with a new ground-based coronagraph in argentina (MICA). *AIP Conference Proceedings, Proceedings of the Ninth International Solar Wind Conference*, 471:561–564, 1999c.
- G. Stenborg, L.G. Bagalá, O.H. Bauer, R. Fernández Borda, C. Francile, G. Haerendel, M.G. Rovira, and R. Schwenn. First combined observations in the german–

- argentinean solar observatory: correlations in quiet and eruptive phenomena at the limb. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62(16):1553–1559, 2002. ISSN 1364-6826.
- G. Stenborg, A. Vourlidas, and R. Howard. A fresh view of the Extreme-Ultraviolet corona from the application of a new image-processing technique. *The Astrophysical Journal*, 674:1201–1206, 2008. doi: 10.1086/525556.
- Guillermo Adrián Stenborg. *Interpretation and Analysis on Various Time Scales of Narrow-Band Coronal Observations Obtained with a New Coronagraph System*. PhD thesis, Georg August Universität - Göttingen, dec 2000.
- Michael Stix. *The Sun. An Introduction 2nd. ed.* Springer, 2004.
- P. Sturrock. Model of the high-energy phase of solar flares. *Nature*, 211:695–697, 1966. doi: 10.1038/211695a0.
- Einar Tandberg-Hanssen and A. Gordon Emslie. *The Physics of Solar Flares*. Cambridge Astrophysics Series - Cambridge University Press, 1988.
- M. Temmer, B. Vršnak, T. Žic, and A. Veronig. Analytic modeling of the Moreton wave kinematics. *The Astrophysical Journal*, 702:1343–1352, 2009. doi: 10.1088/0004-637X/702/2/1343.
- B. Thompson, J. Gurman, W. Neupert, J. Newmark, J. Delaboudinière, O. St. Cyr, S. Stezelberger, K. Dere, R. Howard, and D. Michels. SOHO/EIT observations of the 1997 April 7 coronal transient: possible evidence of coronal Moreton waves. *The Astrophysical Journal*, 517:151–154, 1999.
- B. Thompson, B. Reynolds, H. Aurass, N. Gopalswamy, J.B. Gurman, H.S. Hudson, S.F. Martin, and O.C. St. Cyr. Observations of the 24 September 1997 coronal flare waves. *Solar Physics*, 193(1-2):161–180, 2000. doi: 10.1023/A:1005222123970.

- Eleuterio F. Toro. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics, A Practical Introduction, 2nd Ed.* Springer-Verlag, 1999.
- G. Torres del Castillo. La representación de rotaciones mediante cuaterniones. *Mis-celánea Matemática*, 29:43–50, 1999.
- R. Tousey, J. Bartoe, and Bohlin et al. J. A preliminary study of the extreme ultraviolet spectroheliograms from Skylab. *Solar Physics*, 33:265–280, 1973. doi: 10.1007/BF00152418.
- D. Tripathi, H. Isobe, and R. Jain. Large amplitude oscillations in prominences. *Space Science Reviews*, 149:283–298, 2009. doi: 10.1007/s11214-009-9583-9.
- S. Tsuneta. Moving plasmoid and formation of the neutral sheet in a solar flare. *The Astrophysical Journal*, 483:507–514, 1997. doi: 10.1086/304236.
- Y. Uchida. Propagation of hydromagnetic disturbances in the solar corona and Moreton’s wave phenomenon. *Solar Physics*, 4:30–44, 1968.
- Y. Uchida. Flare-produced coronal MHD-FAST MODE wavefronts and moreton’s wave phenomenon. *Solar Physics*, 28:495–516, 1973.
- S. UeNo, S. Nagata, R. Kitai, H. Kurokawa, and K. Ichimoto. Solar magnetic activity research telescope. *Proc. SPIE*, 5492:958–958, 2004.
- J. Vernazza, E. Avrett, and R. Loeser. Structure of the solar chromosphere. III - models of the euv brightness components of the quiet-sun. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 45:635–725, 1981. doi: 10.1086/190731.
- A. Veronig, M. Temmer, B. Vršnak, and J. Thalmann. Interaction of a Moreton/EIT wave and a coronal hole. *The Astrophysical Journal*, 647:1466–1471, 2006. doi: 10.1086/505456.

- A. Veronig, M. Temmer, and B. Vršnak. High-cadence observations of a global coronal wave by STEREO EUVI. *The Astrophysical Journal*, 681:113–116, 2008.
- B. Vršnak and E. Cliver. Origin of coronal shock waves. *Solar Physics*, 253:215–235, 2008. doi: 10.1007/s11207-008-9241-5.
- B. Vršnak, A. Warmuth, R. Brajša, and A. Hanslmeier. Flare waves observed in Helium I 10830 Å. A link between H α Moreton and EIT waves. *Astronomy & Astrophysics*, 394:299–310, 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20021121.
- B. Vršnak, A. Warmuth, M. Temmer, A. Veronig, J. Magdalenić, A. Hillaris, and M. Karlický. Multi-wavelength study of coronal waves associated with the CME-flare event of 3 November 2003. *Astronomy & Astrophysics*, 448:739–752, 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20053740.
- Y. Wang. EIT waves and fast-mode propagation in the solar corona. *The Astrophysical Journal*, 543:89–93, 2000.
- Y. Wang, N. Sheeley Jr, D. Socker, R. Howard, G. Brueckner, D. Michels, D. Moses, O. St Cyr, A. Llebaria, and J. Delaboudinière. Observations of correlated white-light and extreme-ultraviolet jets from polar coronal holes. *The Astrophysical Journal*, 508:899–907, 1998.
- A. Warmuth. Large-scale waves and shocks in the solar corona. *Lecture Notes in Physics*, ed. K.L. Klein & A. L. MacKinnon, 725:107–138, 2007. doi: 10.1007/978-3-540-71570-2_6.
- A. Warmuth, B. Vršnak, H. Aurass, and A. Hanslmeier. Evolution of two EIT/H α Moreton waves. *The Astrophysical Journal*, 560:105–109, 2001.
- A. Warmuth, B. Vršnak, and A. Hanslmeier. Flare waves revisited. *Hvar Observatory Bulletin*, vol. 27, no. 1, p. 139-149, 27(1):139–149, 2003.

- A. Warmuth, B. Vřnak, J. Magdalenić, A. Hanslmeier, and W. Otruba. A multiwavelength study of solar flare waves I. Observations and basic properties. *Astronomy & Astrophysics*, 418:1101–1115, 2004a. doi: 10.1051/0004-6361:20034332.
- A. Warmuth, B. Vřnak, J. Magdalenić, A. Hanslmeier, and W. Otruba. A multiwavelength study of solar flare waves II. Perturbation characteristics and physical interpretation. *Astronomy & Astrophysics*, 418:1117–1129, 2004b. doi: 10.1051/0004-6361:20034333.
- K. Watanabe, S. Krucker, H. Hudson, T. Shimizu, S. Masuda, and K. Ichimoto. G-band and Hard X-ray Emissions of the 2006 December 14 flare observed by Hinode/SOT and RHESSI. *The Astrophysical Journal*, 715(1):651–655, 2010. doi: arXiv:1004.4259v1.
- S. White, K. Balasubramaniam, and E. Cliver. Direct comparison of a solar Moreton wave, EUV wave and CME. Technical Report DTIC report AFRL-RV-PS-TP-2014-0004, Air Force Research Laboratory, Space Vehicles Directorate, 3550 Aberdeen Avenue SE, Kirtland AFB, NM 87117-5776, 2014.
- M. Wills-Davey, C. DeForest, and J. Stenflo. Are EIT Waves Fast-Mode MHD waves? *Astrophysical Journal*, 664(1-4):556–562, 2007. doi: 10.1086/519013.
- J.P Wřlser, R. Canfield, and L. Acton et al. Multispectral observations of chromospheric evaporation in the 1991 November 15 X-Class solar flare. *The Astrophysical Journal*, 424:459–465, 1994.
- S. Wu, Huinan Zheng, S. Wang, B. Thompson, S. Plunkett, X. Zhao, and M. Dryer. Three-dimensional numerical simulation of MHD waves observed by the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope. *Journal of Geophysical Research*, 106(A11):25,089–25,102, 2001.

- Y. Xu, W. Cao, C. Liu, G. Yang, J. Jing, C. Denker, A. G. Emslie, and H. Wang. High-resolution observations of multiwavelength emissions during two X-Class white-light flares. *The Astrophysical Journal*, 641:1210–1216, 2006.
- Y. Xu, W. Cao, J. Jing, and H. Wang. Characteristic size of flare kernels in the visible and near-infrared continua. *The Astrophysical Journal Letters*, 750:7–13, 2012. doi: 10.1088/2041-8205/750/1/L7.
- T. Yokoyama and K. Shibata. Magnetohydrodynamic simulation of a solar flare with chromospheric evaporation effect based on the magnetic reconnection model. *The Astrophysical Journal*, 549:1160–1174, 2001.
- Y. Zhang, R. Kitai, N. Narukage, T. Matsumoto, S. Ueno, K. Shibata, and J. Wang. Propagation of moreton waves. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 63(3):685–696, 2011.
- Harold Zirin. *Astrophysics of the Sun*. Cambridge University Press, 1988.