

Estudio numérico y observacional de la dinámica del plasma en  
la propagación de ondas en manchas solares y en la deflexión de  
eyecciones coronales de masa

por María Valeria Sieyra

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación como  
parte de los requerimientos para obtener el grado de Doctora en Astronomía



Universidad Nacional de Córdoba

Marzo de 2019

Directora: Dra. Andrea Costa



Estudio numérico y observacional de la dinámica del plasma en la propagación de ondas en manchas solares y en la deflexión de eyecciones coronales de masa por Maria Valeria Sieyra se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial – Sin Obra Derivada 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

## Clasificación PACS y palabras clave:

---

02.60.Cb Numerical simulation; solution of equations  
95.30.Qd Magnetohydrodynamics and plasmas in astrophysics  
95.55.Ev Solar instruments  
95.75.Mn Image processing (including source extraction)  
96.50.Tf MHD waves; plasma waves, turbulence  
96.60.Ly Helioseismology, pulsations, and shock waves  
96.60.Mz Photosphere  
96.60.Na Chromosphere  
96.60.P- Corona  
96.60.pc Coronal holes  
96.60.pf Coronal loops, streamers  
96.60.ph Coronal mass ejection  
96.60.Q- Solar activity  
96.60.qd Sun spots, solar cycles  
96.60.qf Prominence eruptions

Palabras claves: atmósfera solar, magnetohidrodinámica, ondas, campo magnético, manchas solares, eyecciones coronales de masa.





## Agradecimientos

Simplemente gracias a la Universidad Pública y Gratuita que me permitió formarme durante todos estos años de la mejor manera.

Gracias a mi familia que estuvo siempre en todos los momentos. A Manu por haberme acompañado durante largas horas y ayudarme en todo lo que le pedía. Gracias a mis compañeros por ayudar a disipar mis dudas, en especial a Bruno que con mucha paciencia siempre me ha ayudado. Gracias a mis amigos por estar y permitirme hacer catarsis en tantos momentos.

Mil gracias a mi Tribunal de Tesis, Hebe, Gustavo y Damián por leerla y hacerme correcciones en tiempo récord. A mi comisión asesora por hacerme valiosas sugerencias durante estos años y tomarse en serio su rol. Gracias a Andrea por estar corriendo conmigo en todos los momentos que fue necesario. A Alejandro por sentarse y discutir conmigo durante horas y siempre con buen sentido del humor. A Guillermo por haberme enseñado muchísimas cosas y adentrarme un poquito más en el mundo de la física solar. A Hebe nuevamente por permitirme seguir con ella en el camino inicial del postdoc.

Investigar es trabajar!



RESUMEN

---

A partir del desarrollo de nuevos telescopios que proveen observaciones de alta resolución espacial y temporal en distintas longitudes de onda junto con los avances en simulaciones numéricas fue posible caracterizar una amplia variedad de estructuras y fenómenos solares. En esta tesis se estudian diferentes aspectos de la dinámica del plasma que involucran distintas estructuras solares: la propagación de ondas magnetohidrodinámicas en manchas solares y las deflexiones de eyecciones coronales de masa.

En ambos fenómenos el campo magnético juega un importante rol: en la propagación de ondas magnetohidrodinámicas actúa como guía de ondas desde la fotosfera hacia la corona, siendo capaz de modificar la velocidad y frecuencias características de la oscilación; en las deflexiones de eyecciones coronales de masa las distintas estructuras de campo magnético local y global constituyen una de las principales causas de deflexión.

La Heliosismología, rama de la física solar que estudia los modos de oscilación en el interior solar, ha permitido proveer información acerca de los parámetros de plasma de distintas regiones del interior, como la densidad, la temperatura y el campo magnético. Desde hace relativamente poco tiempo fue posible adquirir imágenes y espectros de alta resolución temporal y espacial que muestran que las oscilaciones están presentes en la mayoría de las estructuras coronales, siendo objeto de estudio de la sismología coronal. El estudio de las ondas magnetohidrodinámicas es de gran interés ya que se cree que juegan un rol fundamental en el transporte de energía a través de la atmósfera solar, constituyéndose como uno de los posibles mecanismos del calentamiento coronal. En particular en esta tesis se discute si el origen del fenómeno observado en un evento particular es de carácter intrínseco (modos normales de oscilación) o el resultado de un forzado desde la fotosfera por parte de modos heliosismológicos. También se analiza si este fenómeno se corresponde con ondas magnetoacústicas de gravedad propagándose a lo largo líneas de campo o si puede interpretarse como la manifestación intermitente de mini eyecciones coronales de masa.

Las eyecciones coronales de masa son los principales precursores de las tormentas geomagnéticas. El estudio de su dinámica, como la dirección y velocidad de propagación tiene vital importancia en el clima espacial y aporta información a las predicciones de tormentas solares direccionadas hacia la Tierra. Para entender las deflexiones de las eyecciones coronales de masa, es necesario caracterizar el ambiente coronal en el estadio temprano del desarrollo de estas. En esta tesis se lleva a cabo esta caracterización y el estudio evolutivo para varios eventos.

La parte I de la tesis consiste en el marco teórico. En el primer capítulo se caracterizan distintas estructuras solares, haciendo énfasis en las específicamente involucradas en este trabajo, y en la fenomenología asociada a ellas obtenida a través de observaciones. En un segundo capítulo

se describen los conceptos generales de la física de plasmas, las ecuaciones de la magnetohidrodinámica y los distintos tipos de ondas que pueden propagarse en la atmósfera solar. En la parte II, que comprende los capítulos 3, 4 y 5, se describen los procedimientos y resultados de la tesis. En el Capítulo 3 se analiza la serie observacional de una señal periódica propagándose en una mancha solar. En el Capítulo 4 se presenta el trabajo numérico realizado y se analizan las simulaciones. Se presenta también un enfoque analítico para el estudio de los períodos. Se muestra en el Capítulo 5 el estudio sistemático de las eyecciones coronales de masa correspondientes a un período de tiempo de un año y para un caso particular en el que se encuentra una deflexión de la dirección radial de propagación. Para este caso se detalla el ambiente magnético en el que se desarrolla la eyección coronal de masa. En la parte III se discuten los resultados generales y las conclusiones y se proponen algunos lineamientos para el trabajo futuro.

# Índice general

<b>Índice general</b>	<b>IX</b>
<b>I Marco Teórico</b>	<b>1</b>
<b>1 Estructura y fenomenología solar</b>	<b>3</b>
1.1. Estructura Solar . . . . .	3
Interior Solar . . . . .	4
Atmósfera Solar . . . . .	6
1.2. Manchas solares . . . . .	14
Formación y características de las manchas solares . . . . .	16
Oscilaciones en manchas solares . . . . .	21
Oscilaciones en la umbra . . . . .	21
Oscilaciones en la penumbra . . . . .	23
1.3. Eyecciones coronales de masa . . . . .	26
Estructura de la CME . . . . .	27
Cinemática de CMEs . . . . .	30
Mecanismos de iniciación . . . . .	31
<b>2 Descripción magnetohidrodinámica y ondas</b>	<b>43</b>
2.1. Conceptos generales de plasma . . . . .	43
Parámetros básicos de los plasmas . . . . .	44
Frecuencia de plasma y longitud de Debye . . . . .	45
Parámetro Beta del Plasma . . . . .	47
2.2. Ecuaciones de la Magnetohidrodinámica . . . . .	48
Aproximaciones MHD . . . . .	49
Ecuaciones de MHD ideal . . . . .	53
2.3. Ondas magnetohidrodinámicas . . . . .	54

Ondas de sonido . . . . .	55
Ondas magnéticas . . . . .	56
Ondas de Alfvén (corte) . . . . .	58
Ondas de compresión de Alfvén . . . . .	59
Ondas Magnetoacústicas . . . . .	60
Ondas de gravedad . . . . .	63
Ondas Acústicas de Gravedad . . . . .	65
Frecuencia de corte (cut-off) . . . . .	66
<b>II Trabajo realizado</b>	<b>71</b>
<b>3 Propagación de una señal periódica en una RA</b>	<b>73</b>
3.1. Introducción . . . . .	73
Observaciones en fotósfera y cromósfera . . . . .	74
Observaciones en la corona . . . . .	75
3.2. Evento . . . . .	77
3.3. Caracterización cinemática . . . . .	83
3.4. Caracterización de períodos . . . . .	90
Análisis de periodicidades en la atmósfera alta . . . . .	90
Análisis de periodicidades en la atmósfera baja . . . . .	93
3.5. Conclusiones . . . . .	95
<b>4 Propagación de ondas MHD en regiones activas</b>	<b>103</b>
4.1. Introducción de estudios numéricos y teóricos recientes . . . . .	103
4.2. Descripción del modelo numérico . . . . .	106
4.3. Condiciones iniciales . . . . .	108
4.4. Propagación de perturbaciones en la atmósfera solar . . . . .	111
4.5. Caracterización cinemática de las ondas . . . . .	113
Velocidad a lo largo de la línea de campo . . . . .	114
Velocidad proyectada en el plano del cielo . . . . .	118
4.6. Análisis de periodicidades en la región de transición y corona . . . . .	125
4.7. Estudio analítico de las frecuencias naturales . . . . .	129
4.8. Conclusiones . . . . .	135
<b>5 Deflexiones de CMEs</b>	<b>141</b>
5.1. Introducción . . . . .	141

Características de las deflexiones de CMEs . . . . .	142
Posibles causas de deflexión . . . . .	142
5.2. Identificación y selección de eventos . . . . .	145
5.3. Determinación de coordenadas tridimensionales . . . . .	147
Método de triangulación . . . . .	148
Método de GCS . . . . .	150
5.4. Resultados Preliminares . . . . .	152
5.5. Conclusiones . . . . .	158
<b>III Conclusiones y trabajo futuro</b>	<b>167</b>
<b>6 Conclusiones</b>	<b>169</b>
6.1. Trabajo futuro . . . . .	173
<b>IV Apéndice</b>	<b>175</b>
<b>A A1</b>	<b>177</b>
A.1. Ecuaciones ideales MHD . . . . .	177
Flujos . . . . .	178
A.2. <i>Splitting</i> o separación de variables en densidad y presión . . . . .	179
Flujos . . . . .	180
A.3. <i>Splitting</i> en campo . . . . .	181
Flujos . . . . .	181
A.4. <i>Splitting</i> en densidad, presión y campo . . . . .	182
Flujos . . . . .	183
A.5. Riemann Solvers . . . . .	184
HLLE . . . . .	184
HLLE <i>Split</i> . . . . .	185
HLLD . . . . .	185
HLLD <i>Split</i> . . . . .	187





Parte I

Marco Teórico



---

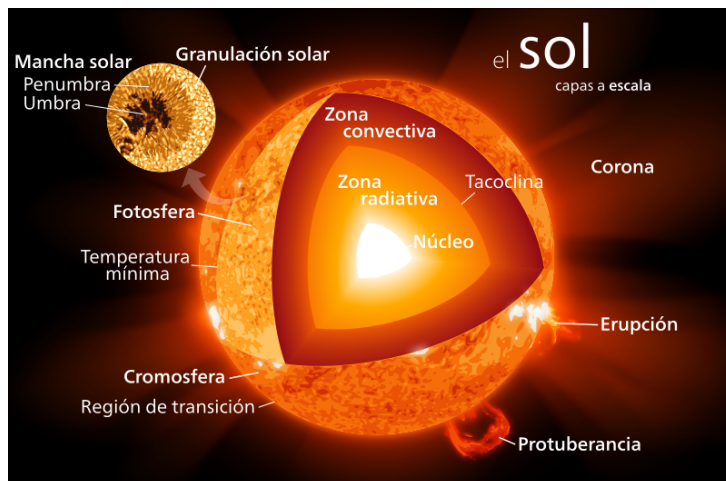
## Estructura y fenomenología solar

---

En este capítulo se describen las características principales de nuestra estrella, enfatizando ciertos fenómenos que ocurren en la atmósfera solar y son relevantes para el desarrollo de esta tesis.

### 1.1. Estructura Solar

El Sol es la estrella y la fuente de energía de nuestro sistema solar. Es una estrella enana de tipo espectral G2 y se encuentra en la secuencia principal del diagrama Hertzsprung-Russell. Como muchas otras estrellas se formó hace aproximadamente 4.6 miles de millones de años por un colapso gravitatorio dentro de una gran nube molecular rotante. Tiene una temperatura efectiva de 5778 Kelvin (K) y una magnitud absoluta de 4.83. Se encuentra a una distancia de 150 millones de km desde la Tierra (lo que se define como 1 UA), tiene un diámetro de casi 1.4 millones de km, 109 veces más grande que la Tierra, y una masa de aproximadamente  $2 \times 10^{30}$  kg, 330 mil veces más masiva que la Tierra. Químicamente está compuesto por tres cuartos de hidrógeno, casi un cuarto de helio y una pequeña parte de elementos más pesados como el oxígeno, carbono y hierro. ¿Por qué es importante estudiar el Sol? Es el responsable de la vida en la Tierra y desde la existencia de la humanidad ha sido objeto de veneración y curiosidad. Al ser la estrella más cercana, es la única que podemos observar con alta resolución temporal y espacial. Las observaciones actuales dan cuenta de estructuras que van desde muy pequeñas escalas, tanto espacial como temporal, hasta eventos muy dinámicos en tiempo real como así



**Fig. 1.1:** Esquema de las capas del interior y de la atmósfera solar. También se observan algunas estructuras como las manchas solares, protuberancias y una erupción que se denomina fulguración. Créditos: De Kelvinsong - Trabajo propio, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=23508670>.

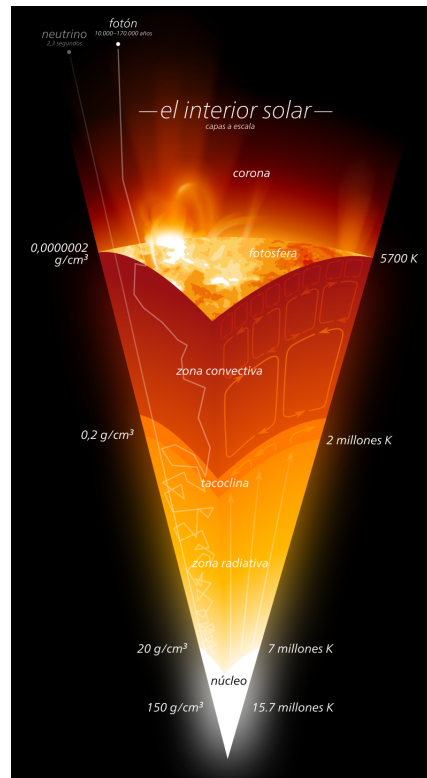
también en el término medio. Dichas observaciones alcanzan también distintas profundidades de la atmósfera solar a la vez que se infieren características del interior mediante observaciones indirectas y métodos matemáticos. En la figura 1.1 se muestra un esquema del Sol donde se exhiben las distintas capas que vamos a describir a continuación y algunas estructuras que se pueden observar.

El Sol es el laboratorio natural para el estudio de la física de plasma no solo de nuestro sistema solar, sino de otras estrellas y sistemas planetarios, ya que nos permite deducir y modelar estructuras que pueden adaptarse a otros sistemas.

En las secciones siguientes describiremos en detalle cómo se componen y cuáles son los procesos involucrados en el interior y en la atmósfera solar.

## Interior Solar

El Interior de Sol se encuentra conformado por el *núcleo*, *zona radiativa* y *zona convectiva*, las cuales se muestran en la figura 1.2. El **núcleo** se extiende hasta  $1/5$  del radio solar. En esta zona se produce la fusión nuclear, que origina toda la energía que el Sol produce. Predomina el ciclo protón-protón, proceso en el que se fusionan 4 núcleos de hidrógeno para formar uno de helio. En esta reacción hay pérdida de masa ya que el hidrógeno consumido pesa más que el helio producido. Esta diferencia de masa se transforma en energía según la ecuación de Einstein ( $E = \Delta mc^2$ ). La energía generada en el núcleo del Sol tarda un millón de años en alcanzar la superficie solar. Se estima que en su centro existe un 49% de hidrógeno, 49% de helio y un 2% de otros elementos que sirven como catalizadores en las reacciones termonucleares. Se cree



**Fig. 1.2:** Esquema del interior solar. Los valores mostrados corresponden a las temperaturas en *Kelvin* [K] (derecha) y densidades en  $[\text{g}/\text{cm}^3]$  (izquierda) de cada una de las regiones que conforman el interior solar. Créditos: De Kelvinsong - Trabajo propio, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=30114079>.

que la fusión del hidrógeno continuará por unos 4 mil millones de años, para luego detenerse y comenzar el proceso de fusión del helio en otros elementos más pesados, que transformarán al Sol en una gigante roja de temperatura menor. Se estima que la temperatura en el núcleo alcanza los  $15 \times 10^6 \text{ K}$  con una densidad de  $130 \text{ g}/\text{cm}^3$ .

La **zona radiativa** ocupa unos  $3/5$  del radio solar. Está compuesta de grandes cantidades de hidrógeno y helio ionizado. Los fotones deben avanzar por un medio ionizado tremendamente denso siendo absorbidos y reemitidos infinidad de veces en su camino, por eso tardan tanto en llegar desde el núcleo hasta la superficie (NESTA 2012). A este tipo de transporte de la energía se lo conoce como *transporte radiativo*. A medida que la distancia radial crece, la temperatura disminuye, los gases más pesados dejan de estar ionizados, los fotones son absorbidos con facilidad y se convierten en material opaco al transporte de radiación. En estas condiciones el transporte de energía se da por convección, lo que se conoce como *transporte convectivo*, dando inicio a la **zona convectiva**, que se extiende hasta unos  $4/5$  del radio solar.

En la **zona convectiva** el gradiente de temperatura que abarca el intervalo de aproximadamente  $2 \times 10^6 \text{ K}$  de en su base hasta los 6000 K en la superficie solar, es responsable del rápido

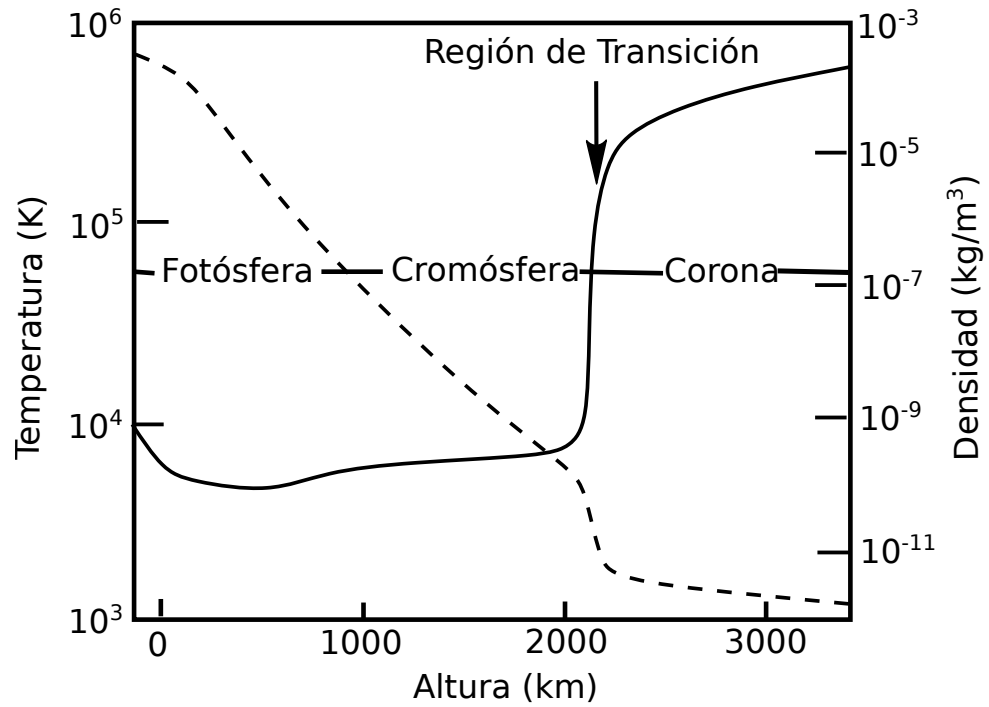
movimiento ascendente del plasma caliente. Los fluidos se dilatan al ser calentados y disminuyen su densidad, formándose corrientes ascendentes de material desde la zona caliente hasta la zona superior (fotosfera). Simultáneamente se producen movimientos descendentes de material desde las zonas exteriores a menor temperatura. Se forman así secciones convectivas turbulentas, en las que las parcelas de gas caliente y ligero que suben ceden su energía en forma de luz visible, dando lugar a gránulos brillantes. Este material se enfría antes de descender a las profundidades nuevamente, lo que se observa como líneas oscuras intergránulos. En la superficie la convección se detiene ya que la atmósfera se vuelve transparente al mecanismo de radiación, volviendo a ser efectivo este mecanismo de transporte (MSFC 2014).

## Atmósfera Solar

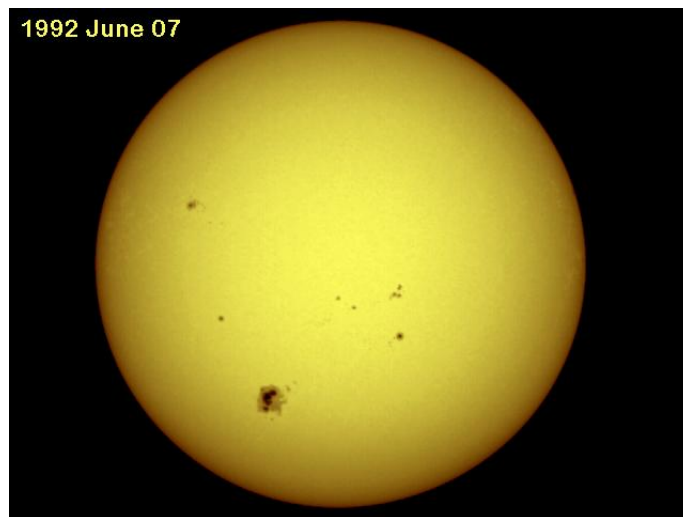
Los parámetros termodinámicos de la atmósfera solar, como la temperatura, la densidad, la presión y el campo magnético cambian en función de la altura. Según el comportamiento de la temperatura, la atmósfera se caracteriza tradicionalmente en cuatro capas principales: **fotosfera**, **cromósfera**, **región de transición** y **corona**. En la figura 1.3 se muestra el comportamiento de la temperatura y la densidad en función de la altura para cada capa. A medida que la altura crece desde la fotosfera la densidad disminuye, mientras que la temperatura decrece hasta llegar a un mínimo a partir del cual crece abruptamente. Este fenómeno de aumento repentino de la temperatura se conoce como *calentamiento coronal*. A continuación describiremos en detalles las características de cada capa.

La **fotosfera** (figura 1.4) tiene un espesor de aproximadamente 400 km y su temperatura característica varía desde 6500 K en el interior hasta 4000 K en la parte superior. Es considerada como la “superficie” solar y puede ser observada a simple vista dado que emite en luz visible. En la fotosfera se pueden distinguir varias estructuras características como las *manchas solares*, las *fáculas* y los *gránulos*.

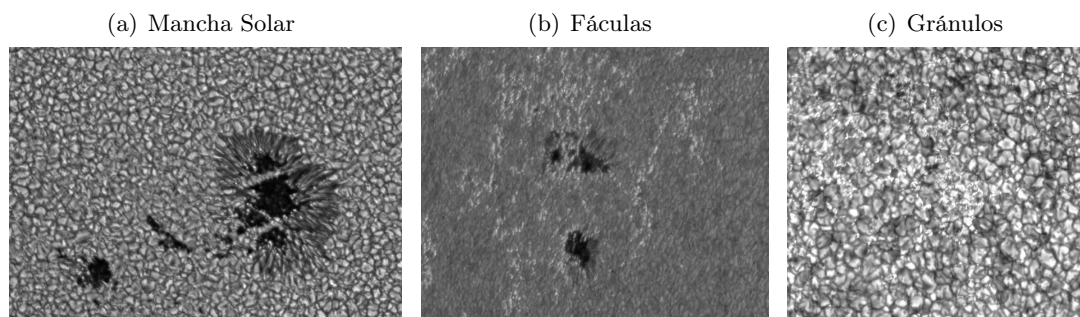
Las *manchas solares* (figura 1.5(a)) se observan como manchas oscuras en la superficie del Sol debido a que la temperatura en su centro ( $\sim 3700$  K) es menor que la de la fotosfera circundante. Típicamente duran varios días, aunque algunas pueden persistir por meses. Las manchas son regiones magnéticas con intensidades de campo de miles de veces el campo magnético de la Tierra y hasta mil veces mayor que el campo de la fotosfera que la rodea. El campo es más intenso en la región más oscura de la mancha, denominada *umbra*, y es más débil y horizontal en la región más clara, denominada *penumbra*. Las manchas usualmente aparecen de a grupos como dos conjuntos de manchas, uno con polaridad positiva o campo magnético norte y otro con polaridad negativa o campo magnético sur (MSFC 2014). Ampliaremos sobre las manchas solares en la Sección 1.2.



**Fig. 1.3:** Perfiles de temperatura (línea sólida) y de densidad (línea discontinua) en función de la altura de la atmósfera solar. Créditos: Adaptación de imagen extraída de E. Avrett, Smithsonian Astrophysical Observatory. Sun, Earth and Sky Kenneth R. Lang, 2nd Edition, 2006.



**Fig. 1.4:** Imagen de la fotosfera del Sol en 6768 Å tomada por *Global Oscillation Network Group* (GONG). Créditos: NASA Marshall Space Flight Center.

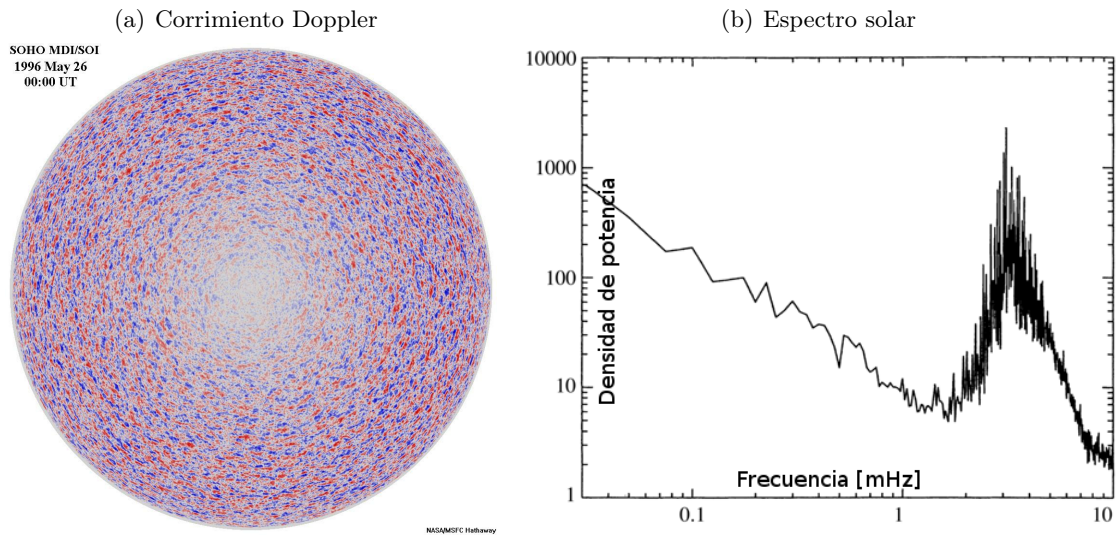


**Fig. 1.5:** Observaciones de (a) una mancha solar, (b) fácula y (c) gránulos de la fotosfera solar tomadas en el óptico por *Swedish Vacuum Solar Telescope*. Créditos: NASA Marshall Space Flight Center.

Las *fácúlas* (figura 1.5(b)) son áreas brillantes que suelen verse cerca del limbo del disco solar. Contrario a lo que ocurre con las manchas, sus campos magnéticos tienden a concentrarse en regiones más pequeñas haciendo que el Sol se vea más brillante (MSFC 2014).

Los *gránulos* (figura 1.5(c)) son estructuras pequeñas, tienen aproximadamente 1000 km de diámetro y cubren casi toda la superficie del Sol, excepto las áreas que están cubiertas por las manchas solares. Estos *gránulos* son la evidencia del movimiento convectivo generado en el interior solar, por lo que el patrón evoluciona constantemente a medida que los viejos gránulos son empujados hacia un lado y hacia abajo por los nuevos. Los *gránulos* individuales duran hasta 20 minutos. El fluido dentro de éstos puede alcanzar velocidades supersónicas mayores a 7 km/s y generar ondas en la superficie del Sol. El flujo de material en la fotosfera se puede medir a través de corrimiento Doppler y así caracterizar supergránulos (estructuras de mayor tamaño que los gránulos) como también flujos a gran escala y patrones de ondas y oscilaciones. En la figura 1.6(a) se muestra una imagen tomada por *Michelson Doppler Imager* (MDI) a bordo de *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) donde se observan los supergránulos. En color azul se muestra la luz emitida por el material que se acerca hacia nosotros y en rojo el material que se aleja. Estas estructuras también cubren todo el Sol y evolucionan constantemente, durando de uno a dos días con velocidades de flujo de aproximadamente 0.5 km/s. Este flujo de materia observado en los supergránulos transportan el campo magnético a los bordes de las celdas donde se produce la *red cromosférica* (MSFC 2014). El análisis de oscilaciones de la fotosfera ha resultado muy valioso para el conocimiento e inferencia de la dinámica del plasma solar tanto del interior como de la atmósfera. Los períodos característicos típicos en la fotosfera son de 3 y 5 minutos. El rango de períodos que incluye estos valores característicos se muestra en el espectro tomado por el instrumento *Global Oscillations at Low Frequencies* (GOLF) a bordo de SOHO, ver la figura 1.6(b). El estudio de estas oscilaciones se denomina *Heliosismología*, y permite investigar, a través del análisis de las ondas en la superficie solar, las propiedades termodinámicas del interior solar,

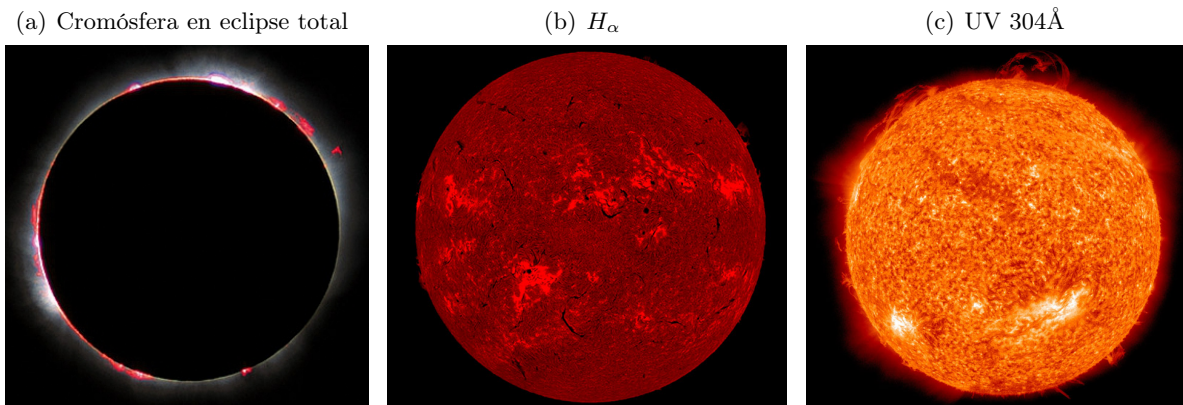




**Fig. 1.6:** (a) Supegránulos observados a través de corrimiento Doppler (SOHO/MDI), en donde la luz proveniente del material que se mueve hacia nosotros se observa corrida hacia el azul y el material que se aleja tiene un corrimiento hacia el rojo. Créditos: NASA Marshall Space Flight Center. (b) Espectro solar tomado por el instrumento SOHO/GOLF entre el 19 de Febrero y 25 de Marzo de 1996. El eje horizontal representa la frecuencia en mHz y el vertical la densidad de potencia. Los períodos típicos son la serie de líneas que se observa entre los 2 y los 7 mHz (8.3 y 2.4 minutos) aproximadamente.

la variación de la densidad, la temperatura y la composición química con la profundidad.

La **cromósfera** es una capa irregular que se encuentra por arriba de la fotosfera. Tiene un espesor que varía entre 400 km y 2100 km y una densidad 10 mil veces menor que la de la fotosfera. Su temperatura decrece desde 6000 K, cerca de la fotosfera, hasta 4000 K, pero en la parte superior la temperatura aumenta hasta 8000 K, dando lugar a la inversión térmica. Dado que es una capa muy fina y tenue la luz que proviene de la cromósfera es opacada por el brillo de la fotosfera, por lo que sólo puede ser vista durante un eclipse o con filtros especiales. En la figura 1.7(a) se muestra una imagen tomada durante un eclipse total el 11 de Agosto de 1999 donde se observa la cromósfera como una fina banda de luz, mayormente roja, alrededor del Sol. Esta emisión rojiza también se puede observar en  $H_{\alpha}$  (6562.8 Å). Utilizando un filtro que aisle esta emisión se pueden observar algunos rasgos característicos de la cromósfera como los *filamentos*, *protuberancias*, y la *red cromosférica* de campo magnético (MSFC 2014). En la figura 1.7(b) se pueden observar los filamentos como curvas oscuras sobre el disco. Algunas de estas estructuras también son visibles en la línea del calcio ionizado Ca II (3934 Å) y en el espectro ultravioleta producido por el helio ionizado He II (304 Å). En la figura 1.7(c) se observa la cromósfera en esta última longitud de onda y se pueden distinguir algunas protuberancias que sobresalen del limbo.



**Fig. 1.7:** (a) Imagen de la cromósfera durante un eclipse total del 11 de Agosto de 1999. Créditos: Luc Viatour. (b) Foto de la cromósfera en  $H_{\alpha}$  tomada el 18 de Julio de 2000. Se observan varios filamentos como líneas o curvas oscuras sobre el disco. Las áreas más claras son regiones activas y las manchas se observan como pequeños puntos negros. Créditos: *Big Bear Solar Observatory*. (c) Imagen de la cromósfera en luz ultravioleta tomada por *Atmospheric Imaging Assembly (AIA)* (Lemen et al. 2012) a bordo de *Solar Dynamics Observatory (SDO)* el 19 de Septiembre de 2010 donde se observan algunas protuberancias sobresaliendo del limbo.

Los *filamentos* y *protuberancias* son nubes densas de material un poco más frío suspendidas sobre la superficie solar por acción del campo magnético que ejerce una fuerza que contrarresta su peso. Ambas denominaciones refieren a la misma estructura, siendo los filamentos observados en absorción sobre el disco solar y las protuberancias son observadas sobresaliendo del limbo del Sol. Pueden permanecer en un estado quiescente durante días o semanas, sin embargo los arcos magnéticos que las sostienen cambian lentamente, por lo que pueden erupcionar y eyectarse del Sol en unos pocos minutos u horas.

La **región de transición** es una capa muy delgada e irregular que separa la corona caliente de la cromósfera. Sobre esta capa el hidrógeno está completamente ionizado, pero debajo de ella no. Esto tiene un efecto en la temperatura, crece abruptamente de  $10^5$  K hasta  $10^6$  K y la densidad disminuye rápidamente. La mayoría de las líneas espectrales formadas debajo de esta capa son líneas de absorción en el infrarrojo, visible y ultravioleta cercano, mientras que sobre esta capa la radiación emitida es dominada por los iones de calcio, oxígeno y silicio tres veces ionizados. Estos iones emiten en el ultravioleta, dado que la atmósfera de la Tierra previene que la mayoría de los rayos UV provenientes del espacio lleguen al suelo, solo son detectables con telescopios espaciales. Algunas de las misiones espaciales que investigan la región de transición son *Solar Maximum Mission (SMM)*, *SOHO*, *The Transition Region and Coronal Explorer (TRACE)* y *SDO* (MSFC 2014).

La **corona** está formada por las capas más tenues de la atmósfera solar superior en las que la temperatura aumenta monótonicamente hasta más de  $10^6$  K, al menos dos órdenes de magnitud

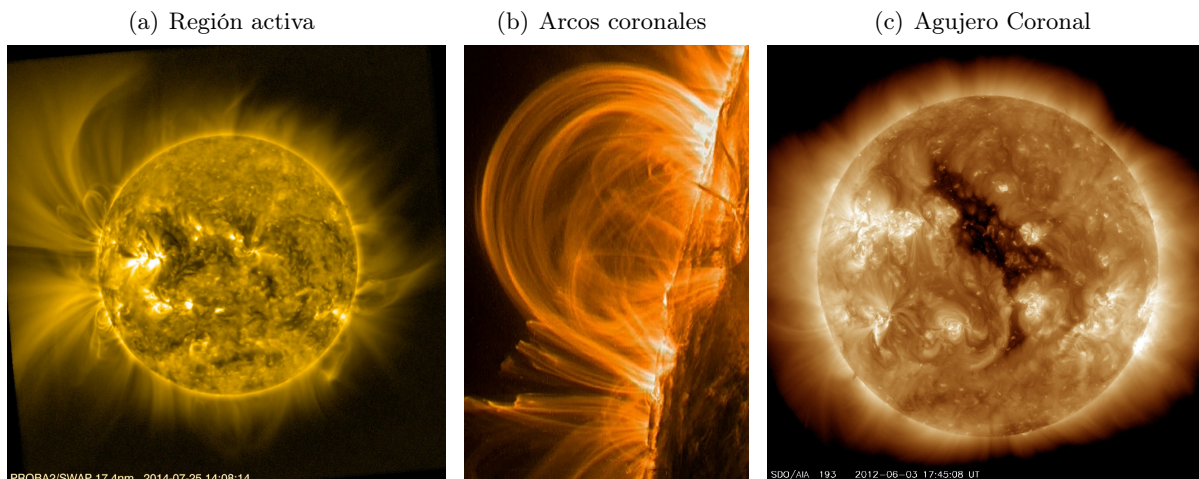
mayor que la temperatura de la fotosfera. Este calentamiento de la región de transición y la corona es uno de los grandes interrogantes de la física solar y un tema de investigación actual. Debido a las altas temperaturas los átomos están altamente ionizados y el espectro coronal se caracteriza por líneas de emisión intensas en el ultravioleta y rayos X. En estas longitudes de onda es posible identificar algunas regiones características de la corona que están fuertemente estructuradas por los campos magnéticos como las *regiones activas*, los *agujeros coronales* y los *arcos coronales*.

Las *regiones activas* están conformadas principalmente por las manchas solares, las cuales conectan regiones de polaridad magnética opuesta. Las regiones activas involucran todos los fenómenos directamente relacionados con el campo magnético (UCAR/NCAR 2014). En la figura 1.8(a) se muestra una imagen de una región activa tomada en EUV (extremo ultravioleta) por *Sun Watcher using Active Pixel System detector and Image Processing* (SWAP) a bordo de *Project for Onboard Autonomy 2* (PROBA2).

Los *arcos coronales* son estructuras brillantes y curvadas, asociadas a líneas de campo magnético cerradas que conectan regiones magnéticas de polaridades opuestas. El plasma caliente, más denso que el circundante, fluye a lo largo de las líneas de campo magnético intenso y curvado dándole esa forma característica y el brillo en EUV. Pueden permanecer por días o semanas pero la mayoría cambia rápidamente. Algunos arcos están asociados a fulguraciones solares (fenómenos muy energéticos en donde la energía magnética se transforma en cinética y térmica) por lo que son visibles por períodos de tiempo mucho más cortos (UCAR/NCAR 2014). En la figura 1.8(b) se observa una imagen de arcos coronales tomada por el satélite TRACE en 171Å.

Los *agujeros coronales* son regiones que aparecen oscuras en imágenes del Sol en rayos X y EUV, ya que el plasma en estos lugares es más frío y denso que en otras partes de la corona. Fueron descubiertos por los primeros telescopios espaciales en rayos X que revelaron la estructura de la corona por encima del disco solar. En la figura 1.8(c) se muestra en EUV un agujero coronal en el centro de la imagen. El campo magnético en estas regiones es abierto y unipolar, por lo que el plasma que fluye a lo largo de estas líneas de campo puede escapar más fácilmente al espacio interplanetario. Este plasma que se escapa es el que produce el *viento solar rápido*, que alcanza velocidades de hasta 800 km/s (UCAR/NCAR 2014).

La estructura compleja de la corona también es observable en luz blanca durante los eclipses totales de Sol. Estas estructuras cambian de eclipse a eclipse y la forma global de la corona cambia con el ciclo solar (este ciclo se describirá en la sección 1.2). En la figura 1.10(a) se observa una composición de imágenes en luz blanca de la corona solar tomada durante un eclipse total de Sol. Las regiones blancas que se extienden hacia afuera del Sol son los *helmet streamers*. Estas estructuras son cascos coronales de gran tamaño que se extienden en punta hacia el exterior

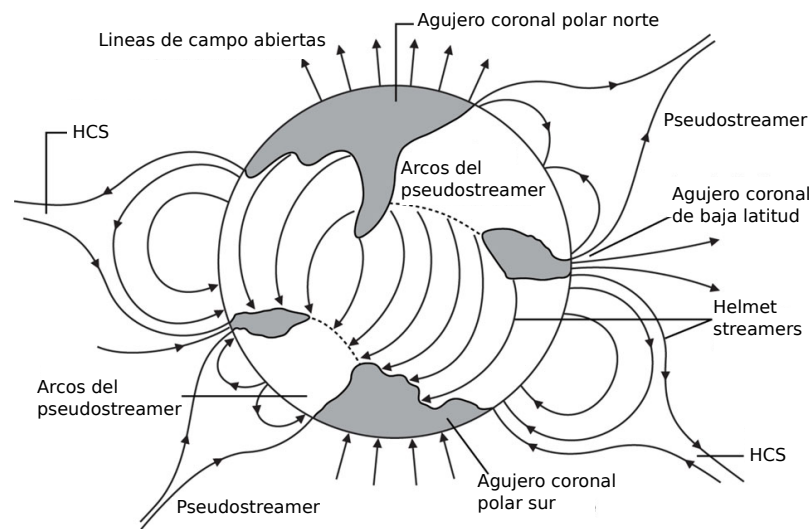


**Fig. 1.8:** (a) Imagen de la corona solar tomada el 25 de Julio de 2014 en  $174\text{\AA}$  por PROBA2/SWAP mostrando una región activa a la izquierda. (b) Imagen de arcos coronales capturadas por TRACE en  $171\text{\AA}$  el 6 de Noviembre de 1999. Estos arcos abarcan una distancia equivalente a 30 veces el diámetro de la Tierra. (c) Imagen de agujero coronal registrada en  $193\text{\AA}$  por SDO/AIA el 3 de Junio de 2012. El viento solar generado por este agujero coronal llegó a la Tierra el 6 de Junio de 2012.

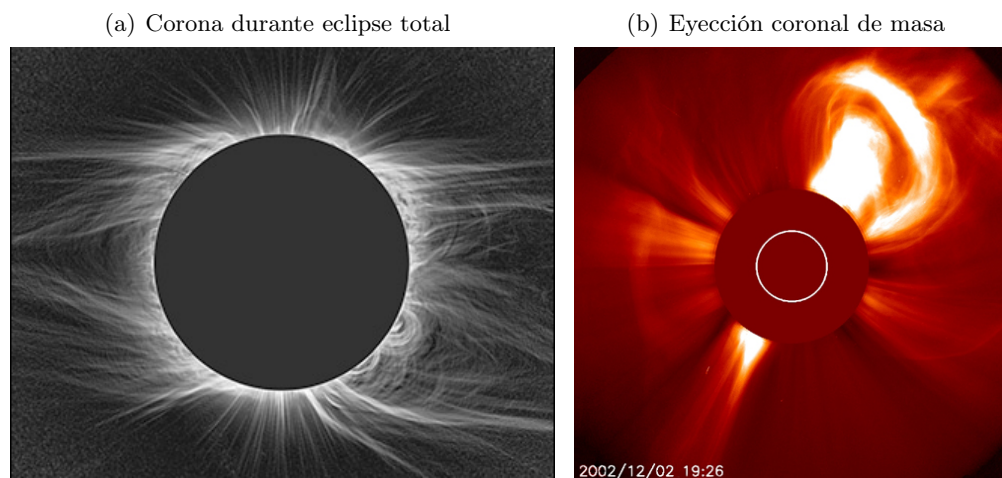
del sol. Normalmente yacen sobre regiones activas y manchas y en sus bases podemos encontrar filamentos. Están conformados por una red de arcos magnéticos cerrados en la baja corona que conectan a las manchas en las regiones activas y ayudan a que el material del filamento se encuentre suspendido sobre la superficie. Son estructuras relativamente densas debido a que el plasma es atrapado por el campo magnético cerrado, por lo que se observan brillantes. Los picos en su parte superior se forman por acción del viento solar y sobre ellos se encuentran líneas de campo magnético abiertas de polaridad opuesta, las cuales generan una hoja de corriente ([MSFC 2014](#)). Ésta se extiende a distancias mayores conformando la hoja de corriente heliosférica (*heliospheric current sheet*, HCS de ahora en adelante). La HCS es una superficie donde la polaridad del campo magnético del Sol cambia de norte a sur. Se extiende desde el plano ecuatorial, atravesando todo el sistema solar. En la figura 1.9 se muestran esquemáticamente los *helmet streamers* y la HCS junto con otras estructuras como los *pseudostreamers* y los agujeros coronales (descritos previamente). El *pseudostreamer* es una estructura magnética similar al *helmet streamer* con la diferencia de que sobre el campo magnético cerrado hay dos regiones juntas de campo abierto con la misma polaridad, por lo que no se forma hoja de corriente ([Rachmeler et al. 2014](#)).

Para poder observar la corona sin necesidad de que haya un eclipse, se diseñó un instrumento particular llamado *coronógrafo*, algunos de ellos son usados en telescopios en Tierra y otros en satélites. Con estos instrumentos se observan fenómenos muy energéticos denominados *eyecciones coronales de masa*, estos son enormes burbujas de plasma enlazadas con líneas de campo





**Fig. 1.9:** Esquema de las principales estructuras del campo magnético coronal a gran escala. En este esquema el campo magnético se aparta de la configuración dipolar por lo que se puede observar agujeros coronales a bajas latitudes. Créditos: Figura adaptada extraída de [Luhmann et al. \(2012\)](#).



**Fig. 1.10:** (a) Imagen de la corona capturada durante un eclipse total de Sol el 26 de Febrero de 1998, visto desde Curaçao en las Antillas de los Países Bajos. (b) Eyección coronal de masa en luz visible tomada con el coronógrafo SOHO/LASCO-C2 del el 2 de Diciembre de 2002.

magnético que son eyectadas del Sol ([Cremades 2005](#)). Se observa en la figura [1.10\(b\)](#) una imagen de una eyección coronal de masa tomada por el coronógrafo *Large Angle and Spectrometric Coronagraph* (LASCO) a bordo del telescopio espacial SOHO. Esta fenomenología se describirá en detalle en la Sección [1.3](#).

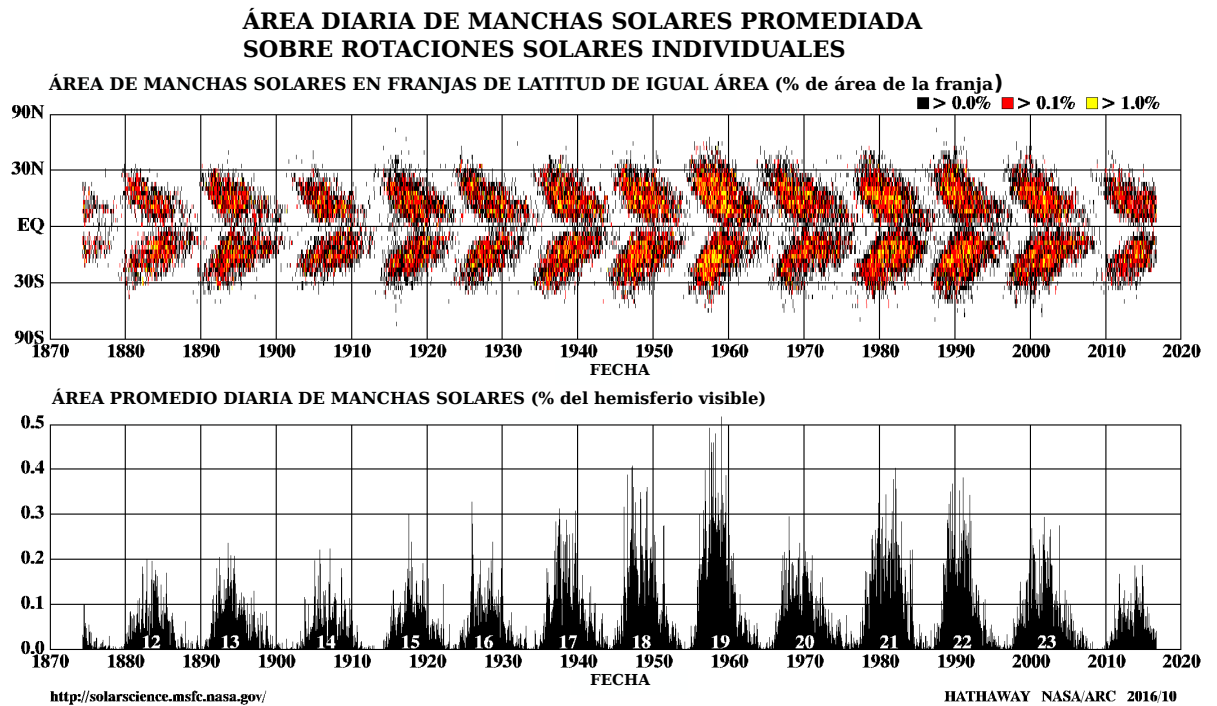
## 1.2. Manchas solares

La historia de la física solar está dominada por observaciones de manchas solares. Hace más de cuatro siglos atrás las manchas oscuras fueron las primeras características del Sol que se observaron con telescopios. De su movimiento a través del disco solar, la rotación del Sol se hizo evidente. Además se determinó que la rotación del Sol es diferencial, ya que las manchas cerca del ecuador rotan a una velocidad mayor que las manchas a latitudes más altas. La variación temporal del número de manchas permitió la detección del ciclo de manchas de 11 años, también llamado ciclo de actividad solar. El período de este ciclo es idéntico al período de cambios de la actividad geomagnética de la Tierra, dando lugar al estudio de las conexiones Sol-Tierra que ahora conocemos como *meteorología del espacio*.

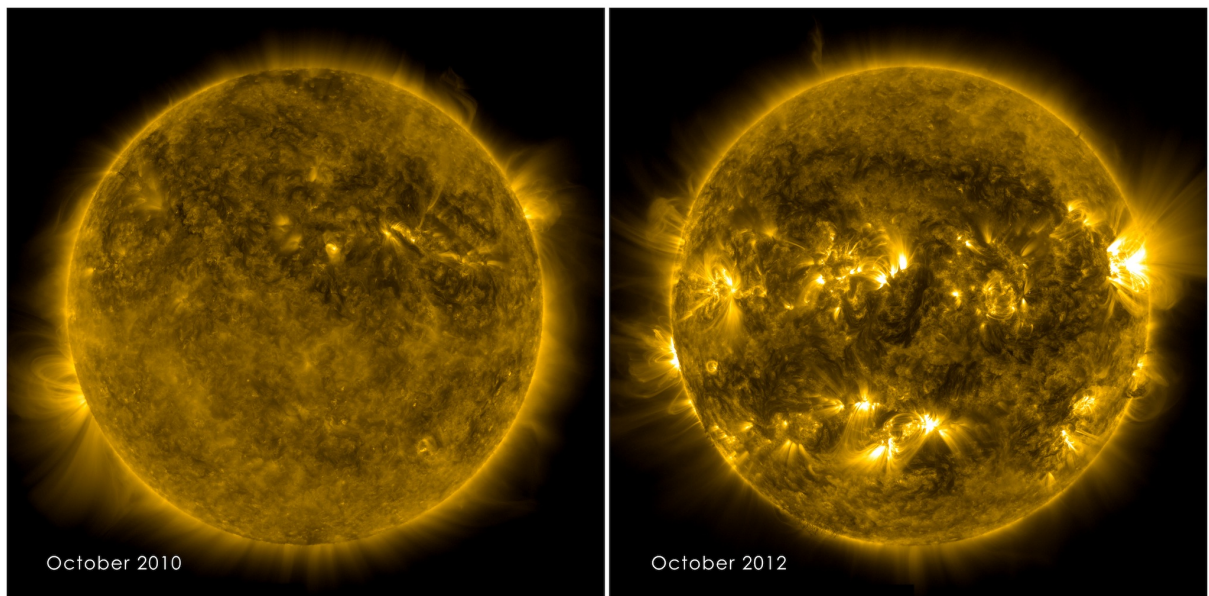
Las manchas solares también fueron los primeros objetos de estudio donde se midió la separación de las líneas espectrales por efecto Zeeman. Este fue el primer paso que reveló la naturaleza del campo magnético del Sol. A su vez el descubrimiento del campo magnético intenso de las manchas y su evolución temporal revelaron el ciclo magnético solar de 22 años. Al principio del ciclo de actividad solar, las manchas surgen preferentemente a latitudes heliográficas de alrededor de  $\pm 35^\circ$  mientras que al final del ciclo migran hacia latitudes de  $\pm 5^\circ$ . En la transición al siguiente ciclo de actividad la bipolaridad de los pares de manchas intercambia su signo. Además el campo magnético global cambia su polaridad también, por lo que dos ciclos de mancha hacen un ciclo solar (UCAR/NCAR 2014). Debido a la forma, el diagrama que muestra la variación temporal de la posición de las manchas se denomina diagrama de “mariposa” y se muestra en la figura 1.11 junto con el número de manchas en función del tiempo.

El ciclo de actividad solar entonces tiene un período de aproximadamente 11 años y consta de un *máximo solar*, que coincide con un número alto de manchas, y un *mínimo solar*, en el que hay un número relativamente bajo. Las manchas son indicadores de perturbaciones en el campo magnético que pueden generar eventos energéticos como fulguraciones solares y eyecciones coronales de masa, por lo que cuando el Sol se encuentra en un máximo está muy activo y emite mayor radiación que la usual en rayos X y en ultravioleta. Este extra de energía afecta significativamente las capas más externas de la Tierra (UCAR/NCAR 2014). En la figura 1.12 se muestra una imagen del disco solar en  $171 \text{ \AA}$  en dos épocas diferentes del ciclo solar, el panel izquierdo muestra una corona tranquila en un mínimo solar correspondiente a Octubre de 2010 y en el panel izquierdo se observa una imagen de Octubre de 2012, camino al máximo solar, donde se distinguen varias regiones activas.

Tres descubrimientos fundamentales, pertinentes al desarrollo de este trabajo, se realizaron a mediados del siglo XX. El primero de ellos fue el establecimiento de la teoría magnetohidrodinámica.



**Fig. 1.11:** Diagrama de mariposa que muestra la posición (latitud) de las manchas en función del tiempo (panel superior) y área promedio de las manchas observadas en el disco solar en función del tiempo por el Observatorio de Zurich (panel inferior). Los números en blanco indican el ciclo de actividad solar. Créditos: Adaptación de imagen del Dr. David Hathaway NASA/ARC (Ames Research Center), Octubre de 2016, <https://solarscience.msfc.nasa.gov/>



**Fig. 1.12:** Imágenes en 171 Å tomada por SDO/AIA del Sol en un mínimo solar (panel izquierdo) correspondiente a Octubre de 2010 y en la fase ascendente del ciclo solar (panel derecho) en Octubre de 2012.

mica (MHD de ahora en adelante) por [Alfvén \(1942\)](#). La MHD explica cómo el campo magnético afecta la dinámica de plasma e implícitamente la generación y los conceptos esenciales de las ondas magnetoacústicas, lo que se desarrollará en el [Capítulo 2](#). En segundo lugar se descubrieron las oscilaciones de 5 minutos en la fotosfera solar por [Leighton et al. \(1962\)](#). Las denominadas oscilaciones de los *modos-p* se detectaron por toda la superficie solar y esto dio lugar a un nuevo campo de la física solar dedicada a estudiar el interior del Sol, la *Heliosismología*. La Heliosismología permite inferir, a través del análisis de las ondas observadas en la superficie solar, las propiedades termodinámicas como la densidad, temperatura y campo magnético del medio. Y finalmente, en tercer lugar, las primeras observaciones de ondas en la umbra de manchas solares por [Beckers & Tallant \(1969\)](#), a las que llamaron ondas de choque fulgurantes de la umbra .

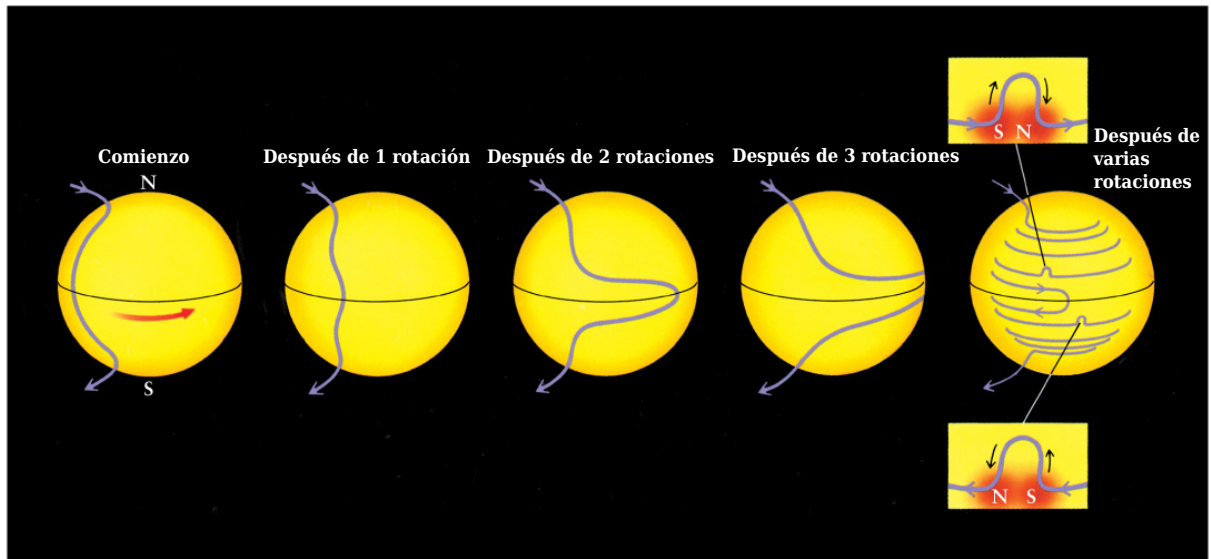
Con el avance tecnológico aplicado al desarrollo de telescopios solares para la obtención de imágenes de mayor resolución espacial y temporal, fue posible detectar la dinámica de pequeña escala y la estructura fina de manchas solares. En la siguiente subsección se describirá brevemente la formación de manchas solares y sus estructuras básicas. Posteriormente se resumirán las evidencias observacionales de los distintos tipos de oscilaciones detectados en manchas.

## Formación y características de las manchas solares

Las manchas solares son observables en el visible como regiones oscuras en la superficie del Sol, tienen tamaños que van desde 3500 km a 60000 km (varias veces el tamaño de la Tierra). Sus tiempos de vida pueden ser de varios días o incluso meses. Se ven oscuras debido a que son más frías que la fotosfera circundante. Cuando el intenso campo magnético se eleva y perfora la superficie del Sol, la convección es suprimida y la cantidad de calor emitida en forma de radiación es menor. La teoría que da cuenta del ciclo de manchas se denomina *dinamo magnético*. Debido al movimiento de flujo dentro de la zona de convección, donde el plasma cargado es llevado desde las regiones más profundas hasta la superficie, el campo magnético aumenta. Sumado a esto el Sol rota diferencialmente, con períodos de 25 días en el ecuador y 34 días en los polos, por lo que las líneas de campo magnético se estiran, comienzan a enrollarse formando bucles cada vez más apretados dando lugar a concentraciones densas de líneas de campo. Por la fuerza de flotación estos tubos de flujo magnético ascienden atravesando la fotosfera en forma de manchas solares. Se muestra en la [figura 1.13](#) un esquema de cómo se enrollan las líneas de campo debido a la rotación diferencial hasta que emergen sobre la superficie formando las manchas solares. Usualmente las manchas aparecen de a pares con polaridades opuestas, y a su vez las polaridades del par correspondiente a un hemisferio son opuestas a las del otro hemisferio, como muestra el último esquema de la [figura 1.13](#). Cuando un bucle de líneas de campo magnético alcanza un punto de quiebre, como cuando a una banda elástica se la enrolla muy ajustada, se liberan



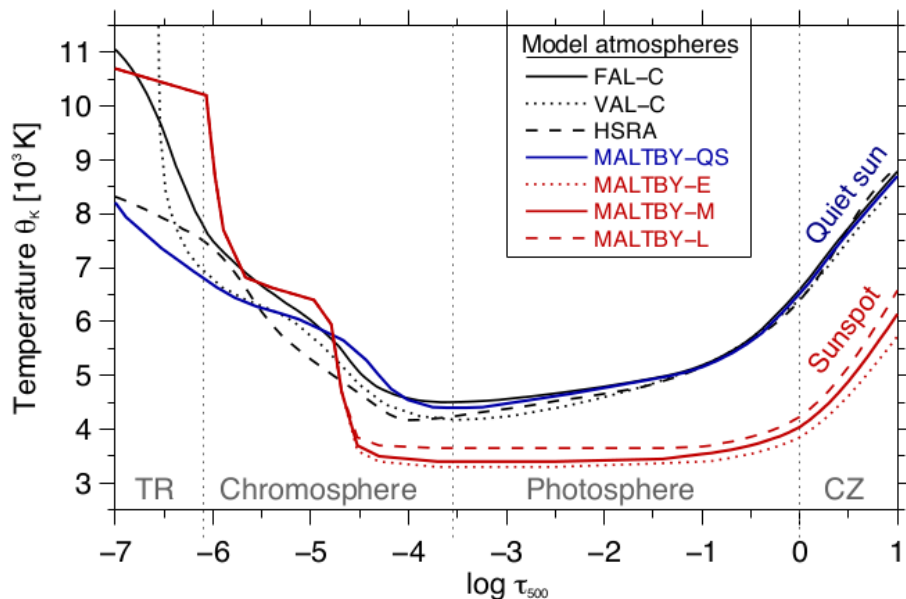
grandes cantidades de energía a medida que las líneas de campo magnético se reconectan. Esto puede generar fulguraciones solares y eyecciones coronales de masa (UCAR/NCAR 2014).



**Fig. 1.13:** Esquema de rotación diferencial del Sol en función del tiempo. La línea azul muestra un ejemplo de línea de campo y los distintos paneles muestran como cambia su configuración después de 1, 2, 3 y varias rotaciones, donde se observa que el campo está completamente enrollado alrededor del Sol y en algunas regiones emerge sobre la superficie como manchas. Créditos: Adaptación de imagen extraída de [https://sites.ualberta.ca/~pogosyan/teaching/ASTRO\\_122/lect10/lecture10.html](https://sites.ualberta.ca/~pogosyan/teaching/ASTRO_122/lect10/lecture10.html)

En general una mancha solar se divide en la *umbra*, que es la parte más oscura de la mancha, y la *penumbra*, que se corresponde con una estructura filamentaria más clara que rodea a la umbra. La temperatura y el campo magnético asociado a cada región son diferentes. Generalmente la umbra exhibe intensidades de campos magnéticos entre 1.8 a 3.7 kG (Livingston 2002) y temperaturas desde 3000 a 4000 K. Los núcleos de las umbras con mayor campo magnético usualmente desarrollan una penumbra que rodea la umbra completamente (Jurčák et al. 2015), por otro lado las manchas más pequeñas a veces forman una penumbra que rodea a la umbra en un solo lado (Schlichenmaier et al. 2010) o no tienen penumbra. Estas últimas se denominan *poros*. La intensidad de campo magnético decrece gradualmente con la distancia radial desde el centro de la umbra, alcanzando valores entre 1.4 a 2.2 kG en el borde interno de la penumbra y entre 0.7 a 1 kG en el borde externo (Balthasar & Schmidt 1993). La temperatura promedio de la penumbra es de 5500 K.

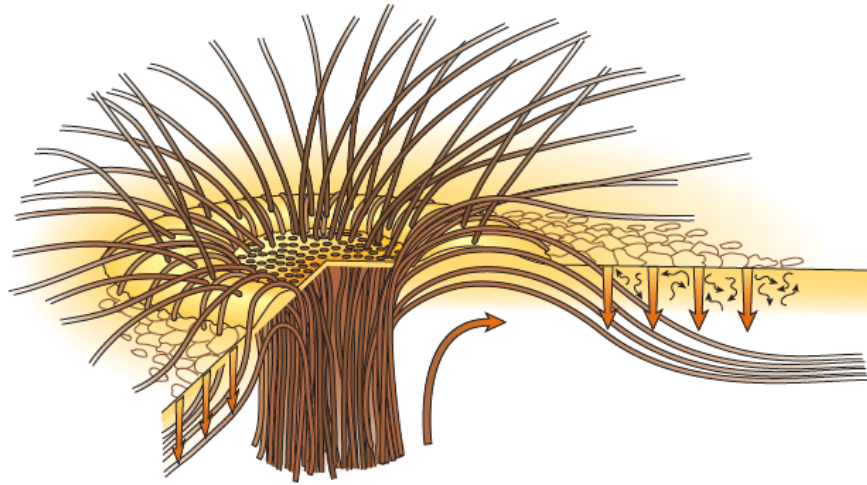
La temperatura de las manchas solares también varía en función de la altura. La figura 1.14 muestra los modelos de temperatura del Sol tranquilo (Gingerich et al. 1971; Vernazza et al. 1981; Fontenla et al. 1993) y de la umbra de la mancha (Maltby et al. 1986) en función de la profundidad óptica  $\tau_{500}$  a una longitud de onda de 5000 Å. Desde la región de convección



**Fig. 1.14:** Estratificación de temperatura  $\theta_k$  en función de la profundidad óptica  $\tau$  a  $5000\text{\AA}$  para los modelos de atmósfera del Sol tranquilo y de la umbra de la mancha solar. Los modelos de Sol tranquilo FAL-C (Fontenla et al. 1993), VAL-C (Vernazza et al. 1981), y HSRA (Gingerich et al. 1971) se muestran en línea sólida negra, de puntos y discontinua, respectivamente. Los modelos de Maltby et al. (1986) comparan la atmósfera del Sol tranquilo (línea sólida azul) con la atmósfera de la umbra en un estadio temprano (línea de puntos roja), medio (línea sólida roja) y tardío (línea discontinua roja) del ciclo. Las líneas punteadas grises indican las transiciones estimadas entre la región de convección (CZ), fotosfera, cromósfera y región de transición (TR). Créditos: Imagen extraída de Löhner-Böttcher (2016).

( $\log \tau > 0$ ) hasta la superficie solar ( $\log \tau = 0$ ), la temperatura decrece por debajo de los 6500 K en el Sol tranquilo (curvas azul y negra) y en el núcleo de la umbra alcanza valores más fríos de alrededor de 4000 K (curvas rojas). Desde la baja a la alta fotosfera la temperatura decrece a su mínimo valor de 4300 K en el Sol tranquilo y alrededor de 3400 K en la umbra. Este mínimo de temperatura define la transición entre la fotosfera y la cromósfera a aproximadamente 500 km sobre  $\tau_{\text{continuo}} = 1$ . En la cromósfera la temperatura comienza a incrementarse nuevamente y cuando alcanza los 7000 K, a 1000 km sobre la superficie, la temperatura de la umbra comienza a superar la temperatura del Sol tranquilo (Löhner-Böttcher 2016).

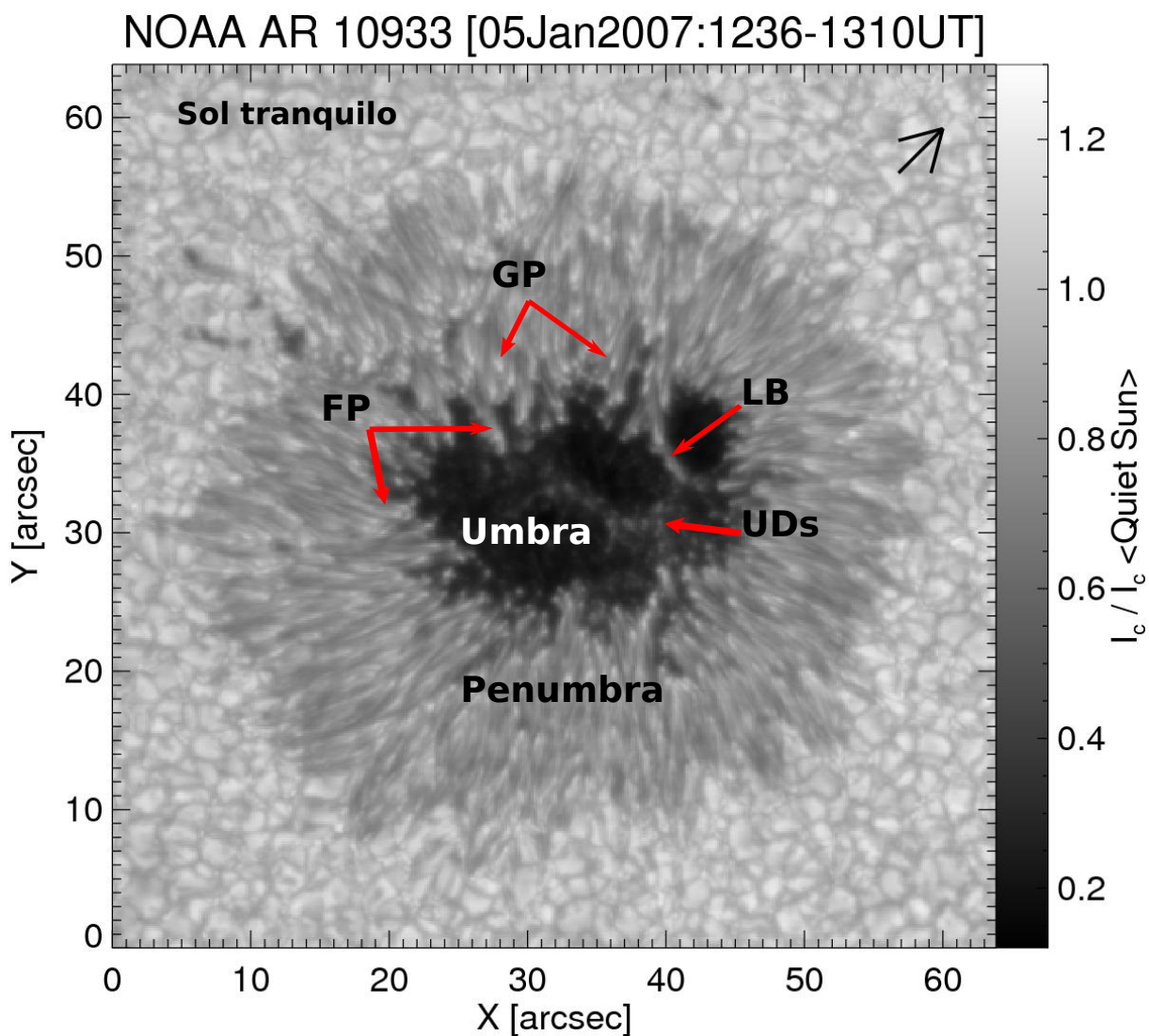
En la figura 1.15 se muestra un esquema tridimensional de la topología de las líneas de campo magnético en una mancha solar en la atmósfera baja. En el núcleo de la umbra las líneas de campo magnético, en color marrón, son prácticamente verticales. La inclinación del campo aumenta a medida que la distancia radial crece desde el núcleo de la mancha, mientras que la intensidad disminuye. En la fotosfera baja los valores típicos de inclinación respecto a la vertical son de aproximadamente  $30^\circ$  en el límite de la umbra y entre  $70 - 80^\circ$ , en el límite externo



**Fig. 1.15:** Estructura de campo y topología de campo magnético. Se muestra la distribución de las líneas de campo magnético, en color marrón, cerca de la superficie solar para la umbra (círculo interior), penumbra (anillo alrededor del círculo) y en la vecindad granular de la mancha. Las flechas indican el movimiento convectivo. Créditos: Imagen extraída de [Thomas et al. \(2002\)](#).

de la penumbra. A medida que crece la altura, el campo se vuelve más homogéneo y menos inclinado con respecto a la penumbra fotosférica ([Keppens & Martinez Pillet 1996](#); [Westendorp Plaza et al. 2001](#)). La intensidad campo magnético decrece desde la umbra a la penumbra, pero también exhibe un gradiente vertical negativo. En la umbra la intensidad total de campo decrece en función de la altura a una tasa de 1 a 3 G/km en la baja fotosfera y en 0.3 a 0.6 G/km en la fotosfera media y cromósfera ([Wittmann 1974](#); [Balthasar & Schmidt 1993](#)). En la atmósfera de la penumbra, la intensidad de campo decrece con un gradiente menor ([Solanki 2003](#)). Las flechas en la figura 1.15 indican el movimiento convectivo del flujo. En la penumbra se observa un intenso flujo principalmente horizontal y hacia afuera de la penumbra, con velocidades de 3 km/s. La penumbra interna muestra un flujo más vertical, mientras que en la penumbra exterior el flujo es horizontal y se hunde lentamente en las capas más profundas ([Schlichenmaier & Schmidt 2000](#); [Bellot Rubio et al. 2003](#)). En la vecindad de la mancha el flujo horizontal desaparece.

A partir de las observaciones en alta resolución se pueden distinguir pequeñas estructuras en las manchas como los puntos de la umbra (*umbral dots* en inglés, UD's de ahora en adelante), puentes de luz (*light bridges* en inglés), *filamentos* y *granos* de la penumbra. Estas estructuras pueden influenciar la dinámica y la distribución magnética en la fotosfera de las manchas solares ([Löhner-Böttcher 2016](#)). Una descripción detallada se puede consultar en [Solanki \(2003\)](#) y referencias dentro. Se muestra en la figura 1.16 estas estructuras y se describen brevemente a continuación.



**Fig. 1.16:** Izquierda: Imagen en el continuo de una mancha solar observada por Hinode/SOT-SP. Se muestra la ubicación de algunas estructuras como los puntos brillantes (UDs), filamentos de la penumbra (FP), granos de la penumbra (GP), que son las cabezas de los filamentos, y los puentes de luz (LB). La flecha negra en el borde superior derecho indica la dirección hacia el centro del disco solar. La imagen abarca 64 x 64 arcsec. Créditos: Adaptación de imagen extraída de [Tiwari \(2017\)](#).

Los UD's son pequeños puntos brillantes de unos cientos de km (Denker 1998, por ejemplo) que cubren entre el 3 y 10 % del área de la umbra (Sobotka et al. 1993). Son un poco más calientes que el resto de la umbra (Tritschler & Schmidt 2002) y la intensidad de campo magnético se reduce entre un 5 y 20 %. Tienen un tiempo de vida del orden de horas y oscilan en intensidad.

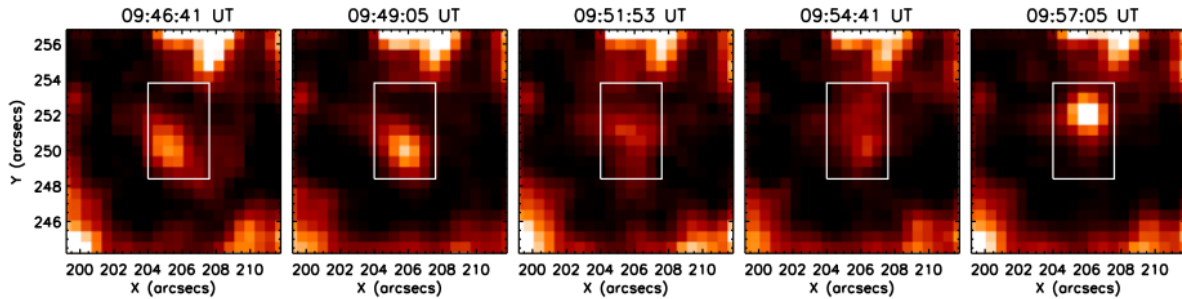
Los *light bridges* separan a la umbra en varios núcleos y se observan como caminos brillantes donde se produce la convección. Cuando dos poros se aproximan, comprimen el plasma entre ellos formando una estructura alargada brillante. Si la aproximación continúa, los puentes se fusionan, quedando una sola mancha. La intensidad de campo magnético es menor ya que más del 20 % del plasma dentro de ellos tiene un campo despreciable (Leka 1997). Los campos en los *light bridges* son más inclinados que en el resto de la umbra (Rueedi et al. 1995). Los *light bridges* pueden influenciar las oscilaciones en la cromósfera de las manchas (por ejemplo Sobotka et al. 2013) y las ondas no pueden propagarse a través de ellos de un núcleo a otro (Yuan et al. 2014). Sin embargo dado que las oscilaciones observadas en distintos puntos de la umbra parecen estar en fase, varios autores sugieren que las oscilaciones comparten el mismo excitador debajo del puente en una umbra probablemente conectada.

Los *filamentos de la penumbra* se observan como filamentos elongados brillantes y oscuros que cubren casi toda la penumbra. Los *granos* se observan como puntos brillantes. La inclinación del campo magnético en ellos fluctúa. Se sugirió que los filamentos oscuros y brillantes difieren en inclinación, intensidad de campo y temperatura. Viven entre 10 minutos y 4 horas. Los *granos* están localizados mayormente en la penumbra interna y sus temperaturas superan las de la atmósfera tranquila.

## Oscilaciones en manchas solares

### Oscilaciones en la umbra

**Fotósfera:** Las oscilaciones en la umbra fotosférica al igual que los *modos-p* manifiestan un amplio rango de períodos siendo predominante el de 5 minutos junto con algunos períodos menos importantes de 3 minutos. A partir de las mediciones de la velocidad Doppler se encuentran amplitudes del orden de cientos de m/s. Comparando los espectros de potencia de las señales de la umbra con los de los *modos-p* en el Sol tranquilo, las amplitudes de los períodos de 5 minutos se reducen en un factor de 2 a 5 (Woods & Cram 1981; Abdelatif et al. 1986; Balthasar et al. 1998). Esto representa la distinción más importante entre las oscilaciones de 5 minutos en la fotósfera de la mancha y los *modos-p* del Sol tranquilo. Varios mecanismos fueron propuestos para explicar la disminución de la potencia: menor excitación de ondas dentro de las manchas (Goldreich & Keeley 1977; Goldreich & Kumar 1988, 1990), absorción de los *modos-p* dentro de



**Fig. 1.17:** Imagen de 5 UF observados en una región activa AR 11133 por SDO/AIA en  $1600\text{\AA}$ . Los rectángulos blancos indican la región donde ocurren los UF. Créditos: Imagen extraída de [Sharma et al. \(2017\)](#).

las manchas ([Cally 1995](#)), formación de líneas espectrales a diferentes alturas, y alteración de las autofunciones de los *modos-p* por el campo magnético ([Hindman et al. 1997](#)).

[Thomas \(1981\)](#) propuso que sería natural que las oscilaciones de 5 minutos en la fotosfera de la mancha fueran forzadas por las oscilaciones de los *modos-p* en la región convectiva circundante.

Por otro lado, las oscilaciones en la umbra con períodos de 3 minutos han sido difíciles de detectar en alturas fotosféricas ([Balthasar et al. 1987](#); [Lites & Thomas 1985](#)) ya que son dominadas por las oscilaciones de 5 minutos. Este mismo comportamiento se observa en los poros ([Centeno et al. 2009](#); [Stangalini et al. 2012](#)). [Kobanov et al. \(2008, 2011\)](#) detectaron oscilaciones de 3 minutos fotosféricas y afirmaron que la ubicación de la máxima potencia cromosférica se correspondía espacialmente con un decrecimiento de la potencia de las oscilaciones fotosféricas, sin embargo con la resolución obtenida por ellos resultó imposible detectar qué estructura de la umbra generaba las oscilaciones de 3 minutos. [Jess et al. \(2012\)](#), utilizando instrumentación en tierra y espacial, detectaron UDs en la umbra fotosférica con intensidades periódicas de 3 minutos con una potencia tres órdenes de magnitud mayor que el resto de la umbra. Los autores interpretaron este resultado sugiriendo que la umbra es como un tambor oscilante que no sólo induce el movimiento de onda en los UDs sino que también hace que estas estructuras oscilen en fase unas con otras.

**Cromósfera:** Las primeras observaciones de oscilaciones en las manchas solares fueron realizada por [Beckers & Tallant \(1969\)](#) en la cromósfera. En ubicaciones aleatorias de la umbra notaron repentinos e intensos abrillantamientos en las líneas del Ca II, H y K de la cromósfera y los denominaron destellos de la umbra (*umbral flashes* en inglés, UF de ahora en adelante). Se muestran en la figura 1.17 cinco UF detectados en tiempos diferentes por [Sharma et al. \(2017\)](#). El tamaño total de la imagen analizada es de  $50 \times 50$  arcsec.

El período encontrado de los UF es de alrededor de 2.5 minutos y sus curvas de luz son asimétricas, donde el incremento en amplitud es más abrupto que el decaimiento, dándole forma



de diente de sierra, las velocidades también muestran el mismo perfil. Los UF tienen un movimiento horizontal aparente de alrededor de 40 km/s hacia la penumbra y las amplitudes de las velocidades Doppler alcanzan valores de  $\pm 6$  km/s (Tziotziou et al. 2002; Rouppe van der Voort et al. 2003; Centeno et al. 2009; de la Cruz Rodríguez et al. 2013; Madsen et al. 2015). Las velocidades horizontales inferidas decrecen de [20 – 50] km/s cerca del centro de iniciación a [10 – 20] km/s en la umbra externa. Las amplitudes de los períodos de 3 minutos aumentan en uno o dos órdenes de magnitud respecto de la fotosfera (Thomas et al. 1984). La potencia correspondiente a 5 minutos es mucho menor que la potencia de estos períodos en la umbra fotosférica (Thomas 1985; Jess et al. 2012).

En un comienzo los UF se interpretaron como ondas estacionarias resonantes en la cromósfera, pero observaciones de oscilaciones de 3 minutos en la región de transición (Tian et al. 2014) y en la corona sumados al perfil de diente de sierra que exhibe la velocidad, sugirieron que son ondas de choque magnetoacústicas propagándose hacia arriba (Brynildsen et al. 1999a,b, 2002, 2004; Maltby et al. 1999; O’Shea et al. 2002; De Moortel et al. 2002; Rouppe van der Voort et al. 2003; Centeno et al. 2006) como respuesta de la cromósfera a los *modos-p* fotosféricos (Kneer et al. 1981; Thomas 1982, 1985; Lites 1992; Yuan et al. 2014).

En manchas solares con umbras más pequeñas de menor intensidad de campo magnético, el patrón de onda de choque es menos pronunciado, y en los poros exhiben un perfil sinusoidal Centeno et al. (2009).

Sharma et al. (2017) mostraron que los UF influyen la propagación de ondas de la umbra y coronales, dado que la amplitud de las ondas de la umbra y las ondas coronales aumentan con la ocurrencia de los UF y la existencia de una correlación temporal entre ellas.

### Oscilaciones en la penumbra

En la penumbra el fenómeno oscilatorio dominante corresponde a las ondas corredizas de la penumbra (*running penumbral waves* en inglés, RPW de ahora en adelante). Fueron observadas por primera vez en la cromósfera por Giovanelli (1972) y Zirin & Stein (1972) en  $H_\alpha$  quienes detectaron frentes de onda concéntricos propagándose radialmente hacia afuera de la penumbra de la mancha solar con velocidades aparentes de 10 a 25 km/s. Observaciones tempranas establecieron un período típico de entre 3 y 5 minutos, pero trabajos más recientes mostraron que los períodos de estas ondas se incrementan desde 3 minutos en el límite con la umbra hasta valores mayores de 16 minutos (Jess et al. 2013; Bogdan & Judge 2006) en el borde externo. En cambio la velocidad de fase horizontal aparente decrece con la distancia radial (Briskin & Zirin 1997; Christopoulou et al. 2001; Kobanov & Makarchik 2004; Kobanov et al. 2006; Bloomfield et al. 2007; Jess et al. 2013) alcanzando valores de 40 km/s en el límite con la umbra, entre [10 – 20]

km/s en la zona interna de la penumbra y entre [5 – 7] km/s en el límite externo.

Al principio estas ondas eran observadas sólo en la penumbra, pero recientes trabajos encontraron este fenómeno también en la umbra (Kobanov & Makarchik 2004; Freij et al. 2014; Löhner-Böttcher & Bello González 2015).

Madsen et al. (2015) determinaron la relación entre los UF y las RPW, combinando observaciones de la cromósfera y de la región de transición. Encontraron que los UF conducen a RPW en ambos dominios temporales y espaciales, lo que sugiere que estos dos fenómenos son originados por el mismo perturbador, los *modos-p* fotosféricos.

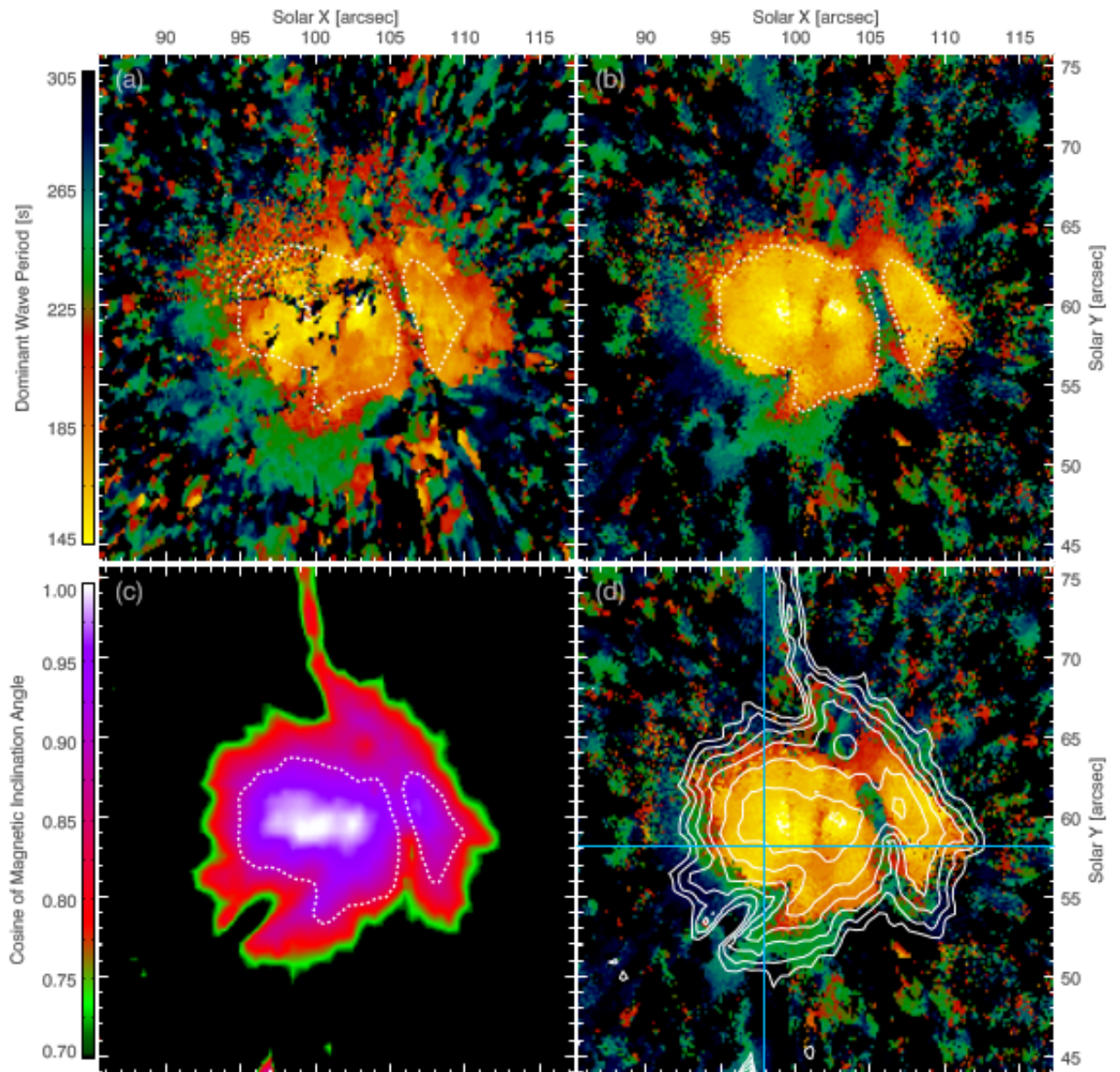
Varios autores (por ejemplo Jess et al. 2013; Madsen et al. 2015) encuentran una correlación entre la distribución espacial de los períodos y la inclinación del campo magnético de la mancha. Los paneles (a) y (b) de la figura 1.18 muestran los períodos dominantes calculados de observaciones en 1400 Å y 2796 Å tomadas por el instrumento Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS). La línea punteada indica el límite entre la umbra y la penumbra. Se observa que para ambas imágenes los períodos dominantes son menores en la umbra y a medida que aumenta la distancia radial se tornan mayores. En el panel (c) de la figura 1.18 se muestra la inclinación del campo magnético a partir de mediciones tomadas por Helioseismic and Magnetic Imager. En el centro de la umbra (donde se observa color blanco) el campo magnético es perpendicular a la superficie solar y a medida que la distancia radial crece la inclinación aumenta, tornándose más horizontal en la penumbra (de color verde). En el panel (d) se muestra cómo se relacionan los períodos dominantes con la inclinación de campo magnético. En esta imagen se superponen al mapa de períodos dominantes del panel (b) los contornos de la inclinación del campo magnético del panel (c). Se observa que las distribuciones tienen son muy similares y a medida que la inclinación crece los períodos también (Madsen et al. 2015).

Algunos autores trataron de determinar observar las RPW en la fotosfera, (Marco et al. 1996; Lites et al. 1998; Bloomfield et al. 2007; Zhao et al. 2015), pero la detección es difícil ya que la oscilación en la velocidad Doppler es baja. Además los intensos *modos-p* pueden propagarse a través de la mancha y reducir la señal de las RPW.

Hacia la región de transición y base de la corona, las amplitudes de las fluctuaciones en velocidad y en intensidad de las oscilaciones de 3 minutos se incrementan, como así también las velocidades verticales de fase (O’Shea et al. 2002; Kobanov et al. 2013; Tian et al. 2014; Sych & Nakariakov 2014; Freij et al. 2014). En cambio en la corona caliente, con temperaturas mayores a  $10^6$  K, la intensidad de las oscilaciones disminuye.

El origen de estas ondas todavía se halla en discusión, habiendo dos teorías fundamentales que tratan de explicar su naturaleza: (1) son ondas propagándose hacia afuera del centro de la mancha a una altura fija (Alissandrakis et al. 1992; Tsiropoula et al. 1996, 2000) originadas en





**Fig. 1.18:** (a) y (b) muestran mapas de las intensidades de los períodos dominantes para  $1400\text{\AA}$  (región de transición) y  $2796\text{\AA}$  (cromósfera) del instrumento *Interface Region Imagin Spectrograph* (IRIS). (c) Mapa del coseno del ángulo de inclinación del campo magnético obtenido a partir de observaciones vectoriales del campo por *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI Scherrer et al. 2012) a bordo de SDO de la fotosfera solar. Los contornos en línea discontinua blanca muestran la ubicación del límite entre la umbra y la penumbra. (d) Contornos del panel (c) superpuestos en la imagen del panel (b). El contorno más interno representa a un coseno de 0.95 (campo magnético prácticamente vertical) y el contorno más externo es coseno de 0.7. Créditos: Figura extraída de Madsen et al. (2015).

la cromósfera, (2) la aparente propagación radial es una impronta de modos magnetoacústicos que viajan a lo largo de las líneas inclinadas de campo magnético (Christopoulou et al. 2000, 2001; Rouppe van der Voort et al. 2003; Bloomfield et al. 2007; Jess et al. 2013; Freij et al. 2014; Madsen et al. 2015), producto de los *modos-p*, los cuales podrían facilitar la propagación de energía no térmica en la corona. Esta discusión junto con una descripción detallada de las observaciones de oscilaciones en alturas coroneales se ampliará en el Capítulo 3.

### 1.3. Eyecciones coroneales de masa

Las eyecciones coroneales de masa (*coronal mass ejections* en inglés, de ahora en adelante CME) son erupciones de plasma muy energéticas eyectadas desde el Sol hacia el espacio interplanetario. La explosión de la CME transporta toneladas de material desde el Sol a velocidades del orden de los cientos de kilómetros por segundo en tiempos que van de los minutos a los días. Se originan en regiones de la corona perturbadas magnéticamente y se asocian frecuentemente a fulguraciones solares, otro evento muy energético y explosivo, sin embargo las CMEs y las fulguraciones no siempre ocurren simultáneamente y no se sabe exactamente cómo se relacionan los dos fenómenos (UCAR/NCAR 2014). La tasa de ocurrencia de CMEs cambia a lo largo del ciclo solar con un promedio de  $\sim 1$  por día durante el mínimo solar y  $\sim 4$  eventos durante el máximo (Yashiro et al. 2004), basándose en la cantidad de CMEs detectadas por SOHO por año.

Son observadas con coronógrafos cuyo principio de funcionamiento es la dispersión de Thomson. En este proceso una onda electromagnética incidente acelera las partículas libres con carga, a velocidades no relativistas, y estas emiten radiación en la misma frecuencia que la longitud de onda incidente. Por ello la onda incidente es dispersada de modo que la partícula radiará más intensamente en la dirección perpendicular a su aceleración y esta radiación es polarizada a lo largo de la dirección de su movimiento. Dependiendo de la ubicación del observador la luz dispersada por un pequeño volumen se observará mas o menos polarizada (Cremades 2005).

Las CMEs son eyectadas por el Sol en todas las direcciones, algunas pocas se dirigen hacia la Tierra, la mayoría viajan en otras direcciones. Si una CME se propaga en la dirección Sol-Tierra se observará como un halo que rodea el ocultador del coronógrafo (ver figura 1.19(a)). La radiación asociada a CMEs puede ser dañina para satélites y astronautas. Al chocar con la magnetósfera de la Tierra, puede producir intensas tormentas geomagnéticas que generan daños en los sistemas de telecomunicación y eventualmente afectar al sistema eléctrico interconectado generando grandes apagones entre otros efectos. A su vez las partículas provenientes de las CMEs que penetran en la atmósfera terrestre interactúan con las moléculas de gas de la atmósfera emitiendo radiación que eventualmente produce el fenómeno de las auroras, boreal en el norte y austral en el sur.

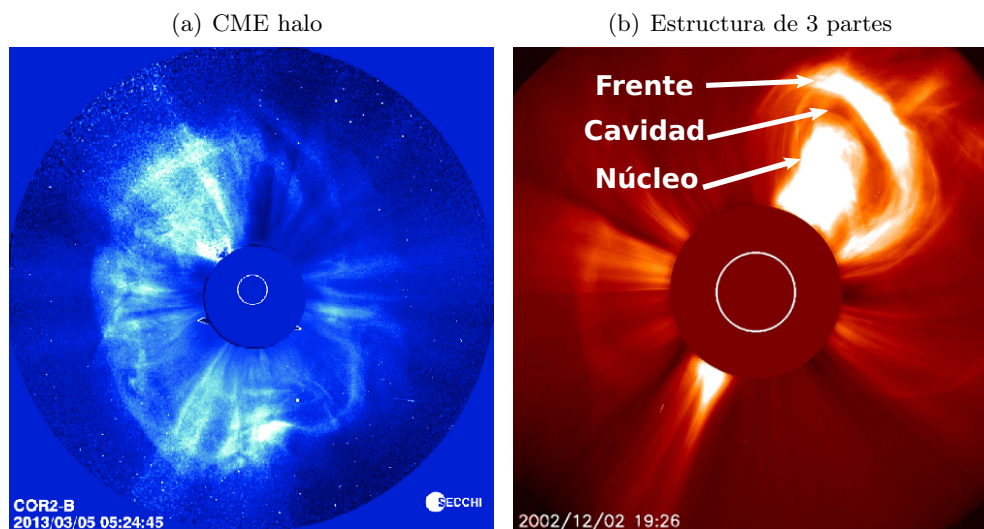
Las CMEs fueron observadas desde el espacio por primera vez por el coronógrafo a bordo de *Seventh Orbiting Solar Observatory* (OSO-7) en 1971 (Tousey 1973). Se observó un abrillamiento pasajero expulsado a través del campo de visión del coronógrafo por un período de minutos a horas. Posteriormente *Skylab* (1973-1974) observó alrededor de 100 CMEs (Koomen et al. 1974; Hildner et al. 1976). El coronógrafo en la nave *P-78* (1979-1985) registró más de 1500 CMEs ([http://lasco-www.nrl.navy.mil/solwind\\_transient.list](http://lasco-www.nrl.navy.mil/solwind_transient.list), Sheeley et al. 1986). También el coronógrafo/polarímetro a bordo de *Solar Maximum Mission* (SMM, MacQueen 1980; Burkepile & St. Cyr 1993, 1984-1989) detectó aproximadamente 1350 CMEs. El *Large Angle Spectrometric Coronagraph* (LASCO, 1996-presente), todavía activo, a bordo de SOHO (Brueckner et al. 1995) ha observado miles de CMEs cuyas características han sido documentadas por más de dos ciclos solares (Hundhausen 1993; St. Cyr et al. 2000). En 2006 se lanzaron las naves gemelas *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO, Kaiser et al. 2008) que proporcionan observaciones en luz blanca de manera continua y permiten detectar CMEs. Al ser dos naves orbitando alrededor del Sol proporcionan observaciones desde distintos puntos de vista con el instrumento *Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation* (SECCHI, Howard et al. 2008). Mediciones *in situ* de plasma y campo magnético son obtenidas con el instrumento *In-situ Measurements of Particles and Transitorics* (IMPACT, Luhmann et al. 2008; Galvin et al. 2008). Combinando las imágenes de los distintos coronógrafos se puede aprender sobre la configuración tridimensional de CMEs.

El análisis de estos datos llevó a un entendimiento de la estructura y evolución de las CMEs en la corona que se pueden consultar en varios trabajos (Hundhausen et al. 1984; Kahler 1987; Hundhausen 1987; Kahler 1992; Gosling 1993), mientras que las bases teóricas de la iniciación de las CMEs son tratadas por ejemplo en Forbes (2000); Forbes et al. (2006); Gopalswamy et al. (2006). De igual importancia es la introducción de supercomputadoras en los últimos años que permitieron las primeras simulaciones tridimensionales MHD de eventos específicos (Odstrcil et al. 2005; Lugaz et al. 2007; Toth et al. 2007; Manchester et al. 2008; Taktakishvili et al. 2009).

En la subsección siguiente consideramos la estructura y apariencia de las CMEs desde la corona baja hasta 1 UA.

### Estructura de la CME

Como dijimos anteriormente las CMEs son observadas en luz blanca por la dispersión Thomson, el brillo da cuenta de la densidad de electrones en el plano del cielo (Billings 1966). Las CMEs muestran morfologías diversas, la configuración más simple es la de la estructura de tres partes: un frente brillante (*leading edge* en inglés, LE de ahora en adelante) que encierra una cavidad de baja densidad que contiene, a su vez, un núcleo brillante muy denso (Hundhausen



**Fig. 1.19:** (a) Una CME halo observada con el coronógrafo STEREO-B/COR2 el 5 de Marzo de 2013. (b) Estructura típica de tres partes de la CME: el núcleo brillante, la cavidad y el frente brillante. Imagen tomada por SOHO/LASCO-C2 el 2 de Diciembre de 2002.

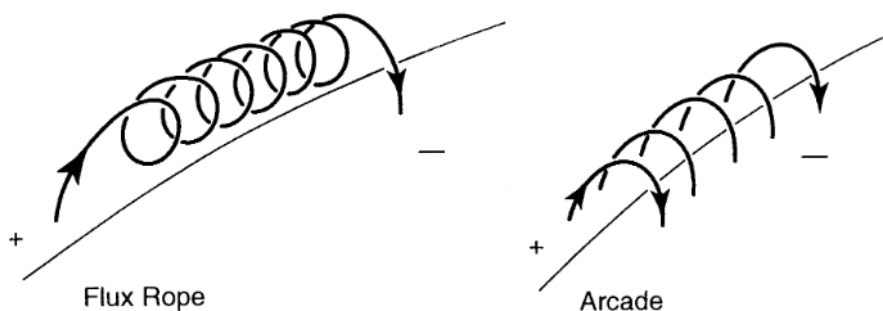
1993; Howard et al. 1997). Esta estructura de tres partes se muestra en la figura 1.19(b).

El LE se asocia a regiones de líneas de campo cerradas y se observa brillante en parte debido al material de la corona que se apila a medida que la CME se desplaza.

La cavidad se interpretó en un principio como estructuras cóncavas moviéndose hacia afuera luego de una desconexión magnética (Dere et al. 1999). Se ha sugerido que la existencia de la cavidad se debe a la presencia de una cuerda de flujo magnético (*magnetic flux rope* en inglés, FR de ahora en adelante) retorcida (como un resorte) contenida dentro de ella (Gibson et al. 2010). El FR puede ser observado como círculos en el límite de la cavidad (por ejemplo Dere et al. 1999; Hundhausen 1999; Wood et al. 1999). Se cree que los FR contienen la energía necesaria para explicar las CMEs (Low 2001; Török & Kliem 2003; Kliem et al. 2004; Fuller et al. 2008).

El núcleo brillante de las CMEs es considerado típicamente el material comprimido del filamento frío sostenido por el campo magnético del FR sobre la línea de inversión de polaridad (*polarity inversión line* en inglés, PIL de ahora en adelante) del sistema antes de la erupción. La PIL se encuentra entre dos regiones de campo magnético fotosférico con polaridades opuestas, por lo que el campo es neutro en ella. En algunos eventos se observa al núcleo brillante como si estuviera suspendido dentro de la cavidad. Antes de la erupción, el campo magnético que sostiene a la prominencia puede ser descrito también como arcadas magnéticas elongadas que cruzan la PIL (Mikic et al. 1988; Steinolfson 1991; Antiochos et al. 1999; Amari et al. 2003; Manchester 2003; Lynch et al. 2008; van der Holst et al. 2009). Se muestra un esquema de FR y de arcadas magnéticas en la figura 1.20. La PIL se muestran como una línea negra sobre la superficie del





**Fig. 1.20:** Topologías magnéticas de FR (izquierda) y arcadas elongadas (derecha) adoptadas por la mayoría de los modelos de CME. Las líneas que se muestran son líneas de campo representativas, los signos “+” y “-” son las polaridades de las regiones y la línea en la base representa la PIL. Créditos: Figura extraída de [Klimchuk \(2000\)](#).

Sol.

Cuando la CME erupciona, estas arcadas se desprenden y se reconectan para formar las cuerdas de flujo magnético presumiblemente atadas al Sol por ambos extremos. Los modelos de FR mostraron ser autoconsistentes reproduciendo varias propiedades observadas, incluyendo la estructura de tres partes en densidad ([Gibson & Low 1998](#); [Wu et al. 2001](#); [Manchester et al. 2004](#); [Wood & Howard 2009](#)). En este sentido, el modelo de la cáscara cilíndrica graduada (*graduated cylindrical shell* en inglés, GCS de ahora en adelante [Thernisien et al. 2009](#); [Vourlidas et al. 2011](#); [Colaninno & Vourlidas 2015](#)) provee una representación geométrica de la cavidad de la CME que es consistente con un FR idealizado. Volveremos sobre este modelo en el Capítulo 5.

Los FR eyectados viajan prácticamente intactos desde la corona solar hasta el espacio interplanetario dentro de la CMEs. Cuando las CMEs sobrepasan el campo de visión de los coronógrafos, la eyección en el viento solar es identificada como eyecciones coronales de masa interplanetaria (*ICMEs* en inglés), que no siempre tienen una contraparte coronal clara ([Gopalswamy et al. 1998](#)). Las perturbaciones en el viento solar fueron asociadas durante mucho tiempo a fenómenos eruptivos llamados fulguraciones, las protuberancias eruptivas, los *radio bursts* de tipo II y posteriormente con las CMEs. En 1970 ya se trataba de predecir la hora de llegada y la velocidad de impacto de la erupción relacionada a las perturbaciones en el viento solar ([De Young & Hundhausen 1971, 1973](#); [Steinolfson & Dryer 1978](#); [Wu et al. 1979](#)). En esa época no se reconocía a las CMEs como la mayor fuente de perturbaciones interplanetarias, por lo que la investigación estaba abocada a la propagación de choques excitados por fulguraciones. Con el tiempo la CME y la ICME fueron reconocidas como fuente de este fenómeno y consecuentemente como la fuente de las tormentas geomagnéticas.

Las CMEs dependen del ciclo solar en cuanto a la tasa de ocurrencia, dónde se originan, la orientación que tienen y la interacción entre ellas. En el mínimo solar la mayoría de las CMEs se originan a partir de *streamers* y erupciones de filamentos quiescentes. Estas erupciones son más propensas a producir CMEs lentas, a su vez es menos probable que interactúen entre ellas por la baja tasa de erupciones. También suelen erupcionar a bajas latitudes. En el máximo solar las erupciones se producen a latitudes mayores y hay un gran número que se genera en regiones activas que producen CMEs complejas e interactuantes. Las interacciones entre CMEs pueden producir deflexiones en la dirección de propagación, es decir apartamientos de la trayectoria radial. Este tema se desarrollará en el Capítulo 5.

### Cinemática de CMEs

La estructura completa de la CME tiene una masa de  $10^{15} - 10^{16}$  g (Colaninno & Vourlidas 2009) y puede elevarse en la corona en un período de horas con velocidades menores de 100 km/s o puede ser eyectada impulsivamente con velocidades cercanas a 3000 km/s (Hundhausen et al. 1994) con una energía cinética de  $10^{23}$  a  $10^{24}$  J. Estas energías son similares a las atribuidas a fulguraciones, las que se relacionan con las CMEs por el proceso de liberación magnética, aunque en muchos casos no se puede establecer una correlación (Gosling 1993; Hudson et al. 1995). En cambio se ha demostrado que las CMEs están relacionadas con protuberancias eruptivas (Munro et al. 1979; Feynman & Hundhausen 1994). Por encima de algunos radios solares las velocidades son relativamente constantes, mientras que en la mayoría de los casos la aceleración ocurre dentro de los primeros radios solares (St. Cyr et al. 1999).

La propagación de la CME puede dividirse en varias fases. La fase de iniciación está caracterizada por una expansión y movimiento lento de ascenso de la estructura, usualmente se interpreta como la evolución de estados cuasiestacionarios (Vršnak 2008, y referencias dentro). Cuando la estructura pierde el equilibrio, debido a la formación de alguna inestabilidad (ver mecanismos de iniciación), comienza a acelerarse. Luego sigue la etapa de despegue, que está mayormente caracterizada por aceleraciones del orden de  $100 \text{ m/s}^2$  y dura aproximadamente una hora. La mayoría de las CMEs alcanzan velocidades en el rango de 100 a 1000 km/s (Vršnak et al. 2007; Bein et al. 2011; Yashiro et al. 2004). Sin embargo, a veces la fase de despegue se caracteriza por aceleraciones extremadamente impulsivas, alcanzando valores de  $10 \text{ km/s}^2$  y durando sólo unos pocos minutos (por ejemplo Vršnak et al. 2007; Bein et al. 2011). En estos eventos la evolución gradual pre-eruptiva no se observa. De hecho en algunos casos un proceso de tipo fulguración confinada conduce a una rápida reconfiguración de la estructura pre-eruptiva en una configuración inestable y erupciona inmediatamente antes de ser formada (Aurass et al. 1999). En el otro extremo hay eventos que son muy graduales, caracterizados por aceleraciones débiles que resul-

tan en velocidades de 100 km/s. La fase de despegue imparte la velocidad inicial, que puede ser categorizada como lenta, velocidades por debajo de los 400 km/s, intermedia, entre 400 y 1000 km/s y rápida, mayor a 1000 km/s, y es esta velocidad la que determina la evolución cinemática en la fase de aceleración principal siguiente.

Generalmente en la corona alta y heliósfera, las CMEs cuyas velocidades son menores a la velocidad ambiente del viento solar se aceleran continuamente, mientras que aquellas que son más rápidas que el viento se desaceleran (Lindsay et al. 1999; Gopalswamy et al. 2001b; Jones et al. 2007) de manera tal que tienden a aproximarse a la velocidad del viento. Esta tendencia de aceleración/desaceleración fue observada en la corona alta (Moon et al. 2002; Vršnak et al. 2004) y fue encontrada comparando la distribución de velocidades coronográficas de las CMEs con las velocidades medidas *in-situ* a 1 UA (Gopalswamy et al. 2000, 2001a).

### Mecanismos de iniciación

Los posibles mecanismos de iniciación de las CMEs son actualmente tema de debate. Linker et al. (2003) clasificaron los modelos que tratan de explicar el origen de las CMEs en tres clases según su fuente de energía: modelos de energía inyectada, modelos explosivos térmicos y modelos de almacenamiento de energía.

Los primeros suponen una inyección de energía magnética lo suficientemente rápida, de aproximadamente  $10^{25}$  J, para poder desencadenar la erupción (por ejemplo Heyvaerts 1974; Chen 1989). La generación de energía magnética es obtenida de una fuerza externa (por ejemplo desplazamientos rápidos de las bases de una arcada coronal). Sin embargo las condiciones necesarias para generar estas cantidades de energía no se corresponden con las observadas.

Los modelos explosivos asumen una liberación rápida de energía térmica, conferida por una fulguración (por ejemplo Dryer 1982; Wu 1982) que empuja la CME hacia el espacio interplanetario. Debido a que muchas CMEs han sido registradas sin una fulguración que las preceda, o que en algunos casos ocurre primero la CME y la fulguración después, se cree que el modelo explosivo no puede explicar un gran número de eventos.

Los modelos de almacenamiento de energía asumen que la energía que se necesita para poner en movimiento la CME es almacenada gradualmente en el campo magnético, por ejemplo retorciéndolo, para ser liberada posteriormente. Dentro de estos modelos, el de cancelación de flujo (van Ballegoijen & Martens 1989), escape (Antiochos et al. 1999) y de configuración normal/inversa de protuberancias (Low & Zhang 2002) son los modelos más factibles. En el modelo de cancelación de flujo, la energía se acumula por la convergencia de flujos en la línea neutra hasta que se pierde el equilibrio, se produce una reconexión en las arcadas y se forma el FR. El modelo de escape (*breakout*) consiste en una estructura cuadrupolar con dos arcadas adyacentes,

con líneas de campo sobre el sistema. Se produce una reconexión por el continuo movimiento de la arcada que permite que la CME escape hacia el espacio interplanetario. Finalmente el modelo de [Low & Zhang \(2002\)](#) asume la preexistencia de un FR que sostiene a la prominencia en dos configuraciones diferentes, normal e inversa, que se definen según la orientación del campo de la prominencia respecto del campo de la región fotosférica debajo.

Recientemente se propuso otro mecanismo que implica generar una inestabilidad de tipo MHD ideal como los modos *kink* o *torus* ([Török & Kliem 2003, 2005](#); [Kliem et al. 2004](#); [Kliem & Török 2006](#); [Démoulin & Aulanier 2010](#); [Olmedo & Zhang 2010](#); [Török et al. 2010](#), y referencias dentro). Estos modelos comienzan con una configuración de FR y asumen que no hay equilibrio con las regiones vecinas en la sucesión de estados de equilibrio. En el caso de la inestabilidad de tipo *kink* ocurre si el FR se retuerce excediendo un valor crítico y se deforma helicoidalmente. Se reproduce la morfología del filamento en erupción. En el caso del *torus* se utiliza un anillo de corriente sumado a un campo externo, esta configuración se vuelve inestable cuando el campo externo decae por debajo de cierto valor crítico.

En el Capítulo 5 profundizaremos en la dinámica de las CMEs mediante un estudio sobre las deflexiones de su dirección de propagación.



**BIBLIOGRAFÍA**

- Abdelatif, T. E., Lites, B. W., & Thomas, J. H. 1986, *APJ*, 311, 1015
- Alfvén, H. 1942, *NATURE*, 150, 405
- Alissandrakis, C. E., Georgakilas, A. A., & Dialetis, D. 1992, *SOL. PHYS.*, 138, 93
- Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003, *APJ*, 595, 1231
- Antiochos, S. K., DeVore, C. R., & Klimchuk, J. A. 1999, *APJ*, 510, 485
- Aurass, H., Vršnak, B., Hofmann, A., & Rudžjak, V. 1999, *SOL. PHYS.*, 190, 267
- Balthasar, H., Martínez Pillet, V., Schleicher, H., & Wöhl, H. 1998, *SOL. PHYS.*, 182, 65
- Balthasar, H. & Schmidt, W. 1993, *A&A*, 279, 243
- Balthasar, H., Wiehr, E., & Kueveler, G. 1987, *SOL. PHYS.*, 112, 37
- Beckers, J. M. & Tallant, P. E. 1969, *SOL. PHYS.*, 7, 351
- Bein, B. M., Berkebile-Stoiser, S., Veronig, A. M., et al. 2011, *APJ*, 738, 191
- Bellot Rubio, L. R., Balthasar, H., Collados, M., & Schlichenmaier, R. 2003, *A&A*, 403, L47
- Billings, D. E. 1966, *A guide to the solar corona*
- Bloomfield, D. S., Lagg, A., & Solanki, S. K. 2007, *APJ*, 671, 1005
- Bogdan, T. J. & Judge, P. G. 2006, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 364, 313
- Briskin, W. F. & Zirin, H. 1997, *APJ*, 478, 814
- Brynildsen, N., Kjeldseth-Moe, O., Maltby, P., & Wilhelm, K. 1999a, *APJL*, 517, L159
- Brynildsen, N., Leifsen, T., Kjeldseth-Moe, O., Maltby, P., & Wilhelm, K. 1999b, *APJL*, 511, L121
- Brynildsen, N., Maltby, P., Foley, C. R., Fredvik, T., & Kjeldseth-Moe, O. 2004, *SOL. PHYS.*, 221, 237
- Brynildsen, N., Maltby, P., Fredvik, T., & Kjeldseth-Moe, O. 2002, *SOL. PHYS.*, 207, 259

- Burkepile, J. T. & St. Cyr, O. C. 1993, NASA STI/Recon Technical Report N, 93
- Cally, P. S. 1995, APJ, 451, 372
- Centeno, R., Collados, M., & Trujillo Bueno, J. 2006, APJ, 640, 1153
- Centeno, R., Collados, M., & Trujillo Bueno, J. 2009, APJ, 692, 1211
- Chen, J. 1989, APJ, 344, 1051
- Christopoulou, E. B., Georgakilas, A. A., & Koutchmy, S. 2000, A&A, 354, 305
- Christopoulou, E. B., Georgakilas, A. A., & Koutchmy, S. 2001, A&A, 375, 617
- Colaninno, R. C. & Vourlidas, A. 2009, APJ, 698, 852
- Colaninno, R. C. & Vourlidas, A. 2015, APJ, 815, 70
- Cremades, H. 2005, PhD thesis, Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung Katlenburg-Lindau, Germany
- de la Cruz Rodríguez, J., Rouppe van der Voort, L., Socas-Navarro, H., & van Noort, M. 2013, A&A, 556, A115
- De Moortel, I., Ireland, J., Hood, A. W., & Walsh, R. W. 2002, A&A, 387, L13
- De Young, D. S. & Hundhausen, A. J. 1971, J. GEOPHYS. RES., 76, 2245
- De Young, D. S. & Hundhausen, A. J. 1973, J. GEOPHYS. RES., 78, 3633
- Démoulin, P. & Aulanier, G. 2010, APJ, 718, 1388
- Denker, C. 1998, SOL. PHYS., 180, 81
- Dere, K. P., Brueckner, G. E., Howard, R. A., Michels, D. J., & Delaboudiniere, J. P. 1999, APJ, 516, 465
- Dryer, M. 1982, SPACE SCI. REV., 33, 233
- Feynman, J. & Hundhausen, A. J. 1994, J. GEOPHYS. RES., 99, 8451
- Fontenla, J. M., Rabin, D., Hathaway, D. H., & Moore, R. L. 1993, APJ, 405, 787
- Forbes, T. G. 2000, J. GEOPHYS. RES., 105, 23153
- Forbes, T. G., Linker, J. A., Chen, J., et al. 2006, SPACE SCI. REV., 123, 251

- Freij, N., Scullion, E. M., Nelson, C. J., et al. 2014, *APJ*, 791, 61
- Fuller, J., Gibson, S. E., Detoma, G., & Fan, Y. 2008, AGU Spring Meeting Abstracts, SP51A
- Galvin, A. B., Kistler, L. M., Popecki, M. A., et al. 2008, *SPACE SCI. REV.*, 136, 437
- Gibson, S. E., Kucera, T. A., Rastawicki, D., et al. 2010, *APJ*, 724, 1133
- Gibson, S. E. & Low, B. C. 1998, *APJ*, 493, 460
- Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., & Cuny, Y. 1971, *SOL. PHYS.*, 18, 347
- Giovanelli, R. G. 1972, *SOL. PHYS.*, 27, 71
- Goldreich, P. & Keeley, D. A. 1977, *APJ*, 212, 243
- Goldreich, P. & Kumar, P. 1988, *APJ*, 326, 462
- Goldreich, P. & Kumar, P. 1990, *APJ*, 363, 694
- Gopalswamy, N., Hanaoka, Y., Kosugi, T., et al. 1998, *GEOPHYS. RES. LETT.*, 25, 2485
- Gopalswamy, N., Lara, A., Lepping, R. P., et al. 2000, *GEOPHYS. RES. LETT.*, 27, 145
- Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Kaiser, M. L., & Howard, R. A. 2001a, *J. GEOPHYS. RES.*, 106, 29207
- Gopalswamy, N., Mikić, Z., Maia, D., et al. 2006, *The Pre-CME Sun*, ed. H. Kunow, N. U. Crooker, J. A. Linker, R. Schwenn, & R. von Steiger, 303
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., von Rosenvinge, T. T., & Leske, R. 2001b, AGU Fall Meeting Abstracts, SH12A
- Gosling, J. T. 1993, *Physics of Fluids B*, 5, 2638
- Heyvaerts, J. 1974, *SOL. PHYS.*, 38, 419
- Hildner, E., Gosling, J. T., MacQueen, R. M., et al. 1976, *SOL. PHYS.*, 48, 127
- Hindman, B. W., Jain, R., & Zweibel, E. G. 1997, *APJ*, 476, 392
- Howard, R. A., Brueckner, G. E., St. Cyr, O. C., et al. 1997, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 99, 17
- Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. 2008, *SPACE SCI. REV.*, 136, 67

- Hudson, H., Haisch, B., & Strong, K. T. 1995, *J. GEOPHYS. RES.*, 100, 3473
- Hundhausen, A. 1999, in *The many faces of the sun: a summary of the results from NASA's Solar Maximum Mission.*, ed. K. T. Strong, J. L. R. Saba, B. M. Haisch, & J. T. Schmelz, 143
- Hundhausen, A. J. 1987, in *Sixth International Solar Wind Conference*, ed. V. J. Pizzo, T. Holzer, & D. G. Sime, 181
- Hundhausen, A. J. 1993, *J. GEOPHYS. RES.*, 98, 13
- Hundhausen, A. J., Burkepille, J. T., & St. Cyr, O. C. 1994, *J. GEOPHYS. RES.*, 99, 6543
- Hundhausen, A. J., Sawyer, C. B., House, L., Illing, R. M. E., & Wagner, W. J. 1984, *J. GEOPHYS. RES.*, 89, 2639
- Jess, D. B., De Moortel, I., Mathioudakis, M., et al. 2012, *APJ*, 757, 160
- Jess, D. B., Reznikova, V. E., Van Doorselaere, T., Keys, P. H., & Mackay, D. H. 2013, *APJ*, 779, 168
- Jones, R. A., Breen, A. R., Fallows, R. A., et al. 2007, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 112, A08107
- Jurčák, J., Bello González, N., Schlichenmaier, R., & Rezaei, R. 2015, *A&A*, 580, L1
- Kahler, S. 1987, *Reviews of Geophysics*, 25, 663
- Kahler, S. W. 1992, *ANNU. REV. ASTRON. ASTROPHYS.*, 30, 113
- Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., et al. 2008, *SPACE SCI. REV.*, 136, 5
- Keppens, R. & Martinez Pillet, V. 1996, *A&A*, 316, 229
- Kliem, B., Titov, V. S., & Török, T. 2004, *A&A*, 413, L23
- Kliem, B. & Török, T. 2006, *Physical Review Letters*, 96, 255002
- Klimchuk, J. A. 2000, *SOL. PHYS.*, 193, 53
- Kneer, F., Mattig, W., & v. Uexkuell, M. 1981, *A&A*, 102, 147
- Kobanov, N. I., Chelpanov, A. A., & Kolobov, D. Y. 2013, *A&A*, 554, A146
- Kobanov, N. I., Kolobov, D. Y., & Chupin, S. A. 2008, *Astronomy Letters*, 34, 133

- Kobanov, N. I., Kolobov, D. Y., Chupin, S. A., & Nakariakov, V. M. 2011, *A&A*, 525, A41
- Kobanov, N. I., Kolobov, D. Y., & Makarchik, D. V. 2006, *SOL. PHYS.*, 238, 231
- Kobanov, N. I. & Makarchik, D. V. 2004, *A&A*, 424, 671
- Koomen, M., Howard, R., Hansen, R., & Hansen, S. 1974, *SOL. PHYS.*, 34, 447
- Leighton, R. B., Noyes, R. W., & Simon, G. W. 1962, *APJ*, 135, 474
- Leka, K. D. 1997, *APJ*, 484, 900
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *SOL. PHYS.*, 275, 17
- Lindsay, G. M., Luhmann, J. G., Russell, C. T., & Gosling, J. T. 1999, *J. GEOPHYS. RES.*, 104, 12515
- Linker, J. A., Mikić, Z., Riley, P., Lionello, R., & Odstrcil, D. 2003, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 679, *Solar Wind Ten*, ed. M. Velli, R. Bruno, F. Malara, & B. Bucci, 703–710
- Lites, B. W. 1992, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, Vol. 375, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, ed. J. H. Thomas & N. O. Weiss, 261–302
- Lites, B. W. & Thomas, J. H. 1985, *APJ*, 294, 682
- Lites, B. W., Thomas, J. H., Bogdan, T. J., & Cally, P. S. 1998, *APJ*, 497, 464
- Livingston, W. 2002, *SOL. PHYS.*, 207, 41
- Löhner-Böttcher, J. 2016, PhD thesis, Universität Freiburg im Breisgau
- Löhner-Böttcher, J. & Bello González, N. 2015, *A&A*, 580, A53
- Low, B. C. 2001, *J. GEOPHYS. RES.*, 106, 25141
- Low, B. C. & Zhang, M. 2002, *APJL*, 564, L53
- Lugaz, N., Manchester, IV, W. B., Roussev, I. I., Tóth, G., & Gombosi, T. I. 2007, *APJ*, 659, 788
- Luhmann, J., Lee, C. O., Riley, P., et al. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 286, *Comparative Magnetic Minima: Characterizing Quiet Times in the Sun and Stars*, ed. C. H. Mandrini & D. F. Webb, 168–178

- Luhmann, J. G., Curtis, D. W., Schroeder, P., et al. 2008, *SPACE SCI. REV.*, 136, 117
- Lynch, B. J., Antiochos, S. K., DeVore, C. R., Luhmann, J. G., & Zurbuchen, T. H. 2008, *APJ*, 683, 1192
- MacQueen, R. M. 1980, *SOL. PHYS.*, 68, 411
- Madsen, C. A., Tian, H., & DeLuca, E. E. 2015, *APJ*, 800, 129
- Maltby, P., Avrett, E. H., Carlsson, M., et al. 1986, *APJ*, 306, 284
- Maltby, P., Brynildsen, N., Fredvik, T., Kjeldseth-Moe, O., & Wilhelm, K. 1999, *SOL. PHYS.*, 190, 437
- Manchester, W. 2003, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1162
- Manchester, W. B., Gombosi, T. I., Roussev, I., et al. 2004, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, A01102
- Manchester, W. B., Vourlidas, A., Tóth, G., et al. 2008, *APJ*, 684, 1448
- Marco, E., Aballe Villero, M. A., Vazquez, M., & Garcia de La Rosa, J. I. 1996, *A&A*, 309, 284
- Mikic, Z., Barnes, D. C., & Schnack, D. D. 1988, *APJ*, 328, 830
- Moon, Y.-J., Choe, G. S., Wang, H., et al. 2002, *APJ*, 581, 694
- MSFC, N. M. S. F. C. 2014, Solar Physics, <https://solarscience.msfc.nasa.gov/>
- Munro, R. H., Gosling, J. T., Hildner, E., et al. 1979, *SOL. PHYS.*, 61, 201
- NESTA, N. E. S. T. A. 2012, Windows to Universe, <https://www.windows2universe.org/>
- Odstreil, D., Pizzo, V. J., & Arge, C. N. 2005, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, A02106
- Olmedo, O. & Zhang, J. 2010, *APJ*, 718, 433
- O'Shea, E., Muglach, K., & Fleck, B. 2002, *A&A*, 387, 642
- Rachmeler, L. A., Platten, S. J., Bethge, C., Seaton, D. B., & Yeates, A. R. 2014, *APJL*, 787, L3
- Roupe van der Voort, L. H. M., Rutten, R. J., Sütterlin, P., Sloover, P. J., & Krijger, J. M. 2003, *A&A*, 403, 277

- Rueddi, I., Solanki, S. K., & Livingston, W. 1995, *A&A*, 302, 543
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 207
- Schlichenmaier, R., Rezaei, R., Bello González, N., & Waldmann, T. A. 2010, *A&A*, 512, L1
- Schlichenmaier, R. & Schmidt, W. 2000, *A&A*, 358, 1122
- Sharma, A., Gupta, G. R., Tripathi, D., Kashyap, V., & Pathak, A. 2017, *APJ*, 850, 206
- Sheeley, Jr., N. R., Howard, R. A., Koomen, M. J., & Michels, D. J. 1986, in *Solar Flares and Coronal Physics Using P/OF as a Research Tool*, ed. E. Tandberg, R. M. Wilson, R. M. Hudson, & J. R. Dabbs
- Sobotka, M., Bonet, J. A., & Vazquez, M. 1993, *APJ*, 415, 832
- Sobotka, M., Švanda, M., Jurčák, J., et al. 2013, *A&A*, 560, A84
- Solanki, S. K. 2003, *A&A REV.*, 11, 153
- St. Cyr, O. C., Burkepile, J. T., Hundhausen, A. J., & Lecinski, A. R. 1999, *J. GEOPHYS. RES.*, 104, 12493
- St. Cyr, O. C., Plunkett, S. P., Michels, D. J., et al. 2000, *J. GEOPHYS. RES.*, 105, 18169
- Stangalini, M., Giannattasio, F., Del Moro, D., & Berrilli, F. 2012, *A&A*, 539, L4
- Steinolfson, R. S. 1991, *APJ*, 382, 677
- Steinolfson, R. S. & Dryer, M. 1978, *J. GEOPHYS. RES.*, 83, 1576
- Sych, R. & Nakariakov, V. M. 2014, *A&A*, 569, A72
- Taktakishvili, A., Kuznetsova, M., MacNeice, P., et al. 2009, *Space Weather*, 7, S03004
- Thernisien, A., Vourlidas, A., & Howard, R. A. 2009, *SOL. PHYS.*, 256, 111
- Thomas, J. H. 1981, in *The Physics of Sunspots*, ed. L. E. Cram & J. H. Thomas, 345–358
- Thomas, J. H. 1982, *APJ*, 262, 760
- Thomas, J. H. 1985, *Australian Journal of Physics*, 38, 811
- Thomas, J. H., Cram, L. E., & Nye, A. H. 1984, *APJ*, 285, 368
- Thomas, J. H., Weiss, N. O., Tobias, S. M., & Brummell, N. H. 2002, *NATURE*, 420, 390

- Tian, H., DeLuca, E., Reeves, K. K., et al. 2014, *APJ*, 786, 137
- Tiwari, S. K. 2017, arXiv e-prints
- Török, T., Berger, M. A., & Kliem, B. 2010, *A&A*, 516, A49
- Török, T. & Kliem, B. 2003, *A&A*, 406, 1043
- Török, T. & Kliem, B. 2005, *APJL*, 630, L97
- Toth, G., Glocer, A., Fok, M., & Gombosi, T. 2007, AGU Fall Meeting Abstracts, SM12A
- Tousey, R. 1973, in Space Research Conference, Vol. 2, Space Research Conference, ed. M. J. Rycroft & S. K. Runcorn, 713–730
- Tritschler, A. & Schmidt, W. 2002, *A&A*, 388, 1048
- Tsiropoula, G., Alissandrakis, C. E., Dialetis, D., & Mein, P. 1996, *SOL. PHYS.*, 167, 79
- Tsiropoula, G., Alissandrakis, C. E., & Mein, P. 2000, *A&A*, 355, 375
- Tziotziou, K., Tsiropoula, G., & Mein, P. 2002, *A&A*, 381, 279
- UCAR/NCAR, U. C. F. S. E. 2014, The Sun, <https://scied.ucar.edu/>
- van Ballegooijen, A. A. & Martens, P. C. H. 1989, *APJ*, 343, 971
- van der Holst, B., Manchester, IV, W., Sokolov, I. V., et al. 2009, *APJ*, 693, 1178
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, *APJS*, 45, 635
- Vourlidas, A., Colaninno, R., Nieves-Chinchilla, T., & Stenborg, G. 2011, *APJL*, 733, L23
- Vršnak, B. 2008, *Annales Geophysicae*, 26, 3089
- Vršnak, B., Maričić, D., Stanger, A. L., et al. 2007, *SOL. PHYS.*, 241, 85
- Vršnak, B., Ruždjak, D., Sudar, D., & Gopalswamy, N. 2004, *A&A*, 423, 717
- Westendorp Plaza, C., del Toro Iniesta, J. C., Ruiz Cobo, B., et al. 2001, *APJ*, 547, 1130
- Wittmann, A. 1974, *SOL. PHYS.*, 36, 29
- Wood, B. E. & Howard, R. A. 2009, *APJ*, 702, 901
- Wood, B. E., Karovska, M., Chen, J., et al. 1999, *APJ*, 512, 484
- Woods, D. T. & Cram, L. E. 1981, *SOL. PHYS.*, 69, 233



Wu, S. T. 1982, *SPACE SCI. REV.*, 32, 115

Wu, S. T., Andrews, M. D., & Plunkett, S. P. 2001, *SPACE SCI. REV.*, 95, 191

Wu, S. T., Han, S. M., & Dryer, M. 1979, *PLANET. SPACE SCI.*, 27, 255

Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., et al. 2004, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, A07105

Yuan, D., Nakariakov, V. M., Huang, Z., et al. 2014, *APJ*, 792, 41

Zhao, J., Chen, R., Hartlep, T., & Kosovichev, A. G. 2015, *APJL*, 809, L15

Zirin, H. & Stein, A. 1972, *APJL*, 178, L85



---

## Descripción magnetohidrodinámica y ondas

---

En este capítulo se definen algunos conceptos generales de plasma, se presentan las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica y se describen los diferentes tipos de ondas que pueden encontrarse en la atmósfera solar.

### 2.1. Conceptos generales de plasma

La mayoría de las estructuras que componen el universo están en estado de plasma: el medio interestelar e interplanetario, los discos de acreción, procesos en galaxias activas, las atmósferas planetarias y estelares, el viento solar, etc; pero, ¿qué es el plasma?<sup>1</sup>

Un plasma es un sistema de partículas en el que un gran número de ellas se encuentran cargadas; puede tener una densidad no nula de cargas, como los electrones de conducción de un metal; o ser cuasineutro, como los líquidos conductores o los gases parcial o totalmente ionizados. A diferencia de los sólidos y líquidos, en los plasmas y los gases ideales las partículas tienen energía cinética mayor que la energía de interacción, pero a diferencia de los gases ideales, las fuerzas que las vinculan son de largo alcance: las fuerzas electromagnéticas. Como las partículas están cargadas, apartamientos de carga apreciables hacen que el plasma reaccione neutralizando el exceso de carga mediante la creación de campos eléctricos. El hecho de que estos campos intrínsecos

<sup>1</sup>La mayor parte del contenido desarrollado en este capítulo se extrajo de los libros: [Costa et al. \(2015\)](#); [Bellan \(2006\)](#); [Parks \(2004\)](#); [Chen \(1974\)](#); [Goedbloed & Poedts \(2004\)](#); [Kivelson & Russell \(1995\)](#); [Priest \(1982\)](#); [Sturrock \(1994\)](#).

o auto-consistentes impidan que haya grandes apartamientos de cargas se traduce, en general, en que los plasmas son globalmente neutros. Los campos son responsables del comportamiento colectivo del plasma, es decir que permiten que se pueda hacer un tratamiento del plasma de tipo continuo. Se denomina *aproximación del continuo* al tratamiento de un conjunto de un gran número de partículas como si fueran un fluido. Para este conjunto, el cual representa un volumen pequeño respecto del tamaño del sistema pero grande respecto del tamaño de las partículas atómicas, las propiedades termodinámicas son homogéneas. Esta aproximación aplicada al plasma se denomina *aproximación magnetohidrodinámica* (MHD de ahora en adelante). No todo conjunto de partículas cargadas es un plasma, para que pueda considerarse como tal las cantidades que describen el sistema deben encontrarse dentro de ciertos límites. Además para que sea válida la aproximación MHD deben satisfacerse otras condiciones. Describiremos a continuación algunos parámetros básicos que caracterizan a los plasmas.

### Parámetros básicos de los plasmas

Consideremos un plasma ideal compuesto por el mismo número de electrones, con masa  $m_e$  y carga  $-e$ , y de iones, con masa  $m_i$  y carga  $e$  ( $m_i \gg m_e$ ). La temperatura cinética de la especie  $s$  (electrones o iones) medida en unidades de energía <sup>2</sup> es:

$$T_s \equiv \frac{1}{2} m_s \langle v^2 \rangle \quad (2.1)$$

donde  $\langle v^2 \rangle$  es la velocidad promedio de las partículas de masa  $m_s$  de dicha especie. La temperatura caracteriza la agitación media de las partículas en el equilibrio aunque no es necesario que el sistema haya alcanzado el equilibrio térmico.

La condición de cuasineutralidad implica que

$$n_i \simeq n_e \equiv n \quad (2.2)$$

donde  $n_i$  y  $n_e$  son la densidad de número de partículas de los iones y electrones, respectivamente. Suponiendo que tanto los iones como los electrones son caracterizados por la misma  $T$  (usual en casi todo plasma) podemos estimar las velocidades características a partir de la velocidad térmica de la especie  $s$ :

$$v_{ts} \equiv \sqrt{\frac{2T}{m_s}} \quad (2.3)$$

Nótese que la velocidad térmica de los iones es usualmente mucho menor que la de los electrones

$$v_{ti} \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} v_{te} \quad (2.4)$$

donde tanto  $n$  como  $T$  son funciones de la posición en el plasma.

<sup>2</sup> Un Joule es equivalente a  $6.24 \times 10^{18}$  eV;  $1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-19}\text{J} = 11600\text{K}/k_B$  donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann, por lo tanto  $1\text{eV}$  equivale  $\approx 10^4\text{K}$ .

### Frecuencia de plasma y longitud de Debye

Dado que el plasma es estadísticamente neutro, pequeños apartamientos de la cuasineutralidad generarán campos eléctricos debidos al desbalance de cargas (en la pequeña escala podemos encontrar apartamientos locales de la neutralidad). A su vez un apartamiento de la neutralidad generará inmediatamente una fuerza restitutiva ejercida por el mismo plasma. La fuerza restitutiva lleva a oscilaciones espontáneas del plasma llamadas oscilaciones de plasma que ocurren a una determinada frecuencia, a la *frecuencia de plasma*. Se puede hacer la analogía con un resorte, al que cuando se le aplica una fuerza, reacciona oscilando con una cierta frecuencia determinada por la rigidez del resorte y su masa. La *frecuencia de plasma* es la escala temporal más fundamental de los plasmas y está dada por la siguiente ecuación:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_o m_e}} \quad (2.5)$$

donde  $\epsilon_o$  es la permeabilidad eléctrica. Hay una frecuencia para cada especie, sin embargo, dado que los electrones se mueven más rápidamente que los iones, son los responsables fundamentales de la oscilación por lo que usualmente a la frecuencia electrónica se la denomina *frecuencia de plasma*. Las oscilaciones de plasma se observan a tiempos  $\tau$  mayores que el período del plasma  $\tau_p \equiv 1/\omega_p$ , y si las acciones externas cambian al sistema a frecuencias menores que la frecuencia de plasma  $\omega_p$ . A su vez observaciones en escalas de longitud  $L$  menores que la distancia  $v_t \tau_p$  atravesada por una partícula típica del plasma durante un período de oscilación del mismo, no corresponderán al comportamiento de un plasma. Esta distancia es el equivalente espacial de  $\tau_p$  y es conocida como la *longitud de Debye*:

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{T}{m} \omega_p^{-1}} = \sqrt{\frac{\epsilon_o T}{ne^2}} \quad (2.6)$$

De la segunda expresión de  $\lambda_D$  resulta que este parámetro es independiente de la masa y por lo tanto resulta comparable para las diferentes especies. Otra forma de interpretar  $\lambda_D$  es que representa la menor longitud a partir de la cual un plasma puede considerarse neutro.

El sistema entonces sólo podrá ser considerado un plasma si

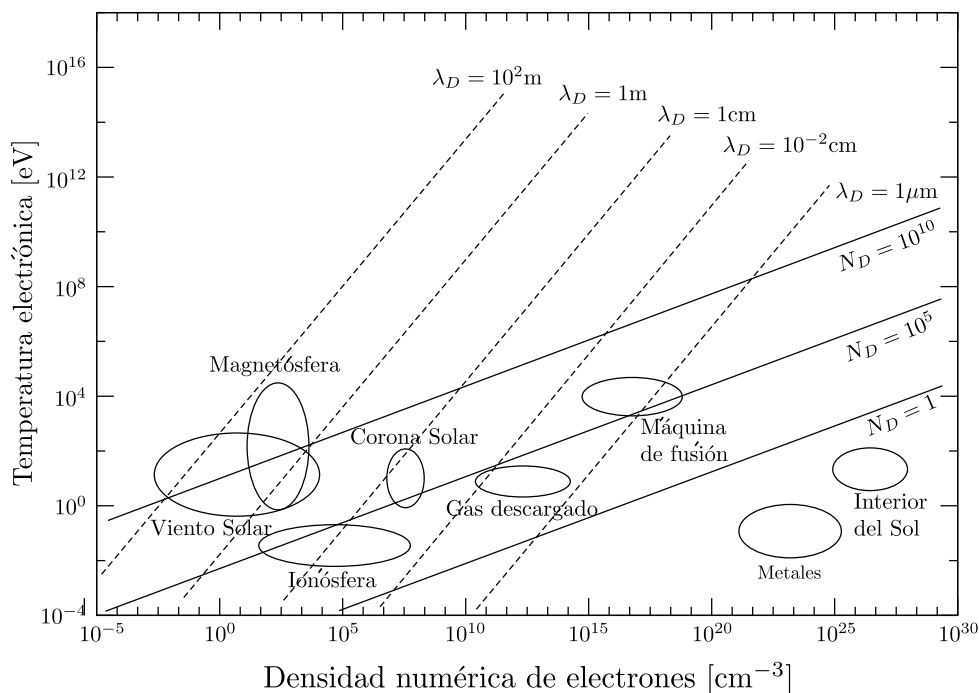
$$\frac{\lambda_D}{L} \ll 1 \quad \text{y} \quad \frac{\tau_p}{\tau} \ll 1 \quad (2.7)$$

donde  $\tau$  y  $L$  representan las escalas temporales y espaciales típicas de los procesos investigados.

Considerando la longitud de Debye podemos definir el *parámetro de plasma*:

$$\Lambda = 4\pi n \lambda_D^3 = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{r_d}{r_c} \right)^{3/2} = \frac{4\pi \epsilon_o^{3/2} T^{3/2}}{e^3 n^{1/2}} \quad (2.8)$$

donde  $r_d$  es la distancia media entre partículas y  $r_c$  la distancia de máximo acercamiento. Este parámetro adimensional es, a menos de un factor 1/3, igual al número típico de partículas



**Fig. 2.1:** Distribución de plasmas en términos de temperatura electrónica y densidad numérica de electrones. También se observan los valores de los parámetros característicos  $\lambda_D$  (longitud de Debye) y  $N_D$  (número de partículas en una esfera de Debye). Créditos: Figura extraída de [Costa et al. \(2015\)](#).

contenido en una esfera de Debye. Se ve de esta expresión que si  $\Lambda \gg 1$  la esfera contiene gran cantidad de partículas y ello corresponde a un plasma débilmente acoplado: la distancia media entre partículas es mucho mayor que la distancia de máximo acercamiento o bien la energía cinética de las partículas es mucho mayor que la energía electrostática. De la misma manera si  $\Lambda \ll 1$ , la esfera tiene pocas partículas, el acoplamiento es fuerte y la distancia media entre partículas es menor que la de máximo acercamiento. De modo que los plasmas fuertemente acoplados son densos y fríos, mientras que los débilmente acoplados son calientes y poco densos. Ejemplos de los primeros son los láseres de ablación (son muy fríos, tienen temperaturas muy cercanas a la energía de ionización), los plasmas asociados a los arcos de descargas o los plasmas asociados a las atmósferas de objetos colapsados como enanas blancas o estrellas de neutrones. Ejemplos de plasmas débilmente acoplados, calientes y difusos, son los plasmas ionosféricos, espaciales, astrofísicos o los plasmas de fusión.

La figura 2.1 muestra diferentes tipos de plasmas ubicados según densidad electrónica y temperatura. Notar que la densidad escala en 30 órdenes de magnitud y la temperatura en 10.

En síntesis,  $\omega_p$  y  $\lambda_D$  representan una medida de la respuesta colectiva de un plasma, es decir representan las escalas temporal y espacial para que el sistema sea considerado un plasma y no sólo un conjunto de partículas cargadas. El carácter estadístico del comportamiento del plasma

es controlado por el parámetro de plasma  $\Lambda$ . Los parámetros  $\omega_p$ ,  $\lambda_D$  y  $\Lambda$  son los parámetros básicos de un plasma.

### Parámetro Beta del Plasma

Un plasma magnetizado es aquel en que la intensidad del campo magnético es suficientemente grande como para alterar la trayectoria de las partículas. En particular, los plasmas magnetizados son anisótropos, responden en forma diferente a las fuerzas paralelas y perpendiculares al campo magnético. El parámetro de magnetización dado por:

$$\delta \equiv \frac{r_L}{L} . \quad (2.9)$$

donde  $r_L$  es el radio de Larmor o giro-radio de una partícula cargada que se mueve a lo largo de un campo magnético y  $L$  es la longitud característica del sistema. Este parámetro mide la habilidad del campo magnético para afectar significativamente las trayectorias de las partículas. Un plasma magnetizado implica que  $\delta \ll 1$ , es decir que la longitud característica es mayor al giro-radio.

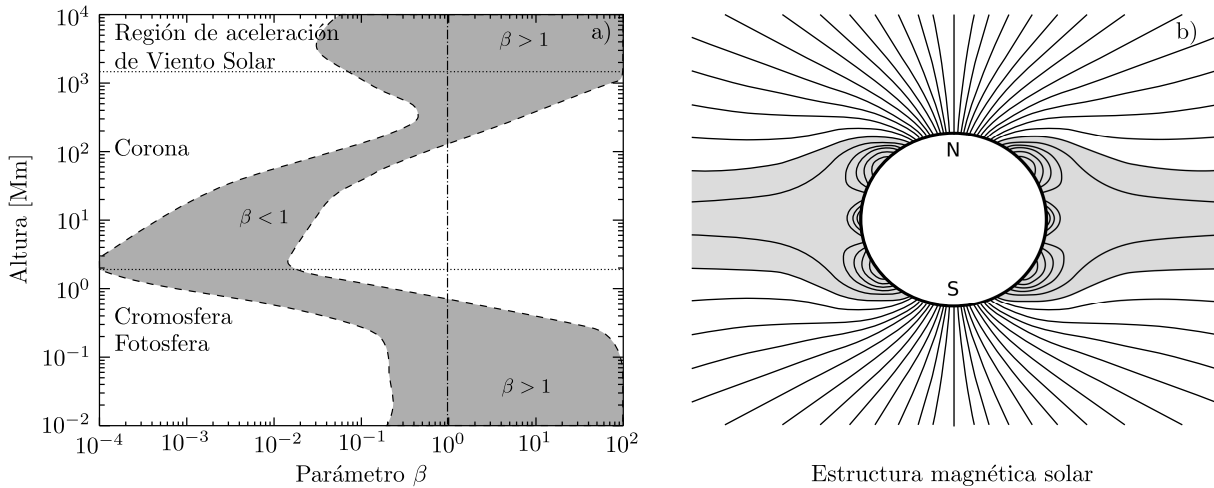
La medida del efecto inverso está dada por el parámetro  $\beta$ , que se define como la razón entre la densidad de energía térmica  $nT$  y la densidad de energía magnética  $\frac{B^2}{2\mu_0}$ , también denominada presión magnética. La densidad de energía del plasma es equivalente a la presión, por lo que  $p \equiv nT$  con la temperatura en unidades de energía. Se define un valor de  $\beta_s$  para cada especie de plasma como:

$$\beta_s = \frac{2\mu_0 p_s}{B^2} \quad (2.10)$$

y el valor total de  $\beta$  resulta

$$\beta = \sum_s \beta_s . \quad (2.11)$$

En los casos en que se puede despreciar la disipación, el campo magnético y el fluido son solidarios. Es decir que las partículas cargadas sólo pueden moverse a lo largo de las líneas de campo; el movimiento transversal a las mismas es fuertemente inhibido. Esto es algo que ocurre a lo largo de toda la atmósfera solar y en la jerga de la disciplina solar se dice que el campo y el plasma están *congelados*. En la figura 2.2(a) se muestra la dependencia del parámetro  $\beta$  con la altura en la atmósfera, desde los valores fotosféricos y cromosféricos pasando por la baja corona hasta la alta corona. Nótese que sólo en la corona el valor de  $\beta < 1$  y en todos los otros casos (fotosfera, cromósfera y viento solar)  $\beta > 1$ . Debido al congelamiento entre el plasma y el campo magnético, esto significa que en el caso  $\beta < 1$ , la presión magnética es mayor que la presión del gas y por lo tanto la dinámica del plasma es gobernada por el campo magnético. En cambio, cuando  $\beta > 1$  la dinámica es gobernada por el fluido debido a que la presión del gas es mayor. La figura 2.2(b)



**Fig. 2.2:** (a) Valores del parámetro  $\beta$  en la atmósfera solar en función de la altura. (b) Esquema de las líneas de campo magnético en la corona solar. Créditos: Figura extraída de [Costa et al. \(2015\)](#).

muestra esquemáticamente las líneas de campo en la corona solar. Como se ve sólo en la baja corona las líneas son cerradas y esto es debido a que el campo domina la dinámica del plasma. Más allá de un radio solar las líneas de campo son abiertas debido a que el plasma gobierna la dinámica y arrastra las líneas de campo.

Con los conceptos presentados en esta sección vemos que lo característico de un plasma visto macroscópicamente es la interacción entre el movimiento del plasma y la geometría del campo magnético. En esta caracterización el plasma es visto como un todo sin tener en cuenta las especies separadamente. Por otro lado los campos son generados por el movimiento mismo del plasma, tenemos así una situación altamente no lineal. Esta dinámica no lineal se describe a través de las ecuaciones MHD que describiremos en la sección siguiente.

## 2.2. Ecuaciones de la Magnetohidrodinámica

En la aproximación MHD el plasma es tratado como un gas magnetizado conductor de corriente y eléctricamente neutro. Muchos de los aspectos físicos que caracterizan al plasma se pierden, ya que la aproximación desprecia fluctuaciones microscópicas, sin embargo es una buena primera aproximación para muchos problemas en los que los procesos son lentos, es decir, en los que las frecuencias son mucho menores que la frecuencia de plasma. La teoría MHD describe un plasma en términos de promedios macroscópicos, como funciones de posición y tiempo. Las ecuaciones son altamente no lineales debido a que los campos influyen sobre las partículas y corrientes a través de la fuerza de Lorentz las que, a su vez, por ser ellas –las cargas y corrientes– fuentes de las ecuaciones de Maxwell, modifican los campos. Las ecuaciones de Maxwell descri-



ben la evolución de los campos  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  y  $\vec{B}(\vec{r}, t)$  en respuesta a la distribución de densidad de corriente  $\vec{j}(\vec{r}, t)$  y carga  $q(\vec{r}, t)$ . Las ecuaciones son:

$$\text{Poisson:} \quad \nabla \cdot \vec{E} = \rho_c / \epsilon_0 \quad (2.12)$$

$$\text{Faraday:} \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\text{Ausencia de monopolos magnéticos:} \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.14)$$

$$\text{Ampère:} \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.15)$$

donde  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética del vacío, respectivamente. Las ecuaciones muestran que los campos eléctrico y magnético no son independientes, sino que están acoplados a partir de la variación temporal y espacial de los mismos. La ecuación (2.12) muestra que el campo eléctrico tiene como fuente la distribución de cargas  $\rho_c$ . De la ecuación (2.15) vemos que las fuentes del campo magnético son la corriente eléctrica y las fluctuaciones rápidas de campo eléctrico.

Para obtener las ecuaciones MHD, las ecuaciones de Maxwell se deben acoplar con las ecuaciones de fluido:

$$\text{Ecuación de continuidad} \quad \frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot (\vec{v}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.16)$$

$$\text{Ecuación de momento} \quad \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = \vec{F} \quad (2.17)$$

$$\text{Ecuación de balance de energía} \quad \frac{\rho^\gamma}{\gamma - 1} \frac{D}{Dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = -L \quad (2.18)$$

donde  $\rho$  es la densidad del medio,  $\vec{v}$  es la velocidad,  $p$  la presión y  $\gamma$  es la razón entre el calor específico a presión constante y el calor específico a volumen constante. Para gases monoatómicos  $\gamma = 5/3$ .  $\vec{F}$  representa la suma de todas las fuerzas que hay en el sistema y  $L$  es la función de pérdida o ganancia de energía que puede incluir disipación, radiación, conducción, etc. La ecuación (2.16) describe la conservación de la masa, expresando la ausencia de fuentes o sumideros, la ecuación (2.18) describe la evolución de la presión y densidad y la ecuación (2.17) es básicamente la ecuación de Newton.

## Aproximaciones MHD

A escalas grandes como las que se usan en la aproximación MHD ( $L \gg \lambda_D$ ), el plasma es cuasineutro ( $n_i \simeq n_e$ ) por lo que la densidad de carga neta  $\rho_c$  es muy pequeña. Por lo tanto la ecuación (2.12) queda desacoplada y el campo eléctrico queda determinado por la ley de Ohm

$$\frac{1}{\sigma} \vec{j} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.19)$$

Cuando no hay difusión, es decir cuando consideramos un plasma perfectamente conductor,  $\sigma \rightarrow \infty$  y el campo eléctrico resulta

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.20)$$

Por otro lado el término  $(\partial \vec{E} / \partial t) / c^2$  de la ecuación (2.15), conocido como corriente de desplazamiento, es despreciable para procesos relativamente lentos como los que se consideran en la aproximación MHD. Al despreciar este término no se tienen en cuenta como solución de las ecuaciones de Maxwell las ondas electromagnéticas y se obtiene la densidad de corriente en términos de  $\vec{B}$ :

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B} \quad (2.21)$$

de donde se ve que las líneas de corriente son cerradas.

De la ley de Faraday, ecuación (2.13) se puede eliminar el campo eléctrico utilizando la ley de Ohm resistiva, ecuación (2.19) y la ley de Ampère, ecuación (2.15), obteniendo:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \nabla \times \left( \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \vec{B} \right) \quad (2.22)$$

La resistividad magnética está definida por:

$$\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \quad (2.23)$$

esta ecuación se denomina de *inducción magnética* y se puede escribir (si  $\eta$  es uniforme) como:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B} \quad (2.24)$$

El campo magnético tiende a moverse rígidamente con el fluido por el término  $\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})$ , y a difundirse por término  $\eta \nabla^2 \vec{B}$ .

Con respecto a las ecuaciones de fluido, en MHD la ecuación (2.16) permanece invariante. El término fuente de la ecuación (2.17) puede considerarse como  $\vec{F} = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} + \vec{F}_{ext}$  donde el término  $\nabla p$  es la fuerza que ejerce el gradiente de presión del gas,  $\vec{j} \times \vec{B}$  corresponde a la fuerza de Lorentz y  $\vec{F}_{ext}$  representa a las fuerzas externas ejercidas sobre el volumen de plasma tales como la gravedad o viscosidad. La ecuación (2.18) se suele utilizar en términos de la energía total por unidad de volumen  $\varepsilon = \frac{1}{2} \rho v^2 + e \rho + \frac{B^2}{2\mu_0}$  donde  $e$  corresponde a la energía interna.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, las ecuaciones **MHD resistivas** resultan de la

siguiente forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) + \nabla p - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = \vec{F}_{ext} \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \eta \nabla^2 \vec{B} = \vec{0} \quad (2.27)$$

$$\frac{\rho^\gamma}{\gamma - 1} \frac{D}{Dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = -L \quad (2.28)$$

$$(2.29)$$

Se tiene en cuenta también la ecuación (2.14), ya que es una condición que debe satisfacer el campo magnético para todo tiempo. Esta ecuación implica, en los plasmas magnetizados, que los campos con los que se confina el plasma son básicamente estructuras tubulares, lo que se denominan *tubos de flujo magnético*. La divergencia nula asegura que el flujo magnético a lo largo de una línea que atraviesa una sección arbitraria de un tubo es constante. A las ecuaciones se le agrega una ecuación de estado que relaciona la densidad, presión y temperatura, por ejemplo la ecuación de gases ideales:

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T = \frac{k_B}{m} \rho T = n k_B T \quad (2.30)$$

donde  $R$  es la constante de los gases ideales,  $\mu$  es la masa molar media,  $k_B$  la constante de Boltzman,  $m$  la masa media y  $n$  el número de partículas por unidad de volumen.

Retomemos la ecuación de inducción magnética (2.27), definiendo el número de Reynolds magnético como el cociente entre los dos términos, se puede estimar la importancia de la resistividad:

$$R_m = \frac{\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})}{\eta \nabla^2 \vec{B}} \approx \frac{L^{-1} v B}{L^{-2} \eta B} = \frac{Lv}{\eta} \quad (2.31)$$

Si  $R_m \ll 1$  la ecuación de inducción resulta:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta^2 \nabla^2 \vec{B}$$

Podemos estimar el tiempo de difusión considerando  $B/\tau \sim \eta B/L^2$ , siendo  $L$  la escala típica de variación del campo, resulta:

$$\tau_d \approx \frac{L^2}{\eta} \quad y \quad v_d \approx \frac{L}{\tau_d}$$

donde  $v_d$  es la velocidad de difusión correspondiente. En estructuras magnéticas como por ejemplo manchas solares los tiempos de difusión son mucho mayores que los tiempos característicos, por lo que el fenómeno desaparece antes de que actúe la difusión. Para poder apreciar el efecto de resistividad tenemos que mirar en pequeñas escalas, en las regiones donde ocurren reconexiones magnéticas. Generalmente estas regiones poseen un gradiente notable de campo magnético en

una región pequeña (campos antiparalelos), por lo que si hay un forzamiento externo que acerque las líneas de campo la longitud característica  $L$  disminuirá y  $\tau_d$  será menor. Cuando esto ocurre el término de difusión se hace importante y las líneas de campo se “reconectan”, es decir que pierden su identidad y el flujo magnético no se conserva.

En el otro extremo, si  $R_m \gg 1$  la ecuación de inducción se reduce a:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.32)$$

Esto puede darse si la conductividad es alta,  $\sigma \rightarrow \infty$ , por lo que la resistividad es despreciable,  $\eta \rightarrow 0$ , o si las escalas espaciales son suficientemente grandes. En este caso es válido el *Teorema de Alfvén*: *En un plasma perfectamente conductor, o donde la escala de longitudes es suficientemente grande como para despreciar el término difusivo, el flujo magnético a través de una superficie rodeada por una curva cerrada que se mueve en el plasma permanece constante en el tiempo.* De donde resulta que el campo magnético se comporta como si las líneas de campo se movieran solidariamente con el plasma. Se dice que las líneas de  $\vec{B}$  están congeladas al plasma y debido a esta propiedad podemos identificar cada línea de campo por los elementos de plasma sobre ella. El plasma puede “moverse” en la dirección de las líneas pero un movimiento transversal implica un movimiento de las líneas. Utilizaremos este concepto para analizar el fenómeno descrito en el Capítulo 3.

Si consideramos que no hay fuerzas externas, la ecuación (2.26) resulta

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{v}\vec{v}) = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}$$

Las únicas fuerzas actuantes son el gradiente de presión y la fuerza de Lorentz. Esta última puede escribirse

$$\vec{j} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} [(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}] = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} - \nabla \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \quad (2.33)$$

El primer término corresponde a la *tensión magnética* y el segundo a la *presión magnética*. La *tensión* es la resultante de tensiones de tracción que actúan a lo largo de las líneas de campo y la *presión* es una fuerza por unidad de superficie de compresión que actúa en todas las direcciones.

Existen configuraciones de campo magnético llamadas libre de fuerza magnética (*force-free* en inglés) que satisfacen

$$\vec{j} \times \vec{B} = \vec{0} \quad (2.34)$$

es decir que la presión y la tensión magnética se encuentran equilibradas. Una solución inmediata resulta de considerar  $\vec{j} = \vec{0}$ , por la ley de Ampère

$$\nabla \times \vec{B} = \vec{0}$$

y por lo tanto la solución más general es:

$$\vec{B} = \nabla f \quad (2.35)$$

y se denomina *campo potencial* donde  $f(x, y, z)$  es el potencial magnético. Sustituyendo la ecuación (2.35) en la ecuación (2.14) obtenemos

$$\nabla \cdot \vec{B} = \nabla^2 f = 0 \quad (2.36)$$

$f$  satisface la ecuación de Laplace. En el Capítulo 4 utilizamos una solución de campo potencial para simular numéricamente una mancha solar.

La solución general de la ecuación (2.34) corresponde a considerar  $\vec{j} \parallel \vec{B}$  con  $\vec{j} \neq 0$ , es decir  $\mu_0 \vec{j} = \alpha \vec{B}$ , lo que implica

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B} \quad (2.37)$$

para algún escalar  $\alpha$ , que no es completamente arbitrario ya que tomando la divergencia de (2.37) resulta

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{B}) = \nabla \cdot (\alpha \vec{B})$$

lo que implica:

$$\vec{B} \cdot \nabla \alpha = 0 \quad (2.38)$$

por lo que  $\alpha$  tiene que ser constante a lo largo de cada línea de corriente aunque puede variar de línea a línea.

## Ecuaciones de MHD ideal

En la atmósfera solar podemos encontrar varias estructuras cuyas escalas de tiempo características son mucho menores que el tiempo de difusión, por lo que tienen un número de Reynolds elevado. En estos casos, en particular en algunas estructuras donde ocurren parte de los procesos dinámicos que vamos a analizar en esta tesis, se pueden despreciar los procesos de disipación. Cuando se hace esta consideración las ecuaciones de la MHD se denominan **ideales**. Si además no consideramos la presencia de ninguna fuerza externa las ecuaciones de la MHD (2.25), (2.26) y (2.28) se pueden escribir de la siguiente forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) + \nabla p - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = \vec{0} \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) = \vec{0} \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p + \gamma p (\nabla \cdot \vec{v}) = 0 \quad (2.42)$$

donde la ecuación (2.42) resulta de  $\frac{\rho^\gamma}{\gamma-1} \frac{D}{Dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0$ . Esta ecuación puede escribirse también en términos de la energía total por unidad de volumen resultando

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{v}(\varepsilon + p)] = \vec{j} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.43)$$

Las ecuaciones MHD también se pueden escribir en forma **conservativa**, es decir que tengan la forma de  $\frac{\partial \text{variable}}{\partial t} + \nabla \cdot (\text{flujo de la variable}) = \text{fuentes}$ . Esta forma de escribir las ecuaciones se utiliza frecuentemente en los códigos numéricos y permite expresar las ecuaciones en forma de leyes de conservación. Teniendo esto en cuenta podemos reescribir la ecuación de conservación de la energía como:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{v}(\varepsilon + p)] + \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot (B^2 \vec{v} - (\vec{B} \cdot \vec{v}) \vec{B}) = 0 \quad (2.44)$$

la ley de conservación del momento (2.17) como:

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) + \nabla \cdot p \mathbf{I} - \frac{1}{\mu_0} \left( \nabla \cdot (\vec{B} \vec{B}) - \nabla \cdot \left( \frac{B^2}{2} \right) \mathbf{I} \right) = \vec{0} \quad (2.45)$$

donde  $\mathbf{I}$  es la matriz identidad. La ecuación de inducción también la reescribimos:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v}) = \vec{0} \quad (2.46)$$

Finalmente las ecuaciones de la MHD ideal considerando que no hay fuentes externas resultan:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \vec{B} \\ \varepsilon \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} \vec{v} + (p + \frac{B^2}{2\mu_0}) \mathbf{I} - \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \vec{B} \\ \vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v} \\ (\varepsilon + p + \frac{B^2}{2\mu_0}) \vec{v} - \frac{1}{\mu_0} \vec{B} (\vec{v} \cdot \vec{B}) \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (2.47)$$

Para las simulaciones numéricas llevadas a cabo en este trabajo se implementó un método que modifica estas ecuaciones que se especificará en el Capítulo 4 y el Apéndice A.

### 2.3. Ondas magnetohidrodinámicas

Las ondas MHD son muy distintas de las ondas electromagnéticas obtenidas como soluciones de vacío de las ecuaciones de Maxwell. Estas últimas son ondas transversales en las que un campo eléctrico variable en el tiempo produce un campo magnético y viceversa. En cambio las ondas MHD son perturbaciones del campo de velocidad del plasma que a su vez perturban el campo magnético, la densidad y la presión. En respuesta a esta perturbación el plasma responde con una fuerza restitutiva que puede ser el gradiente de presión, la fuerza de Lorentz, la gravedad o la combinación de ellas. Según cómo sea esta fuerza restitutiva es el tipo de onda que se genera.

Consideremos nuevamente la ecuación de momento sin tener en cuenta fuerzas externas disipativas:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\nabla p + \rho \vec{g} + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.48)$$

Vemos que las tres fuerzas fundamentales son: gradiente de presión  $\nabla p$ , gravedad  $\rho \vec{g}$  y fuerza de Lorentz  $\vec{j} \times \vec{B}$ . Las ondas que genera cada una de estas fuerzas, si se considera predominante sobre las otras, son ondas *acústicas o de sonido, de gravedad y magnéticas*.

Sin embargo lo más común es encontrar una combinación de estas ondas. En primera instancia, para analizar los distintos tipos, vamos a suponer que una de las fuerzas predomina sobre las otras, de modo de que pueden despreciarse.

### Ondas de sonido

Consideramos el gradiente de presión como fuerza restitutiva predominante frente a la fuerza de gravedad y suponemos que no hay campo magnético. En este caso cuando una perturbación comprime o dilata un gas, se crea un gradiente de presión que tiende a reestablecer el equilibrio. Las ecuaciones MHD se reducen a las ecuaciones de *Euler*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.49)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\nabla p \quad (2.50)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.51)$$

Se perturba el sistema considerando que en equilibrio  $\rho_0$  y  $p_0$  son uniformes y que la configuración es estática, es decir  $\vec{v}_0 = 0$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(\vec{r}, t)$$

$$p = p_0 + p_1(\vec{r}, t)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_1(\vec{r}, t)$$

Linealizando las ecuaciones (2.49), (2.50) y (2.51) y manipulando algebraicamente las ecuaciones linealizadas podemos obtener la siguiente ecuación de ondas para la perturbación de la presión

$p_1$

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 p_1 = 0 \quad (2.52)$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido y queda expresada como:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} \quad (2.53)$$

Por lo que la dinámica está determinada por la velocidad del sonido y ésta cambia la densidad y la presión del medio. Ecuaciones equivalentes se pueden obtener para  $\rho_1$  y  $\vec{v}_1$ . Proponemos como solución de la perturbación de la presión  $p_1$  una superposición de ondas planas

$$p_1 = \sum_j A_j \exp[i(\vec{k}_j \cdot \vec{r} - \omega_j t)]$$

Evalúamos esta solución en la ecuación de ondas (2.52) y, dado que la ecuación es lineal y las funciones exponenciales forman una base, la *relación de dispersión* resultante debe cumplirse término a término, es decir:

$$\omega_j^2 = c_s^2 k_j^2 \quad \forall j \quad (2.54)$$

De esta relación podemos ver que la frecuencia de la onda depende de la velocidad del sonido, que su vez depende del medio, y del número de onda. También podemos obtener la velocidad de fase  $\omega/k$  que es la velocidad de propagación de la onda y la velocidad de grupo  $\partial\omega/\partial\vec{k}$  que define la dirección de propagación de la energía de la onda. En este caso ambos valores son iguales y corresponden a  $c_s$ .

Proponiendo  $\vec{v}_1$  de la misma forma funcional que  $p_1$  obtenemos que  $\vec{v}_1 \parallel \vec{k}$ , lo que implica que las ondas acústicas son longitudinales.

## Ondas magnéticas

Para analizar este tipo de ondas consideramos la acción de la fuerza de Lorentz y despreciamos las otras fuerzas. De la ecuación (2.33) vemos que la fuerza de Lorentz se puede descomponer en dos términos, uno de presión y otro de tensión. Estas fuerzas actúan como fuerzas restauradoras de ondas magnéticas de dos tipos: ondas de Alfvén de corte y ondas compresionales de Alfvén. El término de compresión de un dado elemento de volumen es igual en magnitud y en todas las direcciones

$$p_M = \frac{B^2}{2\mu_0}.$$

El término de tensión

$$T_M = \frac{(\vec{B} \cdot \nabla)\vec{B}}{\mu_0}$$

actúa a lo largo de las líneas de campo.

En síntesis, la fuerza sobre un elemento de volumen ejercida por los adyacentes tendrá una contribución no nula de la presión cuando haya variación neta de la intensidad de  $B$  (actúa desde regiones de alta a baja presión magnética) y una componente no nula de tensión cuando haya curvatura de las líneas.



Consideremos un plasma con conductividad infinita. Las ecuaciones que vamos a tener en cuenta para analizar estas ondas son:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) &= 0 \\ \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} &= \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})\end{aligned}\quad (2.55)$$

Para perturbar el sistema consideramos condiciones iniciales de equilibrio estático con densidad e inducción magnética uniformes y velocidad nula de forma que las variables perturbadas resultan:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(\vec{r}, t)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1(\vec{r}, t)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_1(\vec{r}, t)$$

Linealizamos las ecuaciones y manipulando algebraicamente obtenemos:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{v}_1}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_0} [\nabla \times \nabla \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0)] \times \vec{B}_0. \quad (2.56)$$

Proponemos como solución una onda plana monocromática

$$\vec{v}_1(\vec{r}, t) = \vec{v}_1 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$$

y dado que estamos considerando perturbaciones lineales esto implica el mismo tipo de dependencia para las otras variables. Teniendo en cuenta que:

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -i\omega \vec{A}$$

$$\nabla \cdot \vec{A} = i\vec{k} \cdot \vec{A}$$

$$\nabla \times \vec{A} = i\vec{k} \times \vec{A}$$

se obtiene la siguiente expresión a partir de la ecuación (2.56)

$$\begin{aligned}\omega^2 \vec{v}_1 + \frac{1}{\mu_0 \rho_0} \left[ (\vec{k} \cdot \vec{B}_0)(\vec{v}_1 \cdot \vec{B}_0) - (\vec{k} \cdot \vec{v}_1) B_0^2 \right] \vec{k} \\ + \frac{1}{\mu_0 \rho_0} (\vec{k} \cdot \vec{B}_0)(\vec{k} \cdot \vec{v}_1) \vec{B}_0 - \frac{1}{\mu_0 \rho_0} (\vec{k} \cdot \vec{B}_0)^2 \vec{v}_1 = 0\end{aligned}\quad (2.57)$$

Una propiedad de las ondas planas es que cuando el campo es perturbado,  $\vec{B}_1$  es perpendicular a la dirección de propagación de la onda. Esto resulta de  $\nabla \cdot \vec{B}_0 = \nabla \cdot \vec{B}_1 = 0 = i\vec{k} \cdot \vec{B}_1$  ya que asumimos que  $\vec{B}_0$  es uniforme, por lo tanto

$$\vec{k} \cdot \vec{B}_1 = 0. \quad (2.58)$$

Si multiplicamos la ecuación (2.57) escalarmente por  $\vec{B}_0$  se simplifican cuatro de los términos quedando  $\omega^2(\vec{v}_1 \cdot \vec{B}_0) = 0$  o bien

$$\vec{v}_1 \cdot \vec{B}_0 = 0. \quad (2.59)$$

Lo que indica que en la aproximación lineal las ondas magnéticas son tales que la velocidad de la perturbación del plasma es perpendicular a la inducción magnética ambiente  $\vec{B}_0$ .

De la ecuación (2.57) obtenemos la relación de dispersión

$$(\omega^2 - k^2 v_A^2)(\vec{k} \cdot \vec{v}_1) = 0 \quad (2.60)$$

donde

$$\vec{v}_A = \frac{\vec{B}_0}{(\mu_0 \rho_0)^{1/2}} \quad (2.61)$$

es la *velocidad de Alfvén*. Para que la ecuación (2.60) se cumpla hay dos posibilidades:

$$\vec{k} \cdot \vec{v}_1 = 0 \quad \text{dando lugar a las } \textit{ondas de Alfvén de corte}$$

o bien

$$(\omega^2 - k^2 v_A^2) = 0 \quad \text{dando lugar a las } \textit{ondas de compresión de Alfvén}$$

En la atmósfera solar predominan las ondas de Alfvén de corte, por lo que usualmente se las denomina *ondas de Alfvén a secas*.

### Ondas de Alfvén (corte)

Como dijimos anteriormente estas ondas corresponden al caso  $\vec{k} \cdot \vec{v}_1 = 0$  por lo que  $\nabla \cdot \vec{v}_1 = 0$ . Estas condiciones implican que las ondas de Alfvén son incompresibles y transversales, es decir que no hay variación de la densidad y presión ( $\partial \rho_1 / \partial t = 0$  y  $\partial p_1 / \partial t = 0$ ), sólo la velocidad y la inducción magnética se modifican siendo ambas perturbaciones perpendiculares a la dirección de propagación de la onda (dada por  $\vec{k}$ ). En particular para la solución de onda plana  $\rho_1$  y  $p_1$  son nulos.

Para obtener la relación entre  $\omega$  y  $k$  volvemos a la ecuación (2.57) y haciendo uso de (2.59) y  $\vec{k} \cdot \vec{v}_1 = 0$  obtenemos

$$\omega^2 - (\vec{k} \cdot \vec{v}_A)^2 = 0$$

o bien

$$\omega = \pm k v_A \cos(\theta) \quad (2.62)$$

donde  $\theta$  es el ángulo entre la dirección de propagación  $\vec{k}$  y  $\vec{B}_0$  (ver figura 2.3). La relación entre  $\vec{v}_1$  y  $\vec{B}_1$  está dada por:

$$\vec{v}_1 = \pm \frac{\vec{B}_1}{(\mu_0 \rho_0)^{1/2}}.$$

Los signos  $+$  y  $-$  corresponden a que la velocidad de fase tenga proyección positiva o negativa en la dirección de  $\vec{B}_0$ . Es decir, tomando en cuenta este signo, que corresponde al de  $(\vec{k} \cdot \vec{B}_0)$  se ve que  $\vec{v}_1$  y  $\vec{B}_1$  están en contrafase. Este resultado es observacionalmente importante, dado que permite distinguir las ondas de Alfvén de otro tipo de ondas. Si elegimos, sin pérdida de generalidad, el eje  $z$  en la dirección de  $\vec{B}_0$  la ecuación (2.62) resulta

$$\omega = \pm v_A k_z$$

y la velocidad de grupo  $\vec{v}_g = (\partial\omega/\partial k_x, \partial\omega/\partial k_y, \partial\omega/\partial k_z) = \pm v_A \hat{e}_z$  resultando que

$$\vec{v}_g = \pm \vec{v}_A$$

De modo que la energía de la onda de Alfvén se propaga en la dirección de la inducción magnética de fondo cualquiera sea la dirección de  $\vec{k}$ , es decir  $\vec{v}_g \parallel \vec{B}_0$ . Mientras que la velocidad de fase puede ser oblicua al campo, por lo que  $\vec{v}_f \nparallel \vec{v}_g$ .

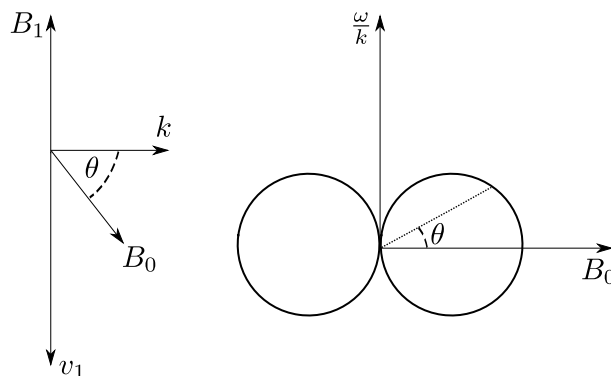
### Ondas de compresión de Alfvén

La otra solución de la ecuación (2.60) es  $\omega^2 - k^2 v_A^2 = 0$  o bien

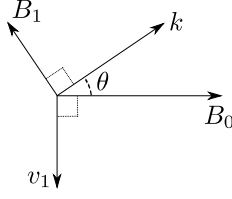
$$\omega = \pm k v_A.$$

En este caso no hay incompresibilidad ( $\vec{k} \cdot \vec{v}_1 \neq 0$ ) y por lo tanto  $\rho_1$  y  $p_1$  son distintos de cero denotando compresión. De la ecuación (2.57) como el factor que multiplica a  $\vec{v}_1$  es distinto de cero, a diferencia con lo que sucedía con las ondas de corte, resultan  $\vec{v}_1$ ,  $\vec{k}$  y  $\vec{B}_0$  coplanares. Además de la tercera de las ecuaciones (2.55) resulta

$$\vec{B}_1 = \frac{-(\vec{k} \cdot \vec{B}_0)\vec{v}_1 + (\vec{k} \cdot \vec{v}_1)\vec{B}_0}{\omega}$$



**Fig. 2.3:** Dirección del vector de propagación  $\vec{k}$ , del campo de fondo  $\vec{B}_0$  y de la perturbación de campo  $\vec{B}_1$ . Relación de dispersión de las ondas de Alfvén. Créditos: Figura extraída de [Costa et al. \(2015\)](#).



**Fig. 2.4:** Vectores coplanarios de ondas de compresión de Alfvén. Créditos: Figura extraída de Costa et al. (2015).

de donde se ve que también  $\vec{B}_1$  está en el plano. Recordando que para toda onda magnética plana monocromática  $\vec{B}_1 \perp \vec{k}$  y  $\vec{v}_1 \perp \vec{B}_0$  (ecuaciones (2.58) y (2.59)) resulta la figura 2.4.

Notar que la velocidad de fase y grupo coinciden en módulo y dirección:

$$\vec{v}_f = \vec{v}_g = \pm v_A \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}.$$

## Ondas Magnetoacústicas

Estas ondas son importantes en medios en los que no puede despreciarse ni la fuerza de Lorentz ni el gradiente de presiones de modo que la ecuación de movimiento resulta

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}$$

Para calcularse la relación de dispersión de estas ondas debe considerarse la ecuación de conservación de la masa, la ecuación de inducción, la de adiabaticidad (energía) y la correspondiente a la ausencia de monopolos magnéticos  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ . Estas ondas son en principio diferentes a los casos anteriores: sonido ( $\vec{B} = 0$ ) y a las ondas magnéticas ( $\nabla p$  despreciable). Pero las ondas de Alfvén de corte no perturban la densidad ni la presión por lo tanto no se alteran si en la ecuación de movimiento se agrega el gradiente de presiones. En cambio las ondas de compresión de Alfvén y las de sonido se modifican dando lugar a ondas magnetoacústicas de dos tipos.

Linealizando las ecuaciones alrededor del estado de equilibrio considerando:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(\vec{r}, t)$$

$$p = p_0 + p_1(\vec{r}, t)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1(\vec{r}, t)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_1(\vec{r}, t)$$

se puede reemplazar una ecuación en la otra obteniendo una ecuación diferencial para la variable  $\vec{v}_1$  que al proponer una onda plana como solución nos da la ecuación:

$$\begin{aligned} & (\omega^2 - k^2 v_A^2 \cos^2(\theta)) \vec{v}_1 + (\vec{k} \cdot \vec{v}_1) k v_A^2 \cos(\theta) \hat{e}_{B_0} \\ & - \left[ (v_A^2 + c_s^2) (\vec{k} \cdot \vec{v}_1) - k v_A^2 \cos(\theta) (\hat{e}_{B_0} \cdot \vec{v}_1) \right] \vec{k} = 0 \end{aligned} \quad (2.63)$$

Esta expresión tiene un término adicional respecto al caso magnético puro, éste es

$$c_s^2(\vec{k} \cdot \vec{v}_1)\vec{k}$$

y proviene de haber considerado el gradiente de presión del gas en la ecuación de movimiento. Recordar que  $\theta$  es el ángulo entre  $\vec{B}_0$  y  $\vec{k}$ , y  $\hat{e}_{B_0}$  es un versor en la dirección del campo no perturbado.

Para obtener la relación de dispersión  $\omega = \omega(k)$  de la ecuación (2.63) es conveniente, igual que para las ondas magnéticas, multiplicar escalarmente por  $\vec{k}$  y por  $\vec{B}_0$  con lo que se obtienen las ecuaciones:

$$\begin{aligned} [\omega^2 - k^2(v_A^2 + c_s^2)](\vec{k} \cdot \vec{v}_1) + k^3 v_A^2 \cos(\theta)(\hat{e}_{B_0} \cdot \vec{v}_1) &= 0 \\ -k \cos(\theta) c_s^2(\vec{k} \cdot \vec{v}_1) + \omega^2(\hat{e}_{B_0} \cdot \vec{v}_1) &= 0 \end{aligned}$$

quedando un sistema homogéneo de ecuaciones en  $(\vec{k} \cdot \vec{v}_1)$  y  $(\hat{e}_{B_0} \cdot \vec{v}_1)$  cuya solución trivial da la solución de las ondas de Alfvén de corte. Para que existan soluciones no triviales el determinante debe ser nulo:

$$[\omega^2 - k^2(v_A^2 + c_s^2)] \omega^2 + k^4 v_A^2 c_s^2 \cos^2(\theta) = 0$$

cuyas soluciones son

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{v_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4v_A^2 c_s^2 \cos^2(\theta)} \quad (2.64)$$

Vemos de la ecuación (2.64), que el radicando es positivo para todo  $\theta$  y en particular:

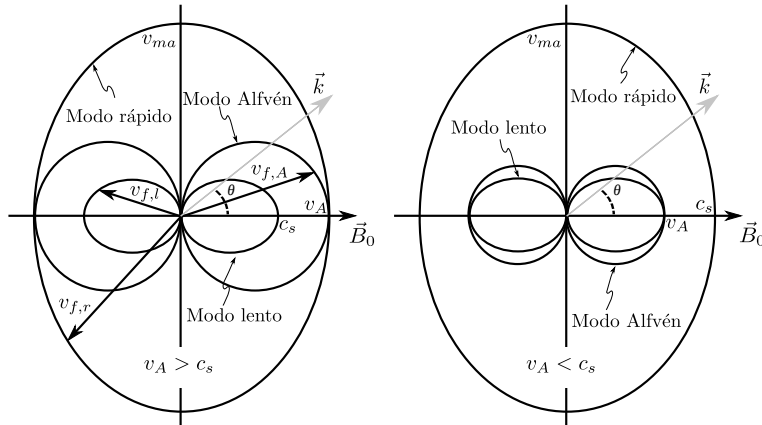
- si  $\theta = 0$

$$\frac{\omega^2}{k^2}(0) = \frac{v_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(v_A^2 - c_s^2)^2} = \frac{v_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2}(v_A^2 - c_s^2) = \begin{cases} v_A^2 \\ c_s^2 \end{cases} \quad (2.65)$$

- si  $\theta = \pi/2$

$$\frac{\omega^2}{k^2}\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{v_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(v_A^2 + c_s^2)^2} = \frac{v_A^2 + c_s^2}{2} \pm \frac{1}{2}(v_A^2 + c_s^2) = \begin{cases} v_A^2 + c_s^2 \\ 0 \end{cases} \quad (2.66)$$

Si graficamos la velocidad de fase  $v_f = \omega/k$  obtenemos la figura 2.5. La velocidad de fase tiene valores entre la velocidad magnetoacústica lenta y la rápida. La velocidad magnetoacústica rápida corresponde a la máxima velocidad que puede alcanzar la onda que es  $v_A^2 + c_s^2$ . Las ondas rápidas se pueden propagar en cualquier dirección, excepto si  $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$ , no se puede propagar a lo largo del campo magnético y la onda rápida se degenera en una onda de Alfvén. Por otro



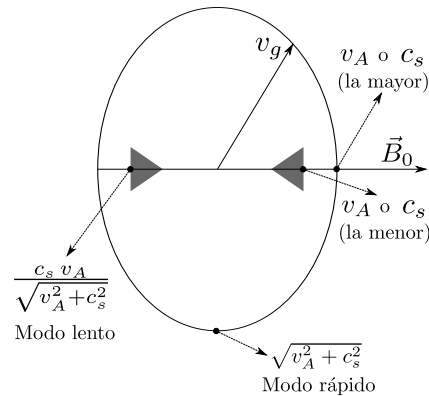
**Fig. 2.5:** Velocidad de fase de las ondas magnetoacústicas en los regímenes  $\beta > 1$  (izquierda) y  $\beta < 1$  (derecha). Créditos: Figura extraída de [Costa et al. \(2015\)](#).

lado la velocidad magnetoacústica lenta depende si la dinámica del medio está dominada por el campo magnético ( $\beta \ll 1$ ) o si está dominada por el plasma. Si  $v_A \ll c_s$  o  $\beta \gg 1$  (panel derecho de la figura 2.5), por ejemplo la cromósfera y fotosfera de regiones tranquila del sol, corresponde a la situación en que la fuerza de Lorentz es menos importante que el gradiente de presiones. La velocidad de la onda magnetoacústica lenta será igual a  $v_A$  por lo que una parte de la onda acústica se transforma en magnetoacústica rápida y la magnetoacústica lenta da lugar a la magnética de compresión. Si  $v_A \gg c_s$  o  $\beta \ll 1$  (panel izquierdo de la figura 2.5), por ejemplo en la baja corona, corresponde a que la fuerza de Lorentz es más importante que el gradiente de presiones. La velocidad de la onda magnetoacústica lenta será  $c_s$  por lo tanto la onda magnética de compresión se transforma dando lugar a la magnetoacústica rápida y aparece en lugar de la onda de sonido la magnetoacústica lenta. Si  $v_A \sim c_s$  no es posible distinguir si las ondas rápidas y lentas provienen de la del sonido modificada o de la de Alfvén de compresión modificada.

De la ecuación (2.64) podemos calcular la velocidad de grupo reemplazando en esta ecuación  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$  y  $k^2 \cos^2(\theta) = k_z^2$  y, derivando luego respecto  $k_x$ ,  $k_y$  y  $k_z$ . Resulta que, salvo para  $\theta = 0$  y  $\theta = \pm\pi/2$ ,  $v_g$  no tiene dirección paralela a  $\vec{k}$ , a diferencia de las ondas sonoras y las ondas de Alfvén de compresión, ni en la dirección de  $\vec{B}_0$ , como en las ondas de Alfvén de corte, sino en una dirección intermedia. En la figura 2.6 graficamos la velocidad de grupo.

De la figura se ve que los modos lentos se propagan en un cono alrededor de  $\vec{B}_0$  y los rápidos se pueden propagar en cualquier dirección, de modo que los modos lentos no puede propagarse en dirección perpendicular al campo.

Las ondas magnetoacústicas son longitudinales  $\vec{v}_1 \parallel \vec{k}$  y son esencialmente compresivas, siempre perturban la densidad del plasma.



**Fig. 2.6:** Velocidad de grupo de las ondas magnetoacústicas. Créditos: Figura extraída de [Costa et al. \(2015\)](#).

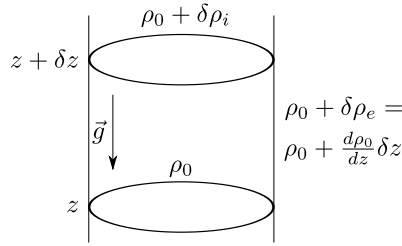
### Ondas de gravedad

Estas ondas aparecen en gases en presencia de un campo gravitatorio aunque no haya campos magnéticos. En primer lugar describiremos cualitativamente cuál es el origen de estas ondas. Luego analizaremos las ecuaciones linealizadas cuando las fuerzas restitutivas son la gravedad y el gradiente de presión dando lugar a las ondas acústicas de gravedad con sus límites de baja frecuencia (ondas de gravedad) y alta frecuencia (ondas acústicas).

En la sección 1.1 del Capítulo 1 vimos que la fotosfera estaba conformada por gránulos brillantes los cuales evidenciaban el movimiento convectivo proveniente del interior solar. Estos movimientos convectivos se pueden generar dentro de un gas compresible y estratificado gravitacionalmente, tal como el que existe en el interior solar, en respuesta a perturbaciones ante las que actúan las fuerzas de presión del gas y de gravedad, generando distintos tipos de ondas. Estas ondas se corresponden en el límites de baja frecuencia a las ondas de gravedad y a altas frecuencias a las ondas acústicas. Estas ondas se propagan desde el interior del Sol hasta la superficie y son reflejadas en la superficie. Antes de llegar a la superficie se acoplan e interfieren, por eso es que vemos ondas de frecuencias mezcladas. Los modos de vibración  $g$  (ondas de gravedad), caracterizados por bajas frecuencias de aproximadamente 0.4 mHz, están confinados al interior solar por lo que son prácticamente inobservables.

Para entender el proceso de convección, consideremos una burbuja de gas, que es sacada de su posición de equilibrio y desplazada  $\delta z$  en sentido contrario al de la gravedad esquematizado en la figura 2.7. Además para que puede existir la burbuja tiene que haber un equilibrio de presiones con el gas que la rodea. Llamaremos con un subíndice  $i$  a la parte interna de la burbuja y con subíndice  $e$  a la parte externa. Inicialmente  $(\rho_0)_i = (\rho_0)_e = \rho_0$  y  $(p_0)_i = (p_0)_e = p_0$ .

La presión y la densidad externas varían con la altura (por ser un medio estratificado por la gravedad), por lo que al ascender la burbuja deberá cambiar su presión y densidad para mantener



**Fig. 2.7:** Esquema de una burbuja de gas que es sacada de su posición de equilibrio. Créditos: Figura extraída de [Costa et al. \(2015\)](#).

el equilibrio de presiones. Al ocurrir esto el medio que la rodea será diferente al inicial, esto lo expresamos con  $\delta\rho_e$ , y el cambio en la densidad de la burbuja lo expresamos con  $\delta\rho_i$ . Supongamos que se realiza este cambio de manera adiabática, es decir, sin intercambiar calor con el exterior. Si la densidad final de la burbuja es menor a la del medio, ésta seguirá ascendiendo; por el contrario si es mayor, se originará una fuerza restitutiva que tenderá a volverla a su posición de equilibrio y por lo tanto oscilará. Para obtener la frecuencia de oscilación consideramos el equilibrio de fuerzas  $dp_0/dz = -\rho g$  y la condición de adiabaticidad. La fuerza de flotación resulta

$$g(\delta\rho_e - \delta\rho_i) = g \left( \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{\rho_0 g}{c_s^2} \right) \delta z$$

Cuando esta fuerza es negativa para  $\delta z$  positivo la burbuja oscila con una frecuencia  $N$  donde:

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \left( \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{\rho_0 g}{c_s^2} \right) \quad (2.67)$$

$N^2$  es la frecuencia de oscilación y se denomina *frecuencia de Brunt-Väisälä*. Usando la ecuación de estado  $p = R\rho T/\mu$  obtenemos una expresión para esta frecuencia en función de la temperatura:

$$N^2 = \frac{g}{T_0} \left[ \frac{dT_0}{dz} + \frac{(\gamma - 1)T_0 g}{c_s^2} \right] \quad (2.68)$$

El término  $-(\gamma - 1)T_0 g/c_s^2$  es la variación de temperatura de la burbuja con la altura cuando se mueve adiabáticamente.  $N^2 > 0$  si la temperatura ambiente  $T_0$  aumenta con la altura o si disminuye más lentamente que la variación adiabática. Esto da la condición de estabilidad convectiva, en cambio si  $N^2 < 0$  entonces las oscilaciones se amortiguan y la burbuja seguirá ascendiendo.

En el caso particular de que  $T_0$  no varía en función de la altura

$$N^2 = \frac{(\gamma - 1)g^2}{c_s^2}$$

Esta aproximación es válida para bajas frecuencias.



### Ondas Acústicas de Gravedad

Consideremos un plasma en el que se tiene en cuenta el gradiente de presiones y la gravedad. En la situación de equilibrio  $\nabla p_0 = -\rho g \hat{e}_z$  por lo que  $p_0$  no es uniforme sino que varía con la altura, suponiendo  $T_0$  uniforme resulta

$$p_0 \sim \exp\left[-\frac{z}{\Lambda}\right] \quad \text{y} \quad \rho_0 \sim \exp\left[-\frac{z}{\Lambda}\right]$$

con  $\Lambda = p_0/(\rho_0 g) = c_s^2/(\gamma g)$ . Linealizamos las ecuaciones de continuidad, de momento y de adiabaticidad y manipulando algebraicamente las ecuaciones resultantes se obtiene una ecuación diferencial para  $\vec{v}_1$ . Proponemos una solución de la forma

$$\vec{v}_1 = \vec{u}_1 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$$

$$\omega^2 \vec{u}_1 = c_s^2 (\vec{k} \cdot \vec{u}_1) \vec{k} + i(\gamma - 1)g (\vec{k} \cdot \vec{u}_1) \hat{e}_z + i g u_{1z} \vec{k}$$

siendo  $\vec{g} = g \hat{e}_z$  y  $u_{1z}$  la componente de  $\vec{u}_1$  en la dirección  $z$ . Tomando el producto escalar de estas ecuaciones con  $\hat{e}_z$  y  $\vec{k}$  queda un sistema de ecuaciones homogéneo en  $(\vec{k} \cdot \vec{u}_1)$  y  $u_{1z}$ ; anulando el determinante se obtiene la relación:

$$\omega^4 - \omega^2 (c_s^2 k^2 + i\gamma g k_z) + g^2 (\gamma - 1) (k^2 - k_z^2) = 0. \quad (2.69)$$

Dado que aparece el número imaginario  $i$  concluimos que para que  $\omega^2$  sea real,  $k^2$  tiene que ser complejo. Definimos  $k'$  tal que

$$\vec{k} = \vec{k}' - i \frac{\gamma g}{2c_s^2} \hat{e}_z \quad (2.70)$$

de modo que la ecuación (2.69) puede escribirse

$$\omega^4 - \omega^2 \left( c_s^2 k'^2 + \frac{\gamma^2 g^2}{4c_s^2} \right) + g^2 (\gamma - 1) (k'^2 - k_z'^2) = 0.$$

Finalmente la relación de dispersión resulta

$$\omega^2 (\omega^2 - N_s^2) = (\omega^2 - N^2 \text{sen}^2(\theta_g)) k'^2 c_s^2 \quad (2.71)$$

donde

$$N_s = \frac{\gamma g}{2c_s} \quad (2.72)$$

$$N = \frac{\sqrt{\gamma - 1} g}{c_s} \quad (2.73)$$

$$\text{sen}^2(\theta_g) = 1 - \frac{k_z'^2}{k'^2} \quad (2.74)$$

$N$  es la frecuencia de Brunt-Väisälä,  $N_s$  es la frecuencia de corte acústico y  $\text{sen}^2(\theta_g)$  es una medida de cuan alejado se encuentra el vector de propagación respecto de la dirección de la gravedad. Para  $\theta_g = 0$  resulta  $k'_z = k'$  y para  $0 < \theta_g < \pi/2$   $k' > k'_z$ . Para gases ideales resulta

$$N_s \geq N$$

Al tener  $\vec{k}$  una componente imaginaria (ver ecuación (2.70)) la perturbación de la velocidad resulta

$$\vec{v}_1(\vec{r}, t) = \vec{u}_1 \exp \left[ \frac{\gamma g}{2c_s^2} z \right] \exp[i(\vec{k}' \cdot \vec{r} - \omega t)]$$

cuya amplitud aumenta con la altura siendo el factor de aumento igual a  $e$  para una distancia vertical que sea el doble de la escala de altura de la presión  $\Lambda$ .

Analizando la relación de dispersión (2.71) vemos que hay dos rangos de  $\omega^2$  que permite propagación con  $k'$  real:

$$\omega^2 < N^2 \text{sen}^2(\theta_g) \quad (2.75)$$

y

$$\omega^2 > N_s^2 \quad (2.76)$$

En el primer caso ambos miembros de (2.71) son negativos y en el segundo ambos son positivos. Para  $\omega > N_s$  las ondas son esencialmente acústicas, y si  $\omega \gg N_s$  la relación de dispersión se reduce a

$$\omega = k' c_s$$

resultando  $c_s$  como velocidad de fase.

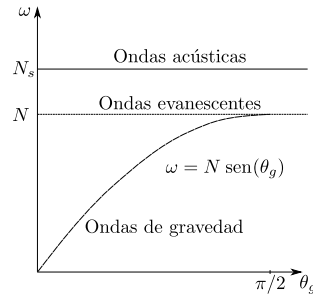
Para  $\omega < N \text{sen}(\theta_g)$  las ondas son esencialmente ondas internas de gravedad, y si además  $\omega \ll k' c_s$ , es decir que  $v_f = \omega/k' \ll c_s$  se tiene

$$\omega \simeq N \text{sen}(\theta_g) . \quad (2.77)$$

Para la región  $N \text{sen}(\theta_g) < \omega < N_s$ ,  $k'^2$  es negativo y la onda es evanescente. En la figura 2.8 se muestran los rangos de frecuencia de  $\omega$  en función de  $\theta_g$ . Vemos que las ondas de gravedad no se propagan en dirección de la gravedad, siendo  $\theta = 0$  equivalente a  $k'_z = k'$ . Además de la ecuación (2.77), para un dado  $\omega$  independientemente de  $k'$  siempre que  $k' c_s \gg \omega$ , las ondas de gravedad sólo se pueden propagar en alguna dirección en un cono  $\text{sen}(\theta_g) = \pm \omega/N$ .

### Frecuencia de corte (cut-off)

Como vimos en la sección anterior, en presencia de campos gravitatorios, las ondas acústicas solo pueden propagarse hacia arriba (en la dirección vertical) a frecuencias mayores que la



**Fig. 2.8:** Esquema de ondas de gravedad. Créditos: Figura extraída de [Costa et al. \(2015\)](#).

frecuencia de corte acústica definida como

$$N_s = \frac{\gamma g}{2c_s}$$

donde  $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma RT / \mu}$  es la velocidad local del sonido,  $T$  es la temperatura,  $\gamma$  es el cociente de calores específicos,  $\mu$  es el peso molecular medio, y  $R$  es la constante de los gases. Por debajo de esta frecuencia se vuelven evanescentes y no pueden alcanzar las capas superiores de la atmósfera.

La frecuencia de corte de las ondas magnetoacústicas de gravedad (MAG de ahora en adelante) fue derivada analíticamente por [Bel & Leroy \(1977\)](#); [Thomas \(1982\)](#); [Zhugzhda & Dzhalilov \(1984\)](#); [Roberts \(2006\)](#) en un medio estratificado isotérmico y con campo magnético constante. Encontraron que la frecuencia de corte de MAG ( $N_{MAG}$ ) depende generalmente del parámetro  $\beta$  local del plasma y de la inclinación del campo magnético  $\theta_B$ . En las regiones de  $\beta > 1$  (como la fotosfera y cromósfera del Sol tranquilo), la frecuencia de corte de MAG se reduce a la frecuencia de corte acústica pura  $N_s$ . Para velocidades del sonido típicas fotosféricas de 7 km/s y  $g = 274$  m/s<sup>2</sup> la frecuencia de corte resulta de 5.2 mHz (3.2 minutos). Lo que implica que las ondas con frecuencias mayores que esta o períodos menores pueden propagarse hacia la cromósfera. En regiones de  $\beta < 1$  (por ejemplo manchas solares o regiones activas), la frecuencia de corte es modificada por la inclinación del campo magnético  $N_{MAG} = N_s \cos \theta_B$ . [Bel & Leroy \(1977\)](#) interpretaron que en estas regiones de  $\beta$  alto hay una gravedad efectiva que actúa sobre la línea de campo. Esta gravedad efectiva puede ser expresada como

$$g = g_0 \cos \theta_B$$

donde la aceleración gravitacional  $g_0$  es disminuida por el coseno del ángulo de inclinación del campo respecto de la normal, lo que repercute en la frecuencia de corte. La frecuencia de corte máxima estará dada por los mínimos valores de  $\theta_B$  y de  $T$  a lo largo del camino de propagación de la onda. Estos parámetros definen una altura de corte, y si asumimos que el ángulo de inclinación y la temperatura crecen a partir de esta altura de corte, entonces ésta definirá el espectro de frecuencias de las ondas que pueden propagarse más allá del mínimo de temperatura.

Los resultados encontrados sobre la frecuencia de corte de MAG explica la existencia de ondas compresivas de baja frecuencia en la corona (De Moortel & Nakariakov 2012) las cuales se cree que son las responsables de transportar mayor cantidad de energía que sus contraparte de alta frecuencia (por ejemplo Fontenla et al. 1993; Jefferies et al. 2006). Según Bel & Leroy (1977), las ondas de baja frecuencia (períodos largos) pueden penetrar en la atmósfera alta a través de guías de onda magnéticas, por ejemplo manchas y poros.

En este sentido Afanasyev & Nakariakov (2015) consideraron la propagación de ondas magnetoacústicas lentas de largo período en estructuras de plasma coronal considerando una atmósfera estratificada isotérmica y un campo magnético variable, a diferencia de trabajos anteriores donde consideraron campo uniforme. Derivaron la expresión de la frecuencia de corte para ondas de tubo (ondas magnetoacústicas lentas de longitud de onda larga que se propagan en plasma alineado y estructurado por el campo magnético) y encontraron que ésta varía en función de la altura, decreciendo significativamente en las regiones de  $\beta \leq 1$ . Un estudio similar fue realizado por Costa et al. (2018), en donde consideraron además una atmósfera con temperatura variable, abarcando desde la fotosfera hasta la corona. Encontraron que a una dada altura sobre la fotosfera los períodos de corte magnetoacústicos son significativamente menores que los períodos de corte acústicos. También analizaron la influencia de la intensidad de campo magnético, no encontraron cambios significativos de los períodos a nivel coronal pero si una modulación por debajo de la región de transición.

La frecuencia de corte de las ondas compresivas sirve como herramienta sismológica para investigar la topología del campo magnético y diagnosticar otros parámetros del plasma local como la temperatura o la densidad. También presenta una posible explicación a los períodos encontrados en la atmósfera solar como la respuesta de ésta a la frecuencia natural. Volveremos sobre este tema en la sección 4.7 del Capítulo 4.

**BIBLIOGRAFÍA**

- Afanasyev, A. N. & Nakariakov, V. M. 2015, *A&A*, 582, A57
- Bel, N. & Leroy, B. 1977, *A&A*, 55, 239
- Bellan, P. M. 2006, *Fundamentals of Plasma Physics*, ed. Bellan, P. M.
- Chen, F. F. 1974, *Introduction to plasma physics* (New York: Plenum Press)
- Costa, A., Schneiter, M., & Cécere, M. 2015, *Introducción a la Magnetohidrodinámica* (Córdoba: Universitas)
- Costa, A., Schneiter, M., & Zurbruggen, E. 2018, *MNRAS*, 480, 623
- De Moortel, I. & Nakariakov, V. M. 2012, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 370, 3193
- Fontenla, J. M., Rabin, D., Hathaway, D. H., & Moore, R. L. 1993, *APJ*, 405, 787
- Freidberg, J. P. 1987, *Ideal magnetohydrodynamics* (New York: Plenum Press)
- Goedbloed, J. P. & Poedts, S. 2004, *Principles Of Magnetohydrodynamics: With Applications To Laboratory And Astrophysical Plasmas* (New York: Cambridge University Press)
- Jefferies, S. M., McIntosh, S. W., Armstrong, J. D., et al. 2006, in *ESA Special Publication*, Vol. 624, *Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, 16
- Kivelson, M. G. & Russell, C. T. 1995, *Introduction To Space Physics* (New York: Cambridge University Press)
- Parks, G. K. 2004, *Physics of space plasmas : an introduction*, ed. Parks, G. K.
- Priest, E. R. 1982, *Solar magnetohydrodynamics* (D. Reidel Publ. Co.)
- Roberts, B. 2006, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 364, 447
- Sturrock, P. A. 1994, *Plasma physics* (New York: Cambridge University Press)
- Thomas, J. H. 1982, *APJ*, 262, 760
- Zhugzhda, I. D. & Dzhililov, N. S. 1984, *A&A*, 132, 45



## Parte II

# Trabajo realizado





---

## Estudio observacional de la propagación de una señal periódica en una región activa

---

En este capítulo se describirá el análisis cinemático y de periodicidades realizado en distintas regiones de la atmósfera solar a partir de observaciones de una señal periódica propagándose en una región activa asociada a una mancha solar. Los resultados de este capítulo forman parte del trabajo en proceso de escritura de Sieyra et al. (2019).

### 3.1. Introducción

Las observaciones solares han revelado la existencia de ondas y oscilaciones magnetohidrodinámicas en casi todas las estructuras de la atmósfera del Sol, exhibiendo un amplio rango de períodos y velocidades. El modelo MHD más básico sugiere que hay tres tipos de ondas que se manifiestan en la atmósfera solar: magnetoacústicas lentas, rápidas y las ondas de Alfvén (ver Capítulo 2 para más detalles sobre cada tipo de ondas). Se agregan a éstos otros modelos más complejos que tienen en cuenta la estratificación de la atmósfera debido a la gravedad con sus correspondientes mecanismos de selección de frecuencias de corte (*cut-off*).

Durante mucho tiempo el estudio de las ondas magnetohidrodinámicas fue principalmente teórico, pero esto ha cambiado en los últimos años con el advenimiento de instrumentos que proveen imágenes y espectroscopía de alta resolución temporal y espacial.

Uno de los interrogantes que se quiere responder y lleva décadas de investigación es si alguno de estos procesos son capaces de transportar desde las capas más bajas de la atmósfera solar hacia la corona una parte considerable de la energía necesaria para calentar la corona tranquila, así como la relación de ellos con el viento solar. Estas investigaciones han conducido a un gran desarrollo de la sismología coronal.

### Observaciones en fotosfera y cromósfera

Entre los distintos tipos de ondas que se observan en la fotosfera y cromósfera solar de las manchas solares se encuentran los destellos de la umbra (*umbral flashes*, UF) y las ondas corredizas de la penumbra (*running penumbral waves*, RPW) de la penumbra.

Los UF tienen períodos de alrededor de 3 minutos en las líneas cromosféricas y fueron esquemáticamente interpretados como la respuesta de la cromósfera a los *modos-p* fotosféricos<sup>1</sup> (Kneer et al. 1981; Thomas 1982, 1985; Lites 1992; Yuan et al. 2014). En un comienzo se creía que estos destellos eran ondas estacionarias resonantes en la cromósfera, pero observaciones de oscilaciones de 3 minutos en la región de transición y en la corona sugirieron que se corresponden con ondas que se propagan (Brynildsen et al. 1999a,b, 2002, 2004; Maltby et al. 1999; O’Shea et al. 2002; De Moortel et al. 2002; Tian et al. 2014).

En cuanto a las RPW se observan como frentes de ondas concéntricos propagándose radialmente desde el interior de la penumbra. El período varía con la distancia radial entre  $\sim[3 - 5]$  minutos en el límite interno de la penumbra hasta valores mayores a 16 minutos en el borde externo de la penumbra (Jess et al. 2013). Inicialmente estas ondas fueron observadas solo en la penumbra, pero recientemente esta fenomenología se encontró también en la umbra (Kobanov & Makarchik 2004; Freij et al. 2014).

Existe un fuerte consenso de que la inclinación del campo magnético cumple un rol fundamental en la determinación de la frecuencia de las ondas de la penumbra debido a la consecuente reducción de la frecuencia de corte dada por  $\omega_{eff} = \omega \cos \theta$ , donde  $\theta$  es la inclinación del campo magnético respecto de la normal (Reznikova & Shibasaki 2012; Reznikova et al. 2012; Kobanov et al. 2013; Jess et al. 2013). Esto resulta en un aumento en el período a medida que la distancia radial crece desde la umbra y esto coincide con el aumento de la inclinación del campo. Estos autores afirman también que en la vecindad de la mancha solar las frecuencias son determinadas por la frecuencia de corte, la que estaría directamente influenciada por la inclinación local del campo magnético respecto de la normal. Las ondas cuyas frecuencias son menores a la de corte son amortiguadas fuertemente (evanescentes), las que tienen frecuencias mayores pueden propagarse y son canalizadas hacia la cromósfera y es allí donde son observadas como RPW.

<sup>1</sup>Los *modos-p* son los modos heliosismológicos detectados en la fotosfera solar. Se describen en el Capítulo 1.

Esta observación juntamente con el hecho de que los UF impulsan a las RPW, en ambos dominios temporal y espacial, sugiere que estos dos fenómenos son originados por los *modos-p* fotosféricos siendo manifestaciones de ondas magnetoacústicas lentas propagándose hacia arriba. A la misma conclusión llegan [Zhao et al. \(2015\)](#) a partir de la observación de ondas detectadas en la fotosfera viajando desde el interior de las manchas solares con velocidades mayores a las que se encuentran usualmente, de [40 - 60] km/s. Dadas estas evidencias observacionales varios autores afirman que la propagación radial observada de las RPW es en realidad un movimiento aparente de los modos magnetoacústicos que viajan a lo largo de las líneas inclinadas de campo magnético, generados por los modos-*p* ([Christopoulou et al. 2000, 2001](#); [Roupe van der Voort et al. 2003](#); [Bloomfield et al. 2007](#); [Jess et al. 2013](#); [Freij et al. 2014](#); [Madsen et al. 2015](#)). Por otro lado [Sharma et al. \(2017\)](#) muestra que los UF influyen la propagación de ondas de la umbra y ondas coronales.

Esto lleva a plantearnos algunas preguntas:

¿Podrían estas ondas rápidas que se propagan en la fotosfera, las ondas cromosféricas de la penumbra y las perturbaciones coronales estar relacionadas las unas con las otras? Las ondas provenientes de los modos heliosismológicos observadas en la fotosfera, ¿podrían propagarse hacia arriba a través de la cromósfera y la región de transición hasta llegar a la corona?

Para poder profundizar acerca de estas preguntas resumimos algunas evidencias observacionales de propagación de señales periódicas en la corona y planteamos algunos ejes de discusión en la siguiente sección.

## Observaciones en la corona

Uno de los primeros trabajos que mostraron la propagación de perturbaciones periódicas en las estructuras coronales fue el de [DeForest & Gurman \(1998\)](#), en el que utilizaron el instrumento EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope) a bordo de SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) con el que identificaron estas perturbaciones en imágenes en 171 Å. Reportando los primeros resultados de TRACE (Transition Region and Corona Explorer), [Schrijver et al. \(1999\)](#) describieron movimientos hacia arriba en las estructuras de abanico (*fan*) de los arcos de 1 MK en la parte externa de la región activa. Estos autores argumentaron que debido a la baja velocidad de propagación, aproximadamente de 40 km/s, no podían interpretarse como ondas magnetoacústicas sino que requería la presencia de flujos. [Winebarger et al. \(2002\)](#) también llegan a la misma conclusión. Desde entonces un gran número de autores ([Berghmans & Clette 1999](#); [De Moortel et al. 2000](#); [Banerjee et al. 2000](#); [O'Shea et al. 2006](#)) han reportado perturbaciones periódicas en arcos coronales y plumas polares. [De Moortel et al. \(2000\)](#) realizaron un estudio similar al de [DeForest & Gurman \(1998\)](#) usando observaciones de TRACE, con mayor

resolución espacial, y concluyeron que estas oscilaciones eran en realidad indicadores de ondas magnetoacústicas lentas, que se propagan hacia arriba a lo largo de guías de ondas coronales a una velocidad entre 70 y 165 km/s y períodos en el rango de 3-4 minutos.

Analizando las estructuras coronales en la proximidad de regiones activas [Fludra \(2001\)](#) y [Marsh & Walsh \(2006\)](#) encontraron que las estructuras situadas sobre manchas solares mostraban una oscilación en intensidad con un período de alrededor de 3 minutos, mientras que las oscilaciones en estructuras que no estaban sobre manchas exhibían períodos mucho mayores ([De Moortel et al. 2002](#)). Estos autores concluyeron que una explicación posible para estas ondas longitudinales observadas giraba en torno de un excitador actuando en la base de dichas estructuras, esto requiere que el tren de ondas sea capaz de propagarse desde la atmósfera baja, a través de la región de transición, hasta llegar a la corona.

[Jess et al. \(2012\)](#) investigaron el acoplamiento del fenómeno de ondas entre las distintas altitudes de la atmósfera solar. Encontraron la presencia de ondas estacionarias en la cromósfera como resultado de una reflexión parcial de las ondas en la región de transición. También hallaron un corrimiento Doppler al azul de la velocidad de 1.5 km/s, que junto con un desfase temporal entre las ondas fotosféricas y cromosféricas confirmó que las ondas observadas en EUV son la contraparte coronal de ondas magnetoacústicas lentas detectadas en la baja atmósfera propagándose hacia arriba. Observaron también que estas ondas se originan en puntos brillantes de la umbra (*umbral dots*, UDs), ya que los abanicos coronales están anclados en la fotosfera en lugares donde éstos muestran una gran amplitud de oscilación. Más recientemente, a través del análisis de las variaciones temporales en amplitud, [Krishna Prasad et al. \(2015\)](#) sugirieron que los *modos-p* son los excitadores de las ondas magnetoacústicas observadas sobre la fotosfera. Encontraron que las modulaciones en amplitud se observan en todas las alturas de un abanico coronal analizado y que además coincide con la modulación de la región tranquila. Estas modulaciones han sido observadas previamente ([Beckers & Schultz 1972](#); [Gurman et al. 1982](#); [Lites 1984](#); [Thomas et al. 1987](#); [Fludra 2001](#); [Centeno et al. 2006, 2009](#); [Marsh & Walsh 2006](#)) y se sugirió que son causadas por un rango de frecuencias espacialmente cercanas que resulta en un movimiento de latido.

Análisis de observaciones en varias longitudes de onda también muestran evidencia de que las ondas magnetoacústicas, por encima de ciertas frecuencias, pueden viajar hacia la cromósfera y región de transición ([McIntosh & Jefferies 2006](#); [Cho et al. 2015](#)). [Zhao et al. \(2016\)](#), a través de un análisis heliosismológico de tiempo-distancia aplicado a observaciones multifrecuencia encontraron que los *modos-p* pueden canalizarse hacia arriba, desde la fotosfera a través de la cromósfera y región de transición hasta la corona, y que las ondas observadas en las distintas alturas son en realidad una misma onda, originada en la fotosfera de la mancha solar y exhibiendo distintas velocidades horizontales en las distintas capas. También encontraron que las

ondas viajan a diferentes velocidades según su rango de frecuencia, algunas siendo capaces de canalizarse en la corona mientras que otras se vuelven evanescentes.

Cuando las observaciones en EUV fueron complementadas con observaciones espectroscópicas, por ejemplo con las de Hinode/EUV Imaging Spectrometer (EIS), el escenario se tornó más complejo. Los datos espectroscópicos muestran evidencia de oscilaciones de baja amplitud y cuasi-periodicidad no solo en intensidad sino en velocidad Doppler. La interpretación de estas perturbaciones en términos de ondas magnetoacústicas lentas se puso en discusión y se propuso nuevamente la presencia de flujos, donde algunos autores suponen que estas perturbaciones son flujos ascendentes cuasi-periódicos (Sakao et al. 2007; Doschek et al. 2008; Del Zanna 2008; Hara et al. 2008; Hara et al. 2008; De Pontieu et al. 2009; McIntosh & De Pontieu 2009b,a; He et al. 2010; Guo et al. 2010; McIntosh et al. 2010; Peter 2010; Bryans et al. 2010; Tian et al. 2011; Ugarte-Urra & Warren 2011; Warren et al. 2011). Distinguir entre flujos y ondas no es tan sencillo y requiere un análisis extensivo de imágenes y datos espectroscópicos, por lo que muchos autores llegan a diferentes conclusiones, incluso analizando los mismos datos (por ejemplo Wang et al. (2009) y De Pontieu & McIntosh (2010)).

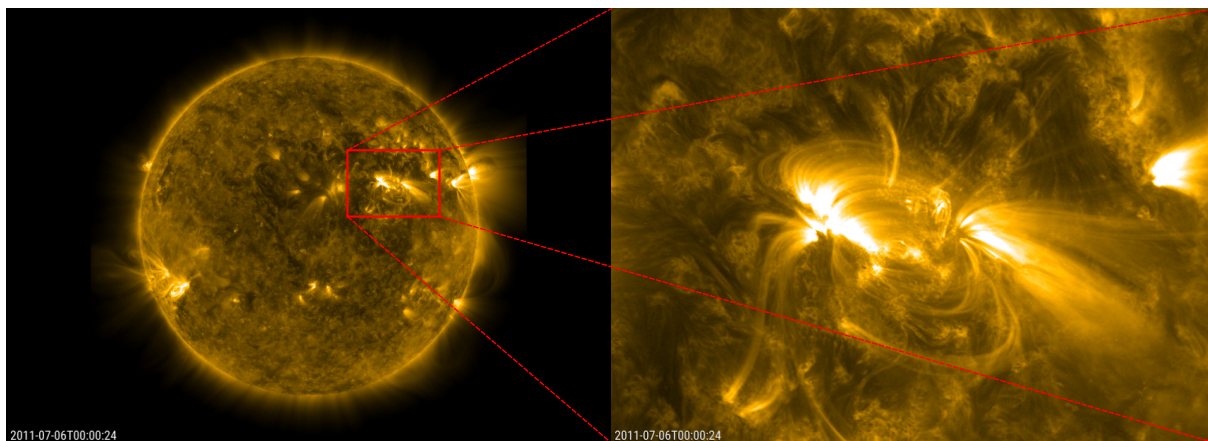
Concluimos entonces que independientemente de que se ha establecido el comportamiento cuasi-periódico de estas perturbaciones, todavía no hay claridad respecto a su naturaleza física, es decir si son ondas o flujos o una combinación de ambos. Tampoco se ha llegado a un consenso respecto a cómo se generan.

En este trabajo en colaboración con G. Stenborg, A. Costa y A. Esquivel investigamos el origen y las características de un frente periódico observado en imágenes de alta resolución temporal y espacial en EUV de un abanico coronal para abordar las preguntas descritas anteriormente. Para estudiar la contraparte fotosférica de este fenómeno coronal utilizamos imágenes en diferentes longitudes de onda asociadas a diferentes temperaturas y, suponiendo una estratificación en temperatura de la atmósfera, a distintas alturas sobre la superficie solar.

## 3.2. Descripción del evento y observaciones multibanda

En este capítulo, con el objetivo de abordar la pregunta respecto de si estas perturbaciones en intensidad aparentemente periódicas son una manifestación de ondas magnetoacústicas o de mini-eyecciones coronales de masa intermitentes originadas por un excitador periódico, realizaremos un análisis detallado con una caracterización cinemática y de periodicidades en distintas longitudes de onda.

Como caso de estudio analizaremos el evento del día 6 de julio de 2011 de un frente de onda observado en la región activa NOAA AR 1243 registrado en el extremo ultravioleta en varios



**Fig. 3.1:** Izquierda: Imagen del disco solar completo tomada por SDO/AIA en  $171 \text{ \AA}$  el 6 de julio de 2011 a las 00:00:24 seg TU. Derecha: Imagen ampliada de la región activa NOAA AR 1243 donde se observa el evento de interés.

canales del instrumento AIA (*Atmospheric Imaging Assembly*, Lemen et al. 2012) a bordo de SDO (*Solar Dynamics Observatory*, Pesnell et al. 2012). En la figura 3.1 a la izquierda se observa una captura de todo el disco solar para el día del evento y a la derecha una ampliación de la región activa a analizar. Estas imágenes fueron extraídas del programa de visualización de datos *JHelioviewer*<sup>2</sup> (Müller, D. et al. 2017). Las imágenes en alta resolución espacial y temporal muestran perturbaciones en intensidad emitidas en un frente semicircular recurrente propagándose coherentemente a lo largo de líneas de campo magnético pseudo-abiertas (estructura tipo abanico) con origen en un área pequeña de la umbra de la mancha solar. El fenómeno se encontró mientras se analizaban secuencias de imágenes procesadas por wavelet (Stenborg et al. 2008, y referencias dentro), siendo persistente por al menos 8 horas sin reportar ninguna fulguración o eyección coronal de masa.

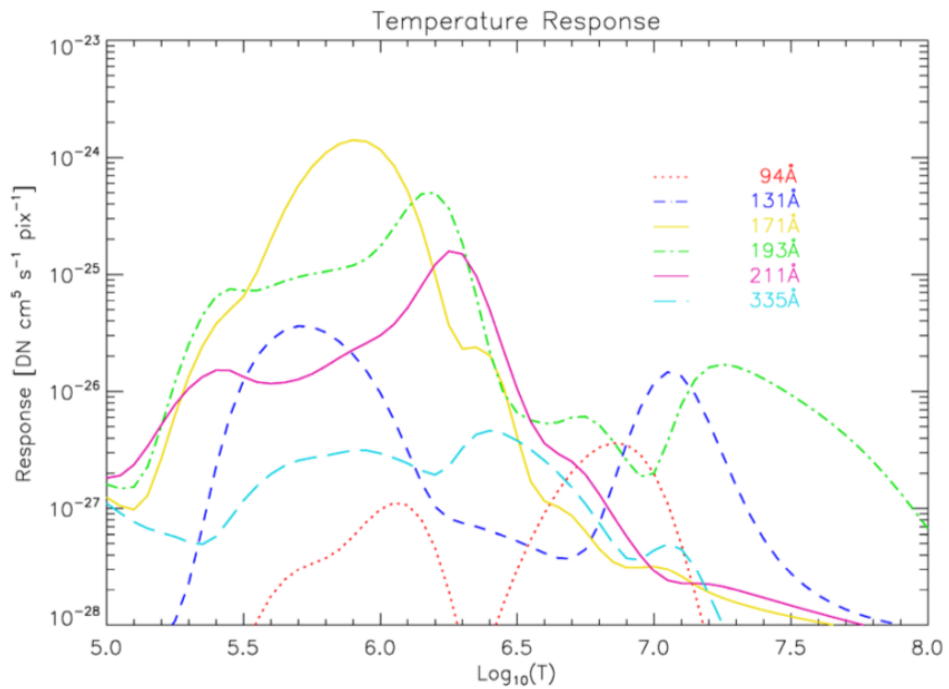
Las observaciones de SDO/AIA consisten en imágenes de disco completo de  $4096 \times 4096$  píxeles<sup>2</sup> y una escala de placa de  $\sim 0.6''/\text{pixel}$  en siete canales del extremo ultravioleta (EUV), dos del ultravioleta (UV) y uno en la parte visible del espectro electromagnético detallados en la tabla 3.1. En la figura 3.2 se muestra la función de respuesta de temperatura para 6 de los 7 canales EUV de AIA considerando la emisión de hierro.

La cadencia temporal es de 12 segundos para las imágenes en los canales EUV, 24 segundos para los canales UV y 45 segundos para las imágenes en luz visible. También consideramos magnetogramas en la línea de la visual e intensidad en el continuo ( $\text{Fe I}$  a  $6173 \text{ \AA}$ ) del instrumento SDO/HMI con una cadencia de 45 segundos y una escala de placa de  $\sim 0.5''/\text{pixel}$ . Las imágenes

<sup>2</sup> *JHelioviewer* es un programa de visualización de datos de imágenes solares basado en el método de compresión estándar JPEG 2000, el cual permite la transmisión de datos de manera altamente comprimida y de calidad progresiva. El programa es de uso gratuito y se puede elegir la fecha, instrumento y cadencia de los datos que se quieran observar.

Espectro	$\lambda$ [Å]	Iones primarios	Temp [K]	Región de la atmósfera
luz blanca	4500	continuo	$10^{3.7}$	fotósfera
UV	1700	continuo	$10^{3.7}$	fotósfera, mínimo de temperatura
	1600	continuo + C IV	$10^5$	fotósfera alta + región de transición
EUV	304	He II	$10^{4.7}$	cromósfera, región de transición
	171	Fe IX	$10^{5.8}$	región de transición alta, corona tranquila
	193	Fe XII	$10^{6.1}$	corona
		Fe XXIV	$10^{7.3}$	plasma caliente de fulguraciones
	211	Fe XIV	$10^{6.3}$	región activa coronal
	335	Fe XVI	$10^{6.4}$	región activa coronal
	94	Fe XVIII	$10^{6.8}$	regiones con fulguraciones
	131	Fe VII	$10^{5.6}$	regiones con fulguraciones
		Fe XXI	$10^7$	regiones con fulguraciones

**Tabla 3.1:** Canales de AIA, sus respectivos iones primarios, la temperatura correspondiente expresada en *Kelvin*[K] y la región aproximada de la atmósfera que se observa con cada uno de ellos. Adaptada de <https://aia.lmsal.com/public/instrument.htm>.



**Fig. 3.2:** Respuesta de los 6 canales EUV de AIA dominadas por la emisión del hierro en función de la temperatura. Figura extraída de [Boerner et al. \(2012\)](#).



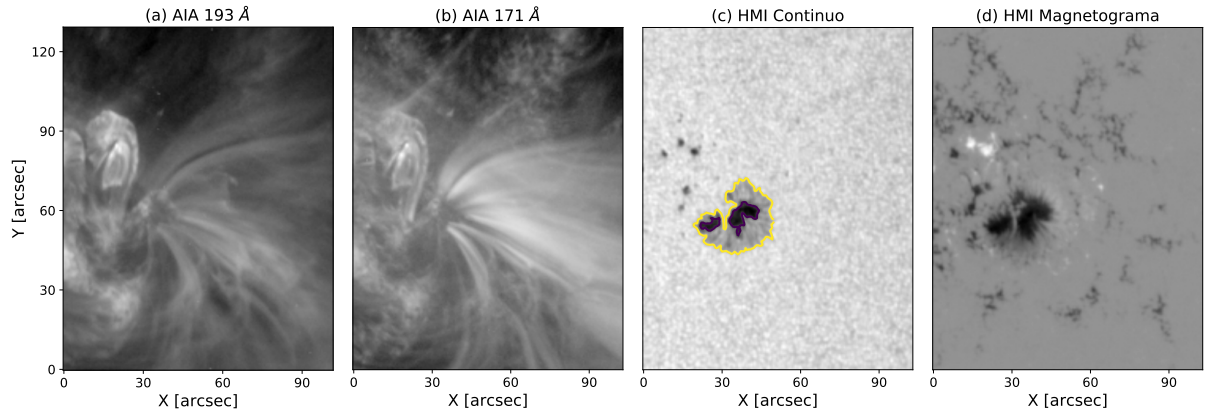
de AIA y de HMI fueron obtenidas de manera gratuita de la base de datos *Joint Science Operations Center* (JSOC) *Science Data Processing* (SDP) <http://jsoc.stanford.edu/>. Esta base de datos tiene la opción de hacer el seguimiento de cierta característica de la imagen, en este caso la región activa, corrigiendo por rotación diferencial y coalineando las imágenes. De esta manera nos aseguramos que la región activa tenga siempre la misma posición en la imagen a lo largo del tiempo. Para poder visualizar los datos se utilizó la rutina de procesamiento `read_sdo` desarrollada para la aplicación *SolarSoftWare* (SSW o simplemente *Solarsoft*)<sup>3</sup>. Esta rutina descomprime y calibra todas las imágenes en el tiempo de observación dado.

En la figura 3.3 podemos ver la región activa estudiada, catalogada por *National Oceanic and Atmospheric Administration* como NOAA 11243, en diferentes longitudes de onda. La figura 3.3(a-b) muestra imágenes de la estructura de tipo abanico en los canales coronales de SDO/AIA en 193 Å y 171 Å el 6 de julio a las 00:00:43 UT y 00:00:48 UT, respectivamente. Como podemos ver de la tabla 3.1 y de las imágenes, estos canales EUV muestran estructuras coronales en las que se observa la configuración de campo magnético, dado que el plasma y el campo están congelados (Teorema de Alfvén). Una inspección detallada de los 8 canales EUV de AIA (de los cuales se muestran solo dos) muestran que los frentes recurrentes se observan propagándose con intensidades variables a lo largo de la estructura de abanico visible en un solo lado de las imágenes de los canales coronales, el cual se puede apreciar claramente a la derecha de la región activa mostrada en las figuras 3.3(a-b). La figura 3.3(c-d) muestra para la misma región la mancha solar correspondiente a las 00:00:41 UT observada por SDO/HMI en el continuo (6173 Å) y el magnetograma en la línea de la visual. En la figura 3.3(c) superpusimos los contornos externos de la umbra y la penumbra en amarillo y violeta, respectivamente. El magnetograma nos permite obtener los valores de campo magnético para las distintas regiones de la mancha solar, para la umbra los valores son de aproximadamente 1000 G, para la penumbra varían entre 800 y 100 G y para la parte del sol tranquilo es de  $\sim 5$  G. El manojito de rayos observado en los canales coronales parece emerger desde una pequeña región de la umbra de la mancha solar. El fenómeno oscilatorio estudiado se evidencia con claridad en 171 Å en esta región al realizar diferencias de imágenes cada 72 segundos.

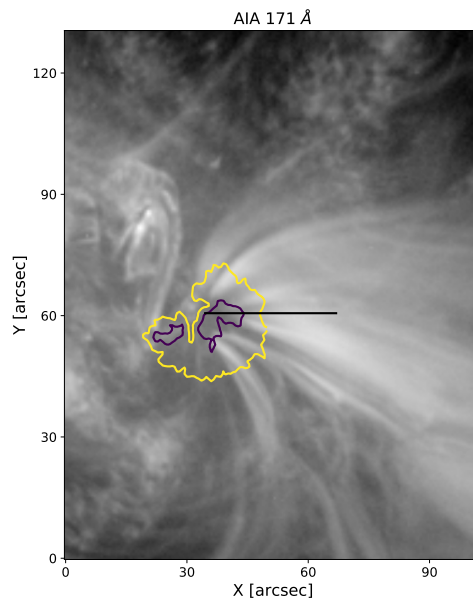
Realizamos un análisis de distancia-tiempo considerando un corte horizontal en la imagen al cual denominaremos rendija. Esta rendija artificial es prácticamente paralela a la proyección en el plano de la visual de una de las líneas de campo. De esta manera podemos estudiar la propagación de la perturbación a lo largo de esta línea de campo a lo largo del tiempo. Se muestra la rendija en el canal coronal de 171 Å en la figura 3.4 junto con los contornos externos de la umbra y la

<sup>3</sup>SSW está compuesta por librerías, bases de datos y utilidades de sistema que proporcionan un entorno para un análisis de datos coordinado para la investigación en física solar. La mayor parte de los programas de SSW están desarrollados en el lenguaje *Interactive Data Language* (IDL).





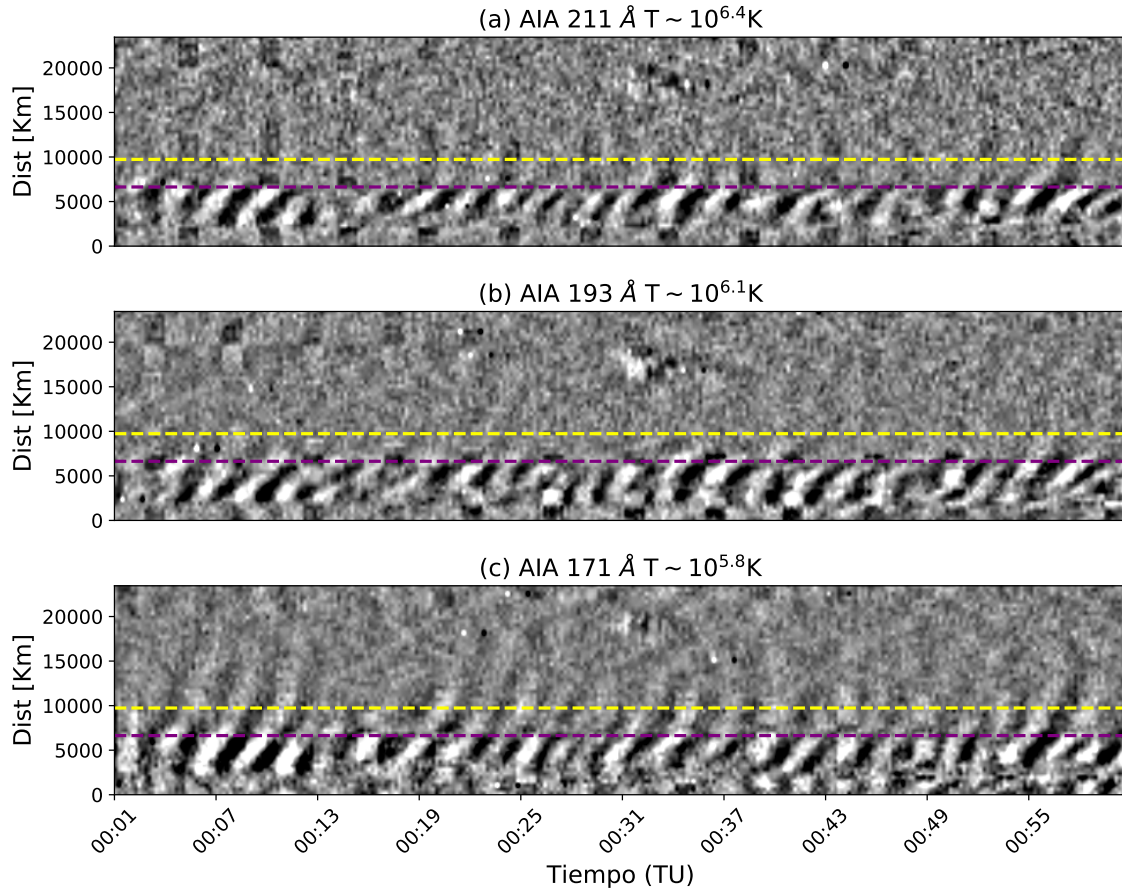
**Fig. 3.3:** Imágenes de NOAA AR 1243 observadas en diferentes filtros de AIA y de HMI. De izquierda a derecha (a) 193 Å , (b) 171 Å (c) continuo y (d) magnetograma en la línea de la visual. El contorno interno violeta en la imagen del continuo de HMI muestra el límite entre la umbra y la penumbra, mientras que el contorno más externo amarillo se corresponde al límite exterior de la penumbra.



**Fig. 3.4:** Ubicación de la rendija artificial en 171 Å a lo largo de la cual se realizará el estudio de distancia-tiempo. El contorno interno representa el límite de la umbra y el externo el de la penumbra.

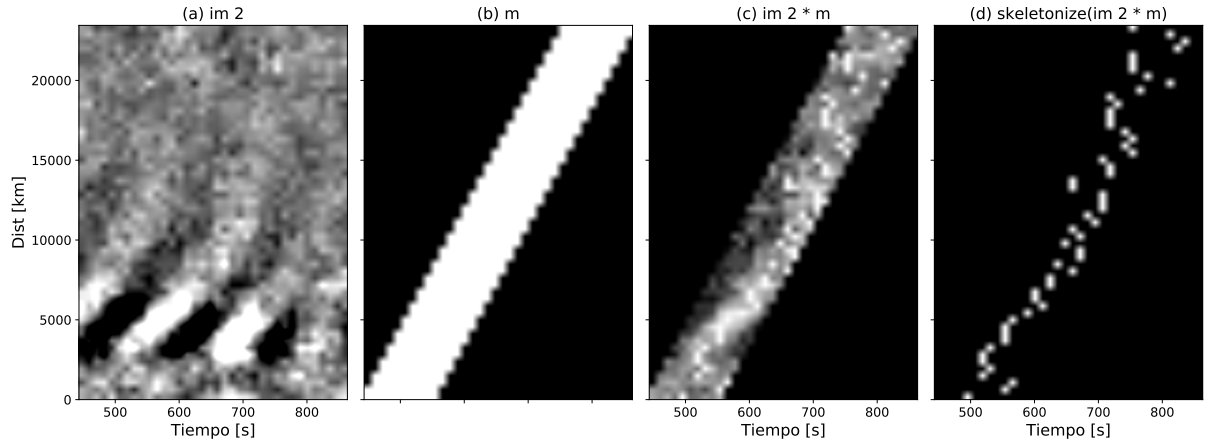
penumbra. La extensión de la rendija es de  $\sim 22000$  km.

Teniendo en cuenta la variación de la intensidad a lo largo de la rendija en función del tiempo construimos los mapas de intensidad distancia-tiempo (mapas  $d-t$  de ahora en adelante) para 211 Å, 193 Å y 171 Å. Estos se muestran en la figura 3.5. Los distintos canales de AIA son representativos de: (a) la región activa coronal, (b) la corona y (c) la región de transición superior y corona tranquila. Es decir que cada uno de estos mapas muestran cómo se propaga esta



**Fig. 3.5:** Mapas de distancia-tiempo ( $d - t$ ) para la rendija artificial considerando la primera hora del día para las distintas longitudes de onda.

perturbación en las distintas temperaturas y, considerando la estratificación de temperatura de la atmósfera solar, se corresponden con diferentes alturas. Las líneas horizontales se corresponden a los límites externos de la umbra (línea punteada inferior violeta) y la penumbra (línea punteada superior amarilla). Solo por propósitos de presentación, limitamos el tiempo de los mapas a una hora, es decir, a la primera hora del día. Para una mejor visualización de los mismos se convolucionaron con un filtro 2D *Box Kernel* de ancho 12 de la librería *Astropy* de *PYTHON*. Puede notarse de la figura 3.5, que los frentes se observan más nítidamente en el canal 171 Å exhibiendo una distancia recorrida mayor a lo largo de la rendija antes de disiparse. Las inclinaciones de las crestas en los mapas de la figura 3.5 revelan las velocidades de propagación de esta perturbación proyectadas en el plano del cielo. En la figura también observamos que este patrón es recurrente y regular y, para el caso de 171 Å también se observa una pequeña aceleración. Resultados similares con curvas aceleradas fueron reportados por [Sheeley et al. \(2014\)](#).

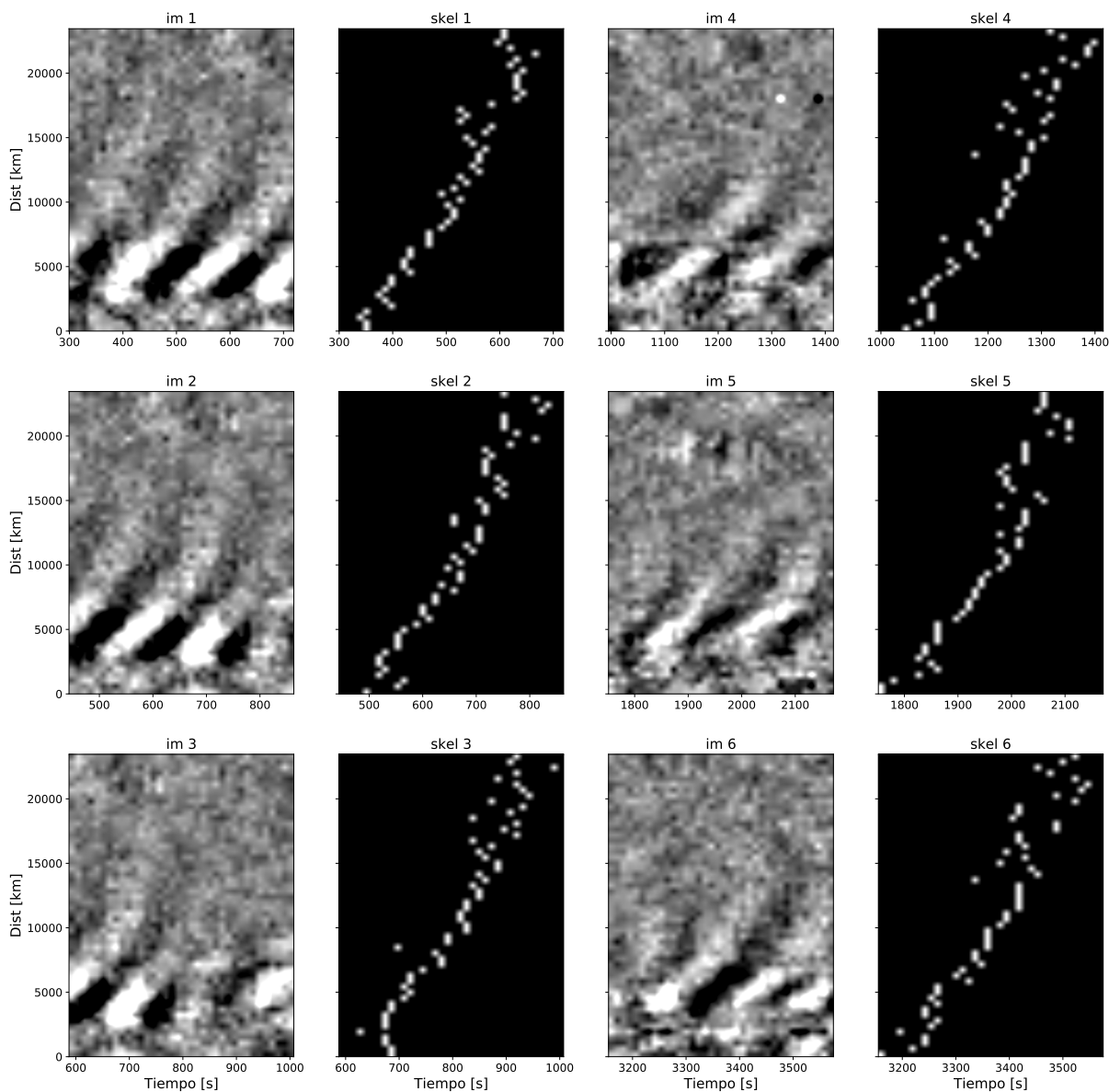


**Fig. 3.6:** Proceso realizado a cada subimagen para aislar una cresta y así obtener su forma analítica mediante un ajuste polinomial. (a) Subimagen *im 2* tomada del mapa  $d - t$  correspondiente a  $171 \text{ \AA}$ . (b) Matriz diagonal invertida. (c) Subimagen resultante del producto de la matriz  $m$  y *im 2*. (d) Esqueleto de  $im 2 * m$  obtenido con la función `skeletonize`.

### 3.3. Caracterización cinemática

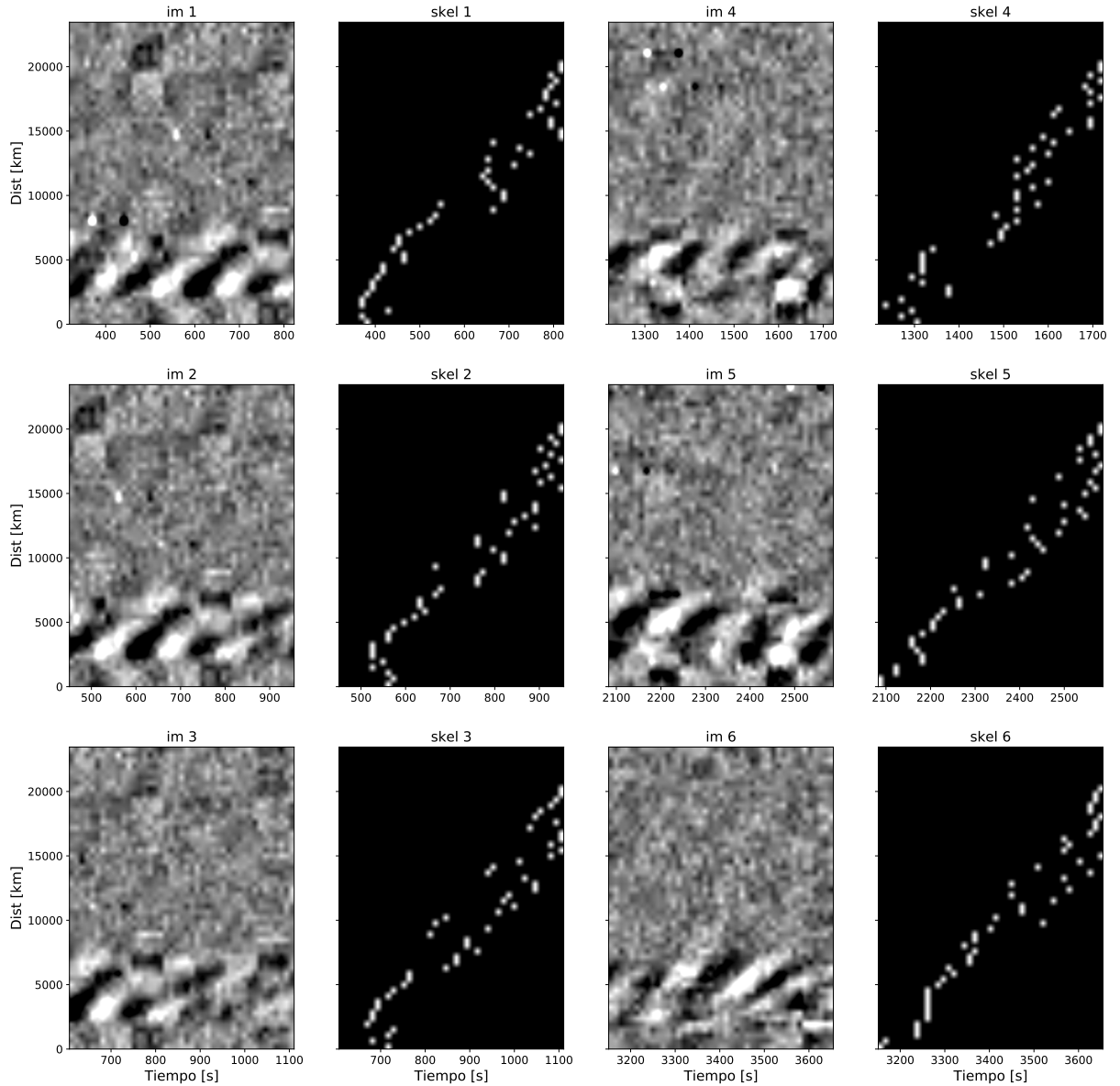
Una inspección visual de la figura 3.5 muestra cualitativamente que algunos de los frentes se aceleran, otros se desaceleran y algunos se mueven a velocidad constante. Para dar cuenta de la cinemática del fenómeno se necesita un análisis cuantitativo de los mapas  $d - t$ .

Para poder estimar las velocidades de propagación de los frentes analizamos la forma analítica de la curva que tienen las crestas. De esta manera calculamos la trayectoria  $d(t)$  y, derivando respecto al tiempo, obtenemos la velocidad  $v(t)$ . También podemos obtener  $v(d)$  haciendo un reemplazo de variables. Para poder obtener la forma analítica de las curvas aislamos 6 de ellas para cada filtro, recortando la imagen en intervalos de tiempo de igual longitud. En la figura 3.6 se muestra como ejemplo el proceso para obtener la curva analítica para la subimagen *im 2*. Tomamos cada subimagen y la multiplicamos por una matriz diagonal invertida ( $m$ ) para eliminar las crestas pertenecientes a los frentes adyacentes de uno y otro lado, como se muestra en los paneles (a) y (b) de la figura 3.6. Luego determinamos el esqueleto de esa curva resultante del producto de la subimagen y la matriz (panel (c)), es decir el eje central de la franja brillante. Para ello utilizamos una función llamada `skeletonize` de la librería `scikit-image` de PYTHON. Esta función reduce una imagen binaria a una representación de trazos de un pixel de ancho sin romper la conectividad del objeto. Repetimos este procedimiento para cada una de las subimágenes en los distintos filtros. En las figuras 3.7, 3.8 y 3.9 se muestran las 6 subimágenes tomadas para los distintos intervalos de tiempo con los esqueletos correspondientes para los filtros de  $171 \text{ \AA}$ ,  $193 \text{ \AA}$  y  $211 \text{ \AA}$ . Una vez determinado el esqueleto ajustamos dos tipos de curvas a los puntos encontrados, una cuadrática y una lineal, las cuales representan un movimiento de propagación



**Fig. 3.7:** Imágenes del mapa  $d-t$  en 171 Å en distintos intervalos de tiempo y sus correspondientes esqueletos.

con aceleración constante y velocidad constante, respectivamente. Para esto utilizamos la función `polyfit` de la librería `Numpy` de `PYTHON`, la cual hace un ajuste polinomial por cuadrados mínimos, devolviendo los coeficientes del polinomio y la matriz de covarianza. Estos ajustes se muestran en las figuras 3.10, 3.11 y 3.12, junto con la velocidad en función del tiempo. Los valores medios de aceleración (o desaceleración) encontrados para cada filtro en el caso del ajuste cuadrático son  $a_{171} = (0.07 \pm 0.07) \text{ km/s}^2$ ,  $a_{193} = (0.03 \pm 0.02) \text{ km/s}^2$  y  $a_{211} = (-0.02 \pm 0.03) \text{ km/s}^2$  y los valores de velocidad media en el caso del ajuste lineal son  $v_{171} = (69 \pm 3) \text{ km/s}$ ,  $v_{193} = (36 \pm 2) \text{ km/s}$  y  $v_{211} = (41 \pm 2) \text{ km/s}$ . Los errores se calculan a partir de la matriz de covarianza. Según

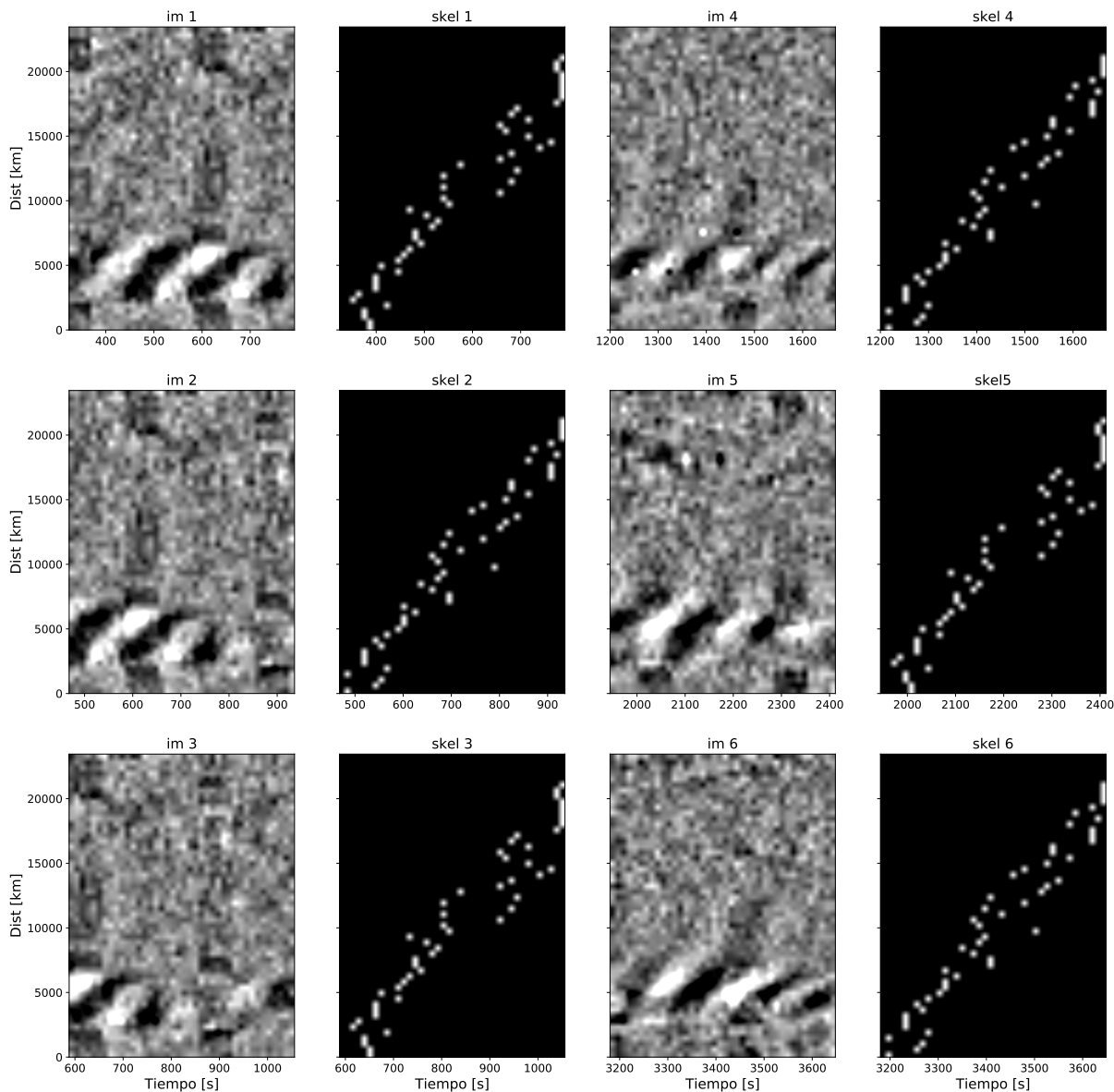


**Fig. 3.8:** Idem que la figura 3.7 pero para  $193 \text{ \AA}$  en distintos intervalos de tiempo y sus correspondientes esqueletos.

los valores de aceleración obtenidos las curvas correspondientes a  $171 \text{ \AA}$  exhiben una aceleración mayor que los otros filtros, lo cual se evidencia observacionalmente en los mapas  $d - t$  de la figura 3.5. Para el filtro de  $211 \text{ \AA}$  se obtiene una aceleración media negativa, lo que indica que la perturbación se disipa con el tiempo para este filtro. Las velocidades alcanzadas utilizando el ajuste cuadrático abarcan un rango de  $[40 - 90] \text{ km/s}$  para  $171 \text{ \AA}$ , de  $[20 - 55] \text{ km/s}$  para  $193 \text{ \AA}$  y de  $[48 - 32] \text{ km/s}$  para  $211 \text{ \AA}$  (en este último decrece por la aceleración negativa), estos cambios se dan en unos 350 segundos aprox.

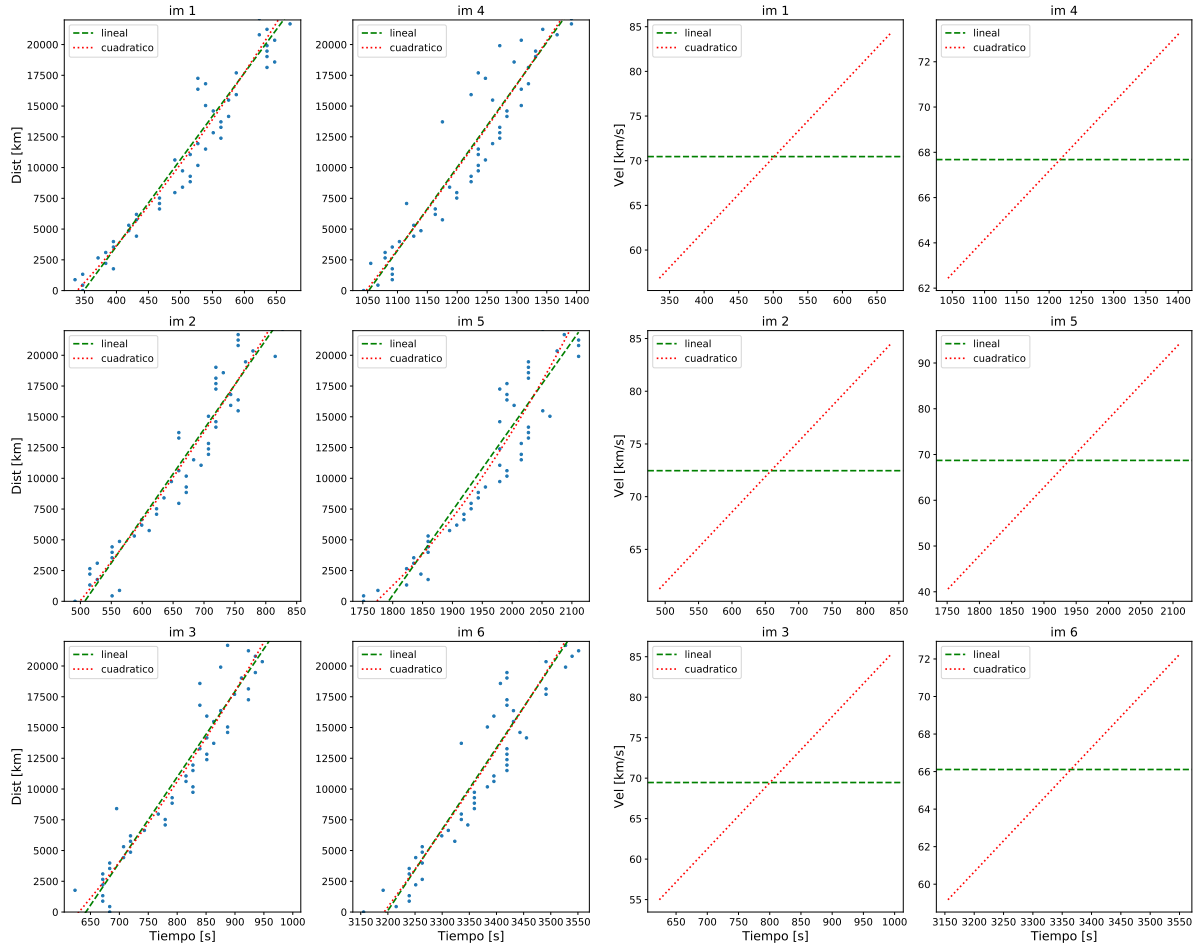
Una vez obtenidas la distancia recorrida por la perturbación y la velocidad con la que se





**Fig. 3.9:** Idem que la figura 3.7 pero para 211 Å en distintos intervalos de tiempo y sus correspondientes esqueletos.

propaga en función del tiempo, podemos calcular la velocidad alcanzada en cada punto de la rendija. En la figura 3.13 se muestran las velocidades medias en función de la distancia a lo largo de la rendija para los tres filtros considerando el ajuste lineal y el cuadrático. Las líneas verticales indican los límites externos de la umbra en color violeta y de la penumbra en amarillo. La figura 3.13 evidencia que la perturbación en 171 Å es discernible hasta una distancia mayor que en las otras longitudes de onda, lo cual también se observa a simple vista en los mapas de la figura 3.5. Las velocidades alcanzadas en este filtro son mayores que las estimadas en los otros canales, como habíamos visto previamente. Con el ajuste lineal se obtienen valores de velocidad



**Fig. 3.10:** Izquierda: Ajuste lineal (línea entrecortada verde) y cuadrático (línea de puntos roja) calculado para los puntos determinados por el esqueleto (puntos azules) de las franjas de los mapas  $d - t$  para  $171 \text{ \AA}$ . Derecha: Velocidad, derivada de los ajustes, en función del tiempo para cada una de las imágenes para ambos ajustes.

constante, lo que permite tener una estimación de la velocidad media de la perturbación en los distintos filtros, es decir para distintas alturas de la atmósfera solar. El ajuste cuadrático puede dar cuenta, además de los valores de aceleración, las velocidades en las distintas regiones de la mancha. Los valores de velocidad obtenidos para los diferentes filtros mediante el ajuste cuadrático a lo largo de la umbra son de  $\sim 60 \text{ km/s}$  para  $171 \text{ \AA}$ ,  $\sim 30 \text{ km/s}$  para  $193 \text{ \AA}$  y  $\sim 45 \text{ km/s}$  para  $211 \text{ \AA}$ , y en la penumbra alcanzan los 65, 35 y 40 km/s, respectivamente, y están de acuerdo con las encontradas por otros autores como [Sheeley et al. \(2014\)](#) y [Sharma et al. \(2017\)](#).

En la tabla 3.2 se resumen los valores de aceleración obtenidos con el ajuste cuadrático, los rangos de velocidades para ambos ajustes (lineal y cuadrático) para cada región de la rendija en los distintos filtros y se listan también los valores típicos de la velocidad del sonido ( $c_s$ ) para la temperatura de máxima respuesta de cada filtro para su comparación. La velocidad del sonido se corresponde a la velocidad de propagación de una onda magnetoacústica lenta en un régimen de

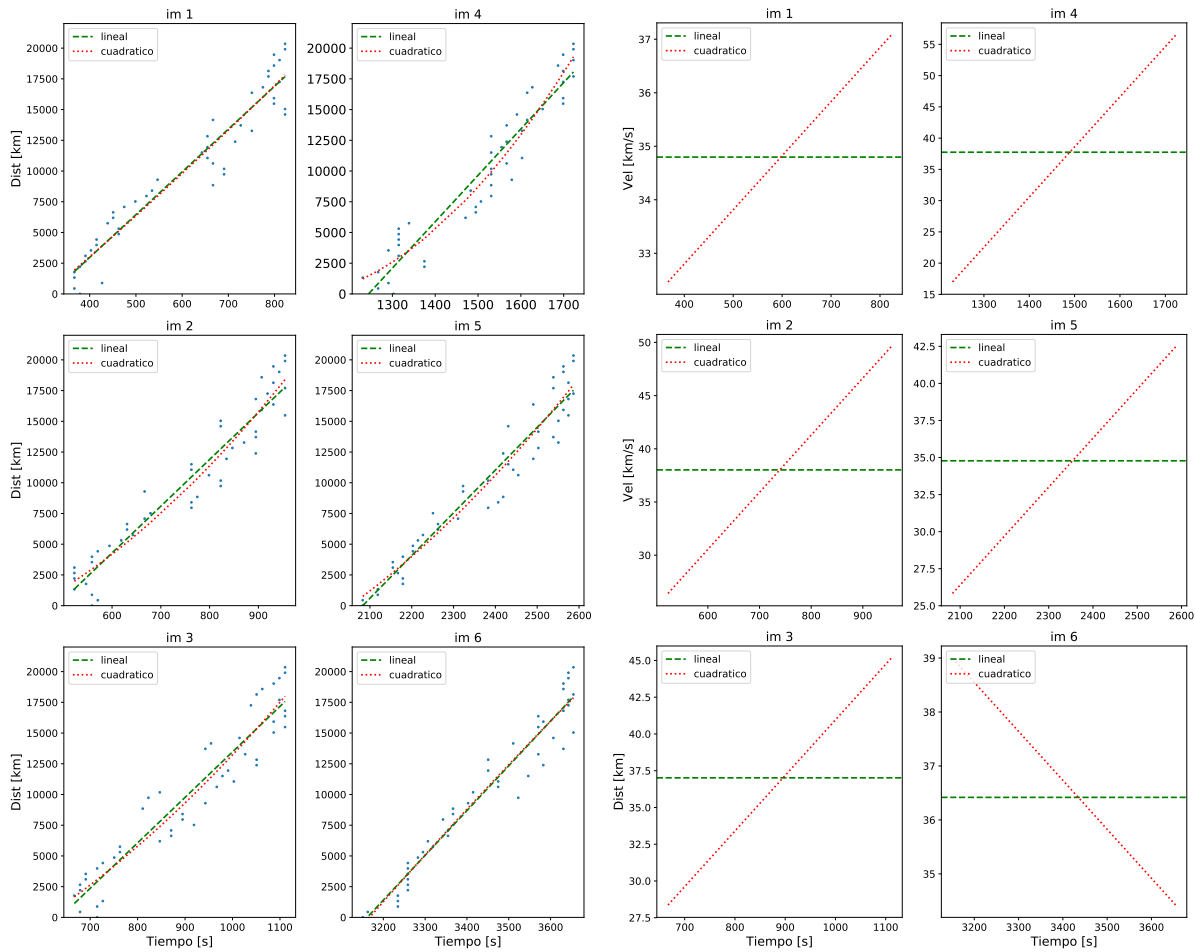


Fig. 3.11: Idem figura 3.10 para  $193 \text{ \AA}$

$\beta < 1$ , como por ejemplo en la corona. Depende proporcionalmente de la temperatura, por lo que para los filtros asociados a temperaturas mayores los valores crecen. Notar que las velocidades de propagación calculadas en todos los casos son menores a la velocidad del sonido, siendo el valor más aproximado el correspondiente a  $171 \text{ \AA}$ . Esto sugiere que el fenómeno podría no ser puramente ondulatorio, es decir que podría haber una componente de flujo; o también puede haber un efecto de proyección de la velocidad lo largo de la línea de campo en el plano de la visual, evidenciado también por los perfiles acelerados. Además, contrariamente a lo que pasa con  $c_s$ , las velocidades calculadas para los distintos filtros no aumentan acorde a las temperatura asociadas a ellos. Esto puede deberse a que si es un fenómeno combinado, la perturbación que lo origina se encuentre más cercana a  $171 \text{ \AA}$ , atenuándose a alturas mayores; o que la temperatura del abanico sea próxima a la temperatura característica en  $171 \text{ \AA}$  y la emisión detectada en los filtros  $193 \text{ \AA}$  y  $211 \text{ \AA}$  no provenga de la misma región que la de  $171 \text{ \AA}$ , por ejemplo que haya una estructura más caliente por debajo del abanico que aporte a las emisiones en  $193 \text{ \AA}$  y  $211 \text{ \AA}$ .



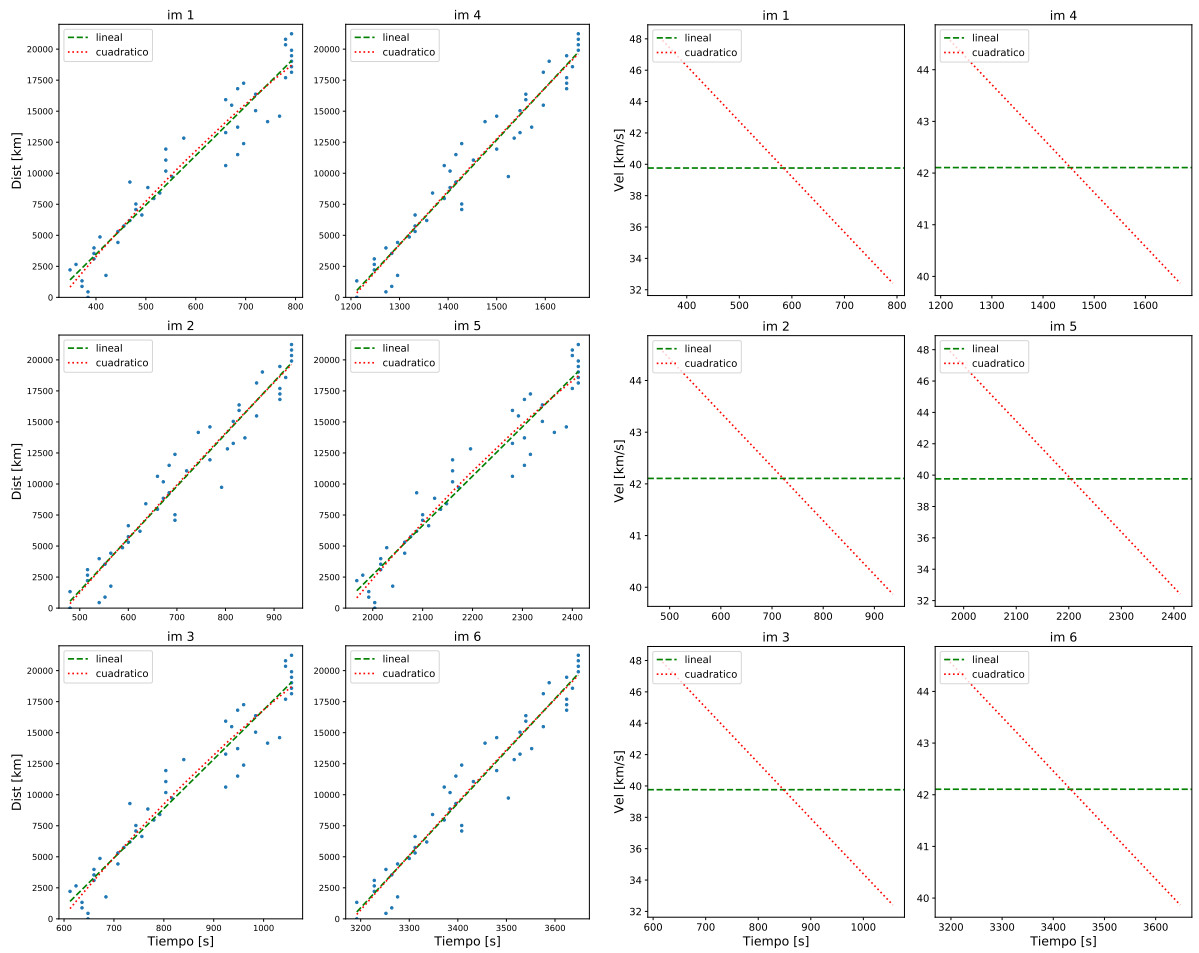


Fig. 3.12: Idem figura 3.10 para 211 Å

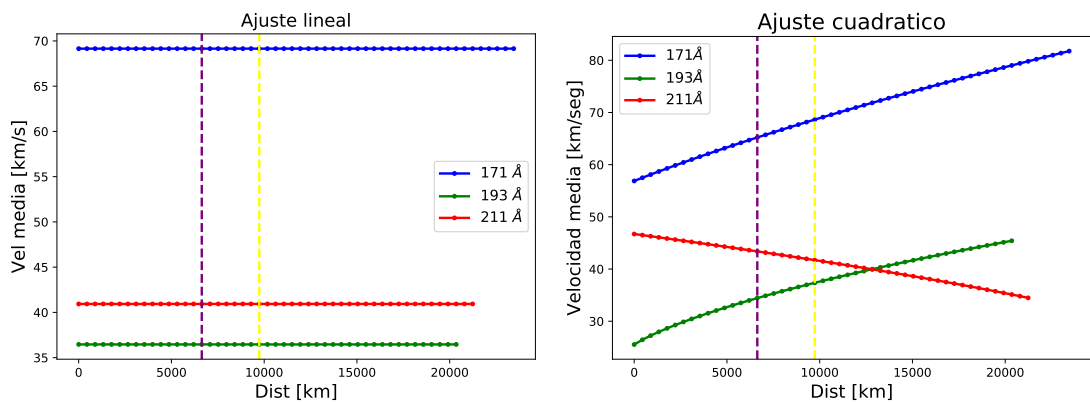


Fig. 3.13: Izquierda: Velocidades medias en función de la distancia a lo largo de la rendija artificial obtenidas a partir del ajuste lineal para 211 Å, 193 Å y 171 Å. Derecha: Velocidades medias para los mismos filtros obtenidas con el ajuste cuadrático. Las líneas verticales en ambos paneles indican la posición de los límites externos de la umbra (violeta) y de la penumbra (amarillo).

$\lambda$ [Å]	Ajuste cuadrático			Ajuste lineal	$c_s$ [km/s]	
	acel. [km/s <sup>2</sup> ]	vel. [km/s]		vel. [km/s]		
		umbra	penumbra	sol quieto		
171	$0.07 \pm 0.07$	57-65	65-68	68-79	$69 \pm 3$	116
193	$0.03 \pm 0.02$	25-34	34-38	38-45	$36 \pm 2$	164
211	$-0.02 \pm 0.03$	48-42	42-41	41-35	$41 \pm 2$	206

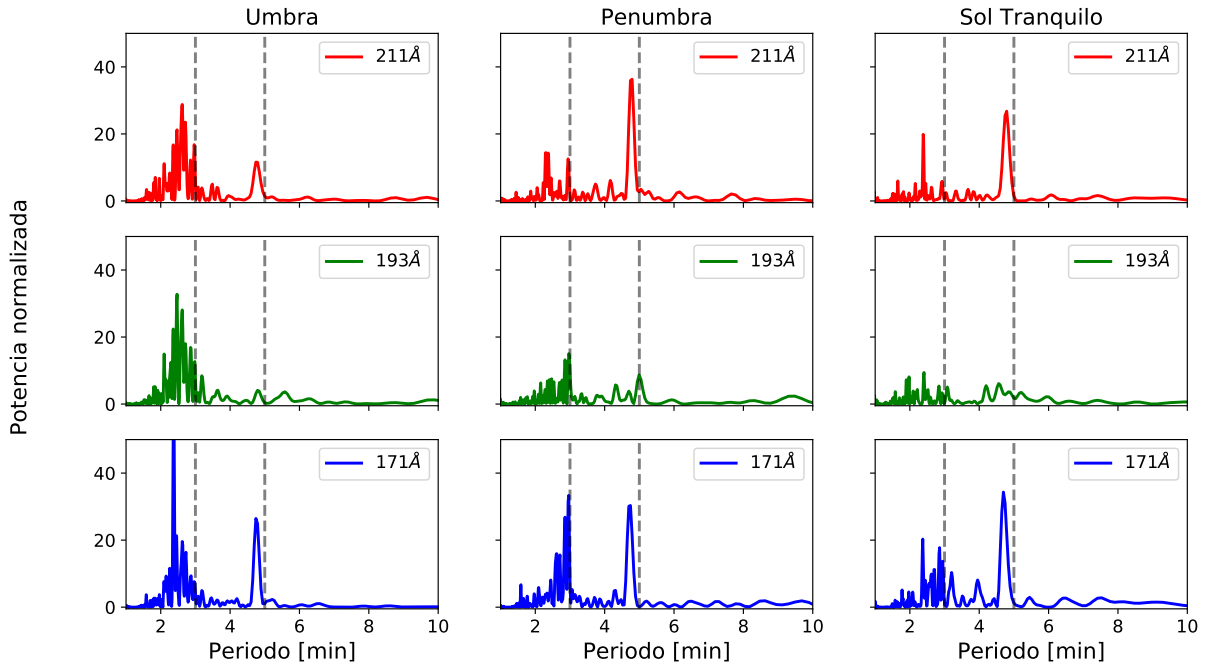
**Tabla 3.2:** Aceleraciones y velocidades medias (segunda a quinta columna) obtenidas usando el ajuste cuadrático para las distintas regiones que atraviesa la rendija (umbra, penumbra y sol tranquilo) en los tres filtros coronales. En la sexta columna se muestran los valores medios de velocidades obtenidos con el ajuste lineal. En la última se indican las velocidades típicas del sonido ( $c_s$ ) calculadas para la temperatura correspondiente al máximo de la función respuesta de cada filtro y un peso molecular medio  $\mu$  de 0.65. Todos los valores de velocidad están expresados en km/s.

### 3.4. Estudio de períodos a lo largo de la atmósfera solar

#### Análisis de periodicidades en la atmósfera alta

Realizamos un análisis de periodicidades para los mapas  $d - t$  de la figura 3.5 usando la rutina `Lomb-Scargle` de PYTHON basada en el trabajo de [Press & Rybicki \(1989\)](#). Este método consiste en un análisis espectral sin la condición de que los datos estén regularmente muestreados, representando una herramienta poderosa para encontrar los períodos más significativos de señales periódicas débiles. Como dato de entrada se utilizan las curvas de luz correspondientes a cada fila de los mapas de la figura 3.5, considerando 2 hs de observación, y se obtiene el espectro de potencia normalizado (de manera que la suma de los  $(N/2 + 1)$  valores de las potencias es igual al módulo del valor medio al cuadrado de los coeficientes de Fourier). En la figura 3.14 se muestran los periodogramas obtenidos para los diferentes filtros señalizados en colores: rojo para 211 Å, verde para 193 Å y azul para 171 Å, calculados a distintas distancias desde el origen de la rendija (el cual se encuentra en la umbra de la mancha). Las distancias graficadas, representadas por cada columna, corresponden a 3981 km, dentro de la umbra, 7963 km, perteneciente a la penumbra, y 10618 km, sol tranquilo, respectivamente. Cada periodograma muestra los principales períodos para las mencionadas regiones de la mancha y para cada altitud (temperatura), según el filtro. Las líneas verticales a trazos indican los períodos típicos fotosféricos y cromosféricos de 3 y 5 minutos.

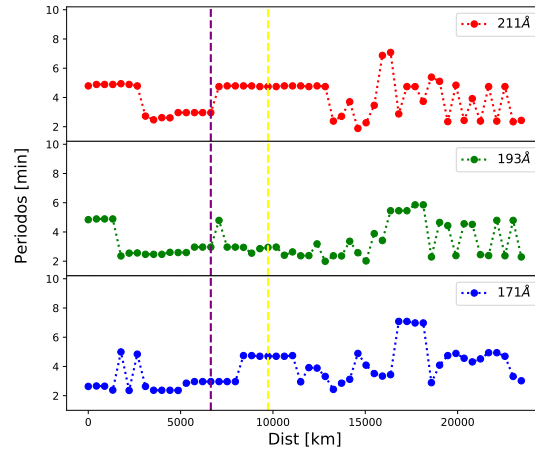
De la figura 3.14 se observa que en la región de la umbra para los tres filtros hay un rango de períodos predominantes entre 2 y 3 minutos, siendo la de  $\sim 2.4$  minutos la de mayor amplitud, en concordancia con los períodos obtenidos en [Jess et al. \(2012\)](#) asociados a los UDs de la umbra. La mayor potencia de este período se encuentra en 171 Å. También se observan en menor amplitud períodos de 5 minutos. En la penumbra hay un pequeño corrimiento de 2.4 a 3 minutos de acuerdo



**Fig. 3.14:** Periodogramas obtenidos para distintas distancias a lo largo de la rendija y en los diferentes filtros. Cada columna indica una región diferente sobre la rendija. La primera columna muestra los periodogramas obtenidos a  $\sim 3981$  km desde el origen de la rendija (umbra), la segunda columna indica los periodogramas obtenidos a  $\sim 7963$  km (penumbra), y la tercera columna muestra los periodogramas obtenidos a  $\sim 10618$  km (sol tranquilo). Las filas representan los distintos filtros, la fila superior muestra los periodogramas obtenidos para  $211 \text{ \AA}$  (línea sólida roja), la fila del medio muestra los respectivos para  $193 \text{ \AA}$  (línea sólida verde) y la fila inferior los correspondientes a  $171 \text{ \AA}$  (línea sólida azul). Las líneas discontinuas verticales indican los períodos típicos fotosféricos de 3 y 5 minutos.

con [Sheeley et al. \(2014\)](#) y [Reznikova & Shibasaki \(2012\)](#) y se incrementan las amplitudes de los períodos de 5 minutos, sobre todo en  $211 \text{ \AA}$ . En la región de sol tranquilo disminuyen las amplitudes de los períodos de 3 minutos, siendo el de mayor potencia el asociado a 5 minutos para  $171 \text{ \AA}$  y  $211 \text{ \AA}$ . Para  $193 \text{ \AA}$  no hay ninguna frecuencia predominante que se destaque.

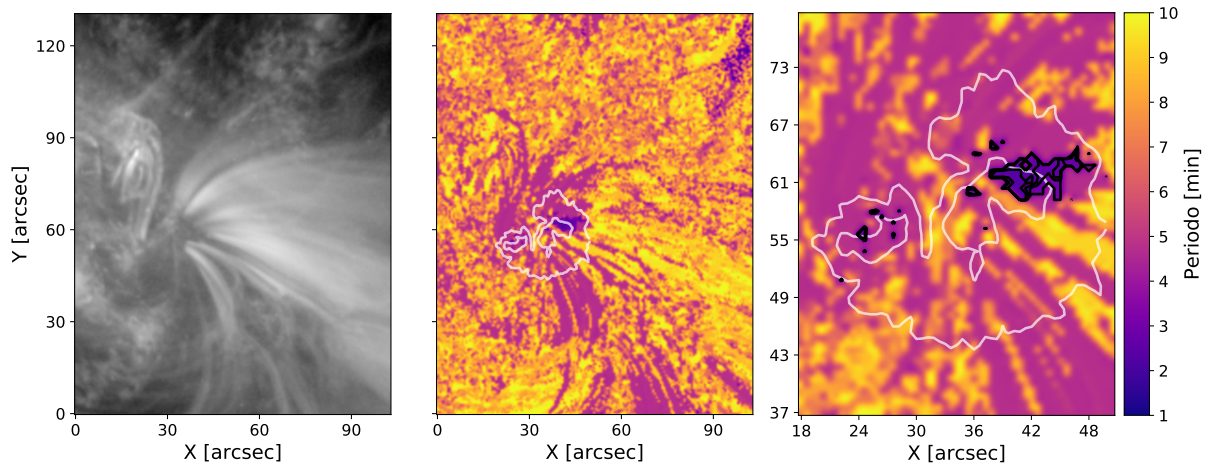
Para poder analizar la variación de los períodos predominantes a lo largo de la rendija construimos el gráfico que se muestra en la figura 3.15. Este gráfico muestra para cada punto a lo largo de la rendija el período de máxima amplitud en cada uno de los filtros, siendo el panel superior en rojo correspondiente a  $211 \text{ \AA}$ , el panel central muestra los resultados asociados a  $193 \text{ \AA}$  en verde y el panel inferior en azul a  $171 \text{ \AA}$ . Para las temperaturas más calientes se observa que cerca del origen de la rendija los períodos predominantes corresponden a 5 minutos, excepto para  $171 \text{ \AA}$ , para el cual el de mayor potencia es de 2.4 minutos. Para  $211 \text{ \AA}$  y  $193 \text{ \AA}$  el período fundamental disminuye a 3 minutos hasta llegar al borde externo de la umbra, donde en el primer filtro comienza a aumentar nuevamente a 5 minutos, permaneciendo en ese valor en toda la penumbra.



**Fig. 3.15:** Períodos de máxima amplitud en función de la distancia a lo largo de la rendija para los distintos filtros. En el panel superior se muestran dichos períodos para 211 Å (línea roja), en el panel del medio el resultado para 193 Å (línea verde) y en el panel inferior para 171 Å (línea azul). Las líneas verticales discontinuas indican la posición de los límites externos de la umbra (violeta) y penumbra (amarillo).

En cambio para 193 Å se mantiene bajo en toda la penumbra. En 171 Å se observa que el período aumenta levemente hasta llegar a 5 minutos en la penumbra, manteniéndose en este valor hasta la región tranquila del sol, donde ya no hay un único período predominante, sino que varían entre 2 y 7 minutos. Esto sucede también en 193 Å y 211 Å. En términos generales observamos que los períodos principales tienden a aumentar a medida que crece la distancia desde el origen de la rendija, es decir a medida que nos alejamos de la umbra. De acuerdo con la literatura (por ejemplo [Jess et al. 2013](#); [Madsen et al. 2015](#)) esto puede deberse a la inclinación de las líneas de campo, a medida que la distancia radial desde la umbra crece aumenta la inclinación del campo magnético y esto conlleva a un aumento de períodos.

Por último calculamos los períodos principales de cada pixel de la imagen en 171 Å, los cuales se muestran en la figura 3.16. En el panel de la izquierda se muestra la imagen en 171 Å a las 00:00 TU. En el panel central se presentan los períodos principales de los periodogramas de cada pixel de la imagen en un rango de [1 - 10] minutos y en el panel de la derecha se muestra una ampliación de la región donde se encuentra la mancha. Para obtener los mapas calculamos los periodogramas de la señal temporal de cada pixel de la imagen usando la rutina anteriormente mencionada *Lomb-Scargle*. Luego tomamos para cada pixel el período de mayor amplitud entre 1 y 10 minutos para evitar los períodos de mayor rango asociados al sol tranquilo. Los contornos blancos indican los límites de la umbra y de la penumbra y los contornos negros representan regiones donde se encuentran períodos entre 2.4 y 3 minutos. Notar que los períodos de  $\sim 5$  minutos trazan las líneas de campo en las proximidades de la mancha y a medida que se aleja



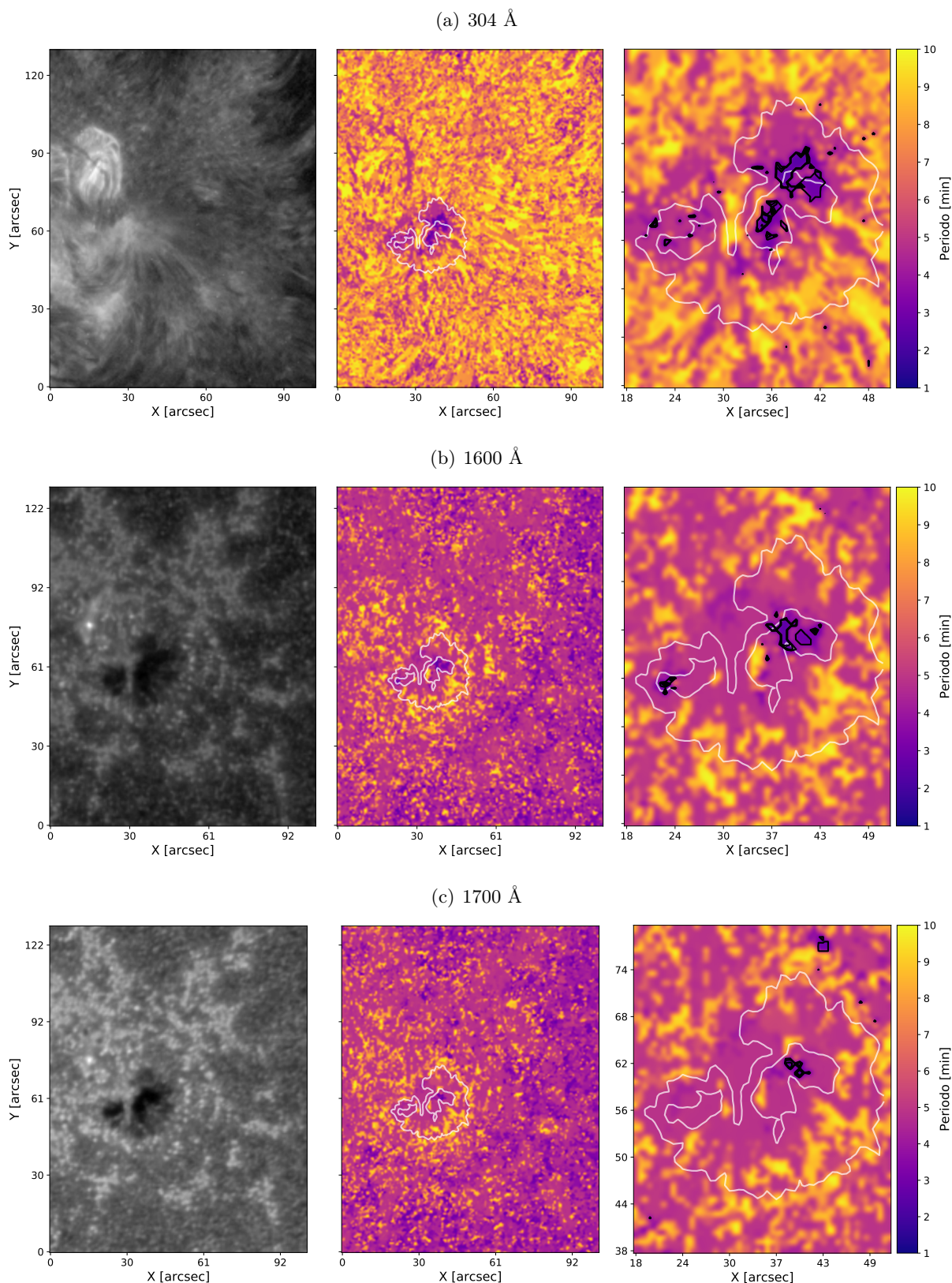
**Fig. 3.16:** Imagen de NOAA 11243 en  $171 \text{ \AA}$  (panel izquierdo), períodos principales (panel central) y ampliación de la región de la mancha (panel derecho). Los contornos blancos indican los límites exteriores de la umbra y penumbra. Los contornos pequeños negros indican regiones con períodos entre 2.4 y 3 minutos.

de la mancha y las líneas se curvan los períodos aumentan. En la umbra-penumbra se observa una región localizada con períodos entre 2.4 y 3 minutos, lo cual se ve con detalle en el panel derecho.

### Análisis de periodicidades en la atmósfera baja

Las bandas en EUV junto con las UV cubren un rango de temperatura desde los 5000 K a los 2 MK bajo condiciones sin fulguraciones. Para estudiar si existe un acoplamiento entre el fenómeno oscilatorio coronal y la contraparte de la atmósfera baja, lo cual implica fotosfera, cromósfera y región de transición inferior, realizamos un análisis de periodicidades en las regiones observadas en  $1700 \text{ \AA}$ ,  $1600 \text{ \AA}$  y  $304 \text{ \AA}$ . Teniendo en cuenta que el período de mayor amplitud en los canales coronales, particularmente en  $171 \text{ \AA}$  donde el fenómeno periódico se manifiesta con mayor intensidad, se encuentra entre los 2.4 y 3 minutos, calculamos los periodogramas en la atmósfera baja. En la figura 3.17 se muestran en la columna izquierda imágenes simultáneas de la atmósfera solar baja en los distintos filtros. En la columna central se presentan los períodos dominantes asociadas a las imágenes de la izquierda. Para obtener los mapas realizamos el mismo procedimiento descrito para obtener la figura 3.16. En la columna de la derecha se muestra una ampliación de las periodicidades de la región de la mancha solar donde se resaltan con curvas negras los períodos dominantes entre [2.4 - 3] minutos detectados también en la corona (figura 3.16). En todos los mapas de periodicidades se encuentran superpuestos en línea sólida blanca los contornos de los límites externos de la umbra y de la penumbra. La figura 3.17(a) muestra los gráficos correspondientes a  $304 \text{ \AA}$  (cromósfera), la figura 3.17(b) muestra  $1600 \text{ \AA}$  (fotosfera





**Fig. 3.17:** Imágenes de la región de interés (columna izquierda), su correspondiente mapa de periodicidades expresadas en minutos (columna central) y ampliación de la región de la mancha del mapa de periodicidades (columna derecha) para (a) 304 Å, (b) 1600 Å y (c) 1700 Å. Se encuentran superpuestos en línea sólida blanca los límites externos de la umbra y la penumbra. En la columna derecha se muestran en línea sólida negra las regiones cuyos períodos dominantes son entre 2.4 y 3 minutos. Los períodos se encuentran restringidos entre 1 y 10 minutos.

superior y región de transición), y la figura 3.17(c) 1700 Å (fotosfera).

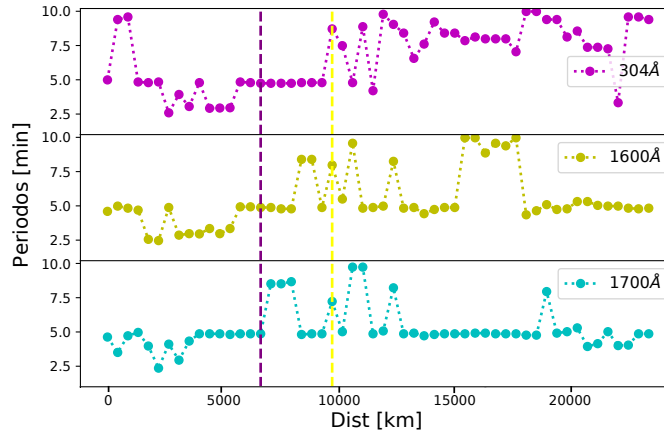
En términos generales podemos ver que los períodos aumentan a medida que la altura crece resultando en períodos menores en la fotosfera en comparación con la cromósfera (figura 3.17(a)) y corona (figura 3.16). En 1700 Å (figura 3.17(c)) se observa una pequeña región dentro de la umbra con períodos entre 2.4 y 3 minutos y alrededor de esta se pueden discernir períodos de 5 minutos hacia los bordes más externos. Los períodos de [2.4 - 3] minutos van cubriendo toda la región norte de la umbra oeste, apareciendo también en la región sureste de la misma a medida que la temperatura se incrementa, es decir, mientras que la altura aumenta (figuras 3.17(b) y 3.17(a)). Al aumentar el área cubierta por los períodos de  $\sim 3$  minutos dentro de la umbra, el área asociada a los períodos de 5 minutos disminuye. En la penumbra en cambio predominan los períodos de 5 minutos a alturas fotosféricas, y en altitudes mayores comienzan a predominar períodos más altos de alrededor de los 9 minutos pero también encontramos los de 3 minutos, debido a que el área que abarcan estos períodos comienza a crecer con la altura, cubriendo la umbra y parte de la penumbra en alturas cromosféricas.

Calculamos el tamaño espacial aproximado de las regiones donde los períodos dominantes están entre 2.4 y 3 minutos en los diferentes filtros. Obtuvimos 2919 km<sup>2</sup> para 1700 Å, 9556 km<sup>2</sup> para 1600 Å y 15396 km<sup>2</sup> para 304 Å. Las áreas se vuelven más grandes a medida que la altura crece. Esto puede ser un indicio de que las oscilaciones de la fotosfera están relacionadas con las de la cromósfera, la región de transición y corona a través del campo magnético, el cual se vuelve más curvado a medida que aumenta la altura (por ejemplo Madsen et al. 2015; Jess et al. 2012).

También analizamos para estos filtros como varían los períodos predominantes a lo largo de la rendija, al igual que en la figura 3.15. En la figura 3.18 se muestran en el panel superior los períodos de máxima amplitud en función de la distancia desde el origen de la rendija para 304 Å, en el panel superior, para 1600 Å, en el panel central y para 1700 Å en el panel inferior. En la zona de la umbra los períodos de mayor amplitud en el continuo corresponden a 2.5 minutos, mientras que en los otros filtros oscilan entre 2.5 y 5 minutos. En la penumbra aumentan progresivamente hasta llegar a la zona del sol tranquilo, donde alcanzan valores de hasta 10 minutos.

### 3.5. Conclusiones

En este capítulo se describieron las observaciones en distintos filtros (continuo, 1700 Å, 1600 Å, 304 Å, 171 Å, 193 Å y 211 Å) de un fenómeno oscilatorio detectado en una estructura de abanico enraizada en una mancha solar. Para los filtros correspondientes a la región de transición (171 Å) y corona (193 Å y 211 Å) se trazó una rendija artificial aproximadamente paralela a una de las líneas de campo del abanico coronal en el plano del cielo. Esta rendija tiene origen en uno



**Fig. 3.18:** Períodos de mayor amplitud en función de la distancia a lo largo de la rendija para 304 Å en el panel superior en magenta, 1600 Å en amarillo y 1700 Å en cyan. Las líneas discontinuas verticales muestran los límites externos de la umbra y la penumbra.

de los bordes de la umbra, atraviesa todo su diámetro, recorre la penumbra hasta internarse en la región de sol tranquilo.

Posteriormente se construyeron los mapas  $d - t$  para la señal temporal a lo largo de la rendija considerando cada uno de los filtros (171 Å, 193 Å y 211 Å). Los mapas evidencian un fenómeno periódico con valores de velocidad y aceleración regulares. Se realizó un análisis cinemático utilizando los mapas  $d - t$  considerando tanto un ajuste lineal como cuadrático de las trayectorias mostradas en dichos mapas. A continuación resumimos los principales resultados de este apartado en los siguientes puntos:

- Los valores medios de velocidad obtenidos para el ajuste lineal son:  $\sim 69$  km/s para 171 Å, 36 km/s para 193 Å y 41 km/s para 211 Å. Los valores de aceleración media obtenidos con el ajuste cuadrático son:  $0.07$  km/s<sup>2</sup> para 171 Å,  $0.03$  km/s<sup>2</sup> para 193 Å,  $-0.02$  km/s<sup>2</sup> para 211 Å.
- Todos los valores de velocidad son menores a la velocidad del sonido local.
- Tanto para 171 Å y 193 Å las velocidades aumentan desde la umbra hacia el sol tranquilo a diferencia de 211 Å que presenta un comportamiento desacelerado.
- El aumento de velocidades a lo largo de la rendija en los filtros 171 Å y 193 Å y el hecho de que todos los valores son menores a la velocidad del sonido puede ser explicado como un efecto de proyección del flujo u onda de la velocidad a lo largo de la línea de campo sobre el plano del cielo.



- Los valores obtenidos de velocidad para el filtro de 171 Å son similares a los descritos en la literatura y en particular el comportamiento acelerado fue reportado por [Sheeley et al. \(2014\)](#) analizando un evento del 18 de Noviembre de 2013.
- La desaceleración exhibida en 211 Å es análoga al comportamiento descrito por [Sheeley et al. \(2014\)](#). En este trabajo se presenta un comportamiento desacelerado en el filtro 193 Å en comparación con el trazo acelerado que muestra 171 Å para un evento del 18 de Noviembre de 2013. La interpretación de estos autores es que la radiación asociada al filtro de 193 Å (de temperatura mayor que el de 171 Å) corresponde a material confinado en un arco magnético caliente que va desde la umbra a la penumbra, permaneciendo a una altura menor que el material detectado en 171 Å. La desaceleración se explicaría por el confinamiento del plasma producido por el arco inclinado hacia el sol quieto, a diferencia de las líneas abiertas que llegan a regiones coronales altas. En nuestro caso este comportamiento se puede atribuir a 211 Å.
- La mayor distancia que recorre la perturbación en el filtro de 171 Å respecto de 193 Å y 211 Å se puede explicar debido a que la capa asociada al filtro de 171 Å está más próxima al lugar donde se produce el forzado de las oscilaciones de la atmósfera. Otra explicación posible es que el fenómeno es detectado con mayor intensidad en 171 Å debido a que la temperatura del abanico se asemeja a la temperatura característica de este filtro.

Los resultados permiten poner en discusión la pregunta acerca de si el fenómeno es de tipo ondulatorio puro (ondas magnetoacústicas) o, si es material que se propaga impulsado por un excitador periódico o si ambos mecanismos se dan en forma conjunta.

Esquemáticamente se atribuye a cada filtro una capa de la atmósfera a una cierta profundidad, siendo 171 Å la más profunda y 211 Å la más superficial. Sin embargo el orden obtenido de acuerdo a los valores velocidad es el de 171 Å, 211 Å y 193 Å. El hecho de que las velocidades para 171 Å sean mayores que las de 193 Å y 211 Å puede ser atribuido al modelo de flujo, ya que si fuera una onda pura  $v_{171} < v_{193} < v_{211}$  ( $c_s \propto \sqrt{T}$ ). Las magnitudes relativamente bajas de la velocidad en comparación con la velocidad del sonido son consistentes con el modelo que impulsa flujo desde las bases y con el modelo de flujo de masa encontrados por De Pontieu y McIntosh (2010). Sin embargo estos bajos valores también pueden ser interpretados como efectos de proyección.

Utilizando las señales temporales obtenidas a partir de los mapas  $d-t$ , realizamos un estudio de periodicidades para los filtros de 171 Å, 193 Å y 211 Å. A su vez para indagar acerca de los períodos de las capas mas bajas de la atmósfera, se calcularon mapas de periodicidades en el continuo, 1700 Å, 1600 Å y 304 Å. Resumimos los resultados en los siguientes puntos:

- Los períodos predominantes considerando los canales coronales varían entre 2.4 y 3 minutos en la umbra, son aproximadamente de 5 minutos en la penumbra, encontrándose también períodos de menor amplitud del orden de 3 minutos. En el sol tranquilo no encontramos períodos predominantes sino un rango amplio de períodos entre 2 y 7 minutos. El cambio del período predominante entre la umbra y la penumbra está en línea con los argumentos que explican este comportamiento debido al cambio de la curvatura del campo magnético.
- Las amplitudes de estos períodos son más intensas en 171 Å, lo que estaría de acuerdo con la idea de un excitador en las bases fotosférica-cromosférica.
- Nuevamente el comportamiento de los períodos observados en el filtro de 211 Å parecería estar invertido respecto del de 193 Å en cuanto a la altura donde se detecta la señal. Notar que la intensidad del pico de 5 minutos en 211 Å (ver figura 3.14) es mayor que su intensidad en 193 Å, algo similar ocurre con el pico de [2.4 - 3] minutos.
- A partir de los mapas de periodicidades de la atmósfera baja, se obtienen períodos entre [2.4 - 3] minutos. Estos fueron localizados en una región de muy pocos píxeles en 1700 Å, observándose que el área se va expandiendo a medida que la altura crece. Este resultado está en línea con el modelo de excitador desde las bases (Jess et al. 2012).

Como conclusión final del capítulo vemos que el fenómeno coronal parece ser excitado a partir de una región espacial confinada por unos pocos píxeles mostrados por los periodogramas de la fotosfera. Los valores de velocidad encontrados dan argumentos para pensar que hay indicios de que no se trata de un fenómeno ondulatorio puro sino que hay una contribución de flujo de materia proveniente de las bases.

**BIBLIOGRAFÍA**

- Banerjee, D., O'Shea, E., & Doyle, J. G. 2000, SOL. PHYS., 196, 63
- Beckers, J. M. & Schultz, R. B. 1972, SOL. PHYS., 27, 61
- Berghmans, D. & Clette, F. 1999, SOL. PHYS., 186, 207
- Bloomfield, D. S., Lagg, A., & Solanki, S. K. 2007, APJ, 671, 1005
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, SOL. PHYS., 275, 41
- Bryans, P., Young, P. R., & Doschek, G. A. 2010, APJ, 715, 1012
- Brynildsen, N., Kjeldseth-Moe, O., Maltby, P., & Wilhelm, K. 1999a, APJL, 517, L159
- Brynildsen, N., Leifsen, T., Kjeldseth-Moe, O., Maltby, P., & Wilhelm, K. 1999b, APJL, 511, L121
- Brynildsen, N., Maltby, P., Foley, C. R., Fredvik, T., & Kjeldseth-Moe, O. 2004, SOL. PHYS., 221, 237
- Brynildsen, N., Maltby, P., Fredvik, T., & Kjeldseth-Moe, O. 2002, SOL. PHYS., 207, 259
- Centeno, R., Collados, M., & Trujillo Bueno, J. 2006, APJ, 640, 1153
- Centeno, R., Collados, M., & Trujillo Bueno, J. 2009, APJ, 692, 1211
- Cho, K.-S., Bong, S.-C., Nakariakov, V. M., et al. 2015, APJ, 802, 45
- Christopoulou, E. B., Georgakilas, A. A., & Koutchmy, S. 2000, A&A, 354, 305
- Christopoulou, E. B., Georgakilas, A. A., & Koutchmy, S. 2001, A&A, 375, 617
- De Moortel, I., Ireland, J., Hood, A. W., & Walsh, R. W. 2002, A&A, 387, L13
- De Moortel, I., Ireland, J., & Walsh, R. W. 2000, A&A, 355, L23
- De Pontieu, B., Hansteen, V. H., McIntosh, S. W., & Patsourakos, S. 2009, APJ, 702, 1016
- De Pontieu, B. & McIntosh, S. W. 2010, APJ, 722, 1013
- DeForest, C. E. & Gurman, J. B. 1998, APJL, 501, L217
- Del Zanna, G. 2008, A&A, 481, L49
- Doschek, G. A., Warren, H. P., Mariska, J. T., et al. 2008, APJ, 686, 1362

- Fludra, A. 2001, *A&A*, 368, 639
- Freij, N., Scullion, E. M., Nelson, C. J., et al. 2014, *APJ*, 791, 61
- Guo, L.-J., Tian, H., & He, J.-S. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 1307
- Gurman, J. B., Leibacher, J. W., Shine, R. A., Woodgate, B. E., & Henze, W. 1982, *APJ*, 253, 939
- Hara, H., Watanabe, T., Harra, L. K., et al. 2008, *APJL*, 678, L67
- Harra, L. K., Sakao, T., Mandrini, C. H., et al. 2008, *APJL*, 676, L147
- He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Guo, L.-J., & Tian, H. 2010, *A&A*, 516, A14
- Jess, D. B., De Moortel, I., Mathioudakis, M., et al. 2012, *APJ*, 757, 160
- Jess, D. B., Reznikova, V. E., Van Doorselaere, T., Keys, P. H., & Mackay, D. H. 2013, *APJ*, 779, 168
- Kneer, F., Mattig, W., & v. Uexkuell, M. 1981, *A&A*, 102, 147
- Kobanov, N. I., Chelpanov, A. A., & Kolobov, D. Y. 2013, *A&A*, 554, A146
- Kobanov, N. I. & Makarchik, D. V. 2004, *A&A*, 424, 671
- Krishna Prasad, S., Jess, D. B., & Khomenko, E. 2015, *APJL*, 812, L15
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *SOL. PHYS.*, 275, 17
- Lites, B. W. 1984, *APJ*, 277, 874
- Lites, B. W. 1992, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, Vol. 375, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, ed. J. H. Thomas & N. O. Weiss, 261–302
- Madsen, C. A., Tian, H., & DeLuca, E. E. 2015, *APJ*, 800, 129
- Maltby, P., Brynildsen, N., Fredvik, T., Kjeldseth-Moe, O., & Wilhelm, K. 1999, *SOL. PHYS.*, 190, 437
- Marsh, M. S. & Walsh, R. W. 2006, *APJ*, 643, 540
- McIntosh, S. W. & De Pontieu, B. 2009a, *APJ*, 707, 524
- McIntosh, S. W. & De Pontieu, B. 2009b, *APJL*, 706, L80
- McIntosh, S. W., Innes, D. E., de Pontieu, B., & Leamon, R. J. 2010, *A&A*, 510, L2

- McIntosh, S. W. & Jefferies, S. M. 2006, *APJL*, 647, L77
- Müller, D., Nicula, B., Felix, S., et al. 2017, *A&A*, 606, A10
- O’Shea, E., Banerjee, D., & Doyle, J. G. 2006, *A&A*, 452, 1059
- O’Shea, E., Muglach, K., & Fleck, B. 2002, *A&A*, 387, 642
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Solar Physics*, 275, 3
- Peter, H. 2010, *A&A*, 521, A51
- Press, W. H. & Rybicki, G. B. 1989, *APJ*, 338, 277
- Reznikova, V. E. & Shibasaki, K. 2012, *APJ*, 756, 35
- Reznikova, V. E., Shibasaki, K., Sych, R. A., & Nakariakov, V. M. 2012, *APJ*, 746, 119
- Roupe van der Voort, L. H. M., Rutten, R. J., Sütterlin, P., Sloover, P. J., & Krijger, J. M. 2003, *A&A*, 403, 277
- Sakao, T., Kano, R., Narukage, N., et al. 2007, *Science*, 318, 1585
- Schrijver, C. J., Title, A. M., Berger, T. E., et al. 1999, *SOL. PHYS.*, 187, 261
- Sharma, A., Gupta, G. R., Tripathi, D., Kashyap, V., & Pathak, A. 2017, *APJ*, 850, 206
- Sheeley, Jr., N. R., Warren, H. P., Lee, J., et al. 2014, *APJ*, 797, 131
- Stenborg, G., Vourlidas, A., & Howard, R. A. 2008, *APJ*, 674, 1201
- Thomas, J. H. 1982, *APJ*, 262, 760
- Thomas, J. H. 1985, *Australian Journal of Physics*, 38, 811
- Thomas, J. H., Lites, B. W., Gurman, J. B., & Ladd, E. F. 1987, *APJ*, 312, 457
- Tian, H., DeLuca, E., Reeves, K. K., et al. 2014, *APJ*, 786, 137
- Tian, H., McIntosh, S. W., & De Pontieu, B. 2011, *APJL*, 727, L37
- Ugarte-Urra, I. & Warren, H. P. 2011, *APJ*, 730, 37
- Wang, T. J., Ofman, L., Davila, J. M., & Mariska, J. T. 2009, *A&A*, 503, L25
- Warren, H. P., Ugarte-Urra, I., Young, P. R., & Stenborg, G. 2011, *APJ*, 727, 58

Winebarger, A. R., Warren, H., van Ballegooijen, A., DeLuca, E. E., & Golub, L. 2002, APJL, 567, L89

Yuan, D., Nakariakov, V. M., Huang, Z., et al. 2014, APJ, 792, 41

Zhao, J., Chen, R., Hartlep, T., & Kosovichev, A. G. 2015, APJL, 809, L15

Zhao, J., Felipe, T., Chen, R., & Khomenko, E. 2016, APJL, 830, L17

---

## Estudio teórico y numérico de la propagación de ondas MHD en regiones activas

---

Se describirá el modelo numérico adoptado para estudiar la propagación de ondas MHD en regiones activas en una atmósfera estratificada gravitacionalmente. Se complementará este enfoque numérico con un estudio analítico de las frecuencias naturales que pueden propagarse en la atmósfera solar. Se presentarán los resultados obtenidos y su comparación con las observaciones. Los contenidos de este capítulo corresponden a dos trabajos en proceso de escritura: caso observacional-numérico del Capítulo 3 Sieyra et al. (2019) y caso analítico Zurbriggen, Sieyra y Costa (2019).

### 4.1. Introducción de estudios numéricos y teóricos recientes

La atmósfera solar presenta diversos obstáculos ante la propagación de ondas tales como el gradiente creciente de temperatura de la cromósfera y región de transición, la estratificación atmosférica de densidad y presión por la gravedad, la capa de equipartición donde  $\beta = 1$ , etc. Debido a todos estos cambios en las propiedades atmosféricas las ondas se modifican, siendo afectadas sus intensidades, generándose conversión de modos, refracciones y reflexiones.

En los últimos años se han realizado un número importante de simulaciones numéricas de ondas en configuraciones de campo magnético no triviales con aplicaciones a la fotosfera y a la

cromósfera (Cargill et al. 1997; Rosenthal et al. 2002; Hasan et al. 2003; Bogdan et al. 2003; Hasan & Ulmschneider 2004; Hasan et al. 2005; Khomenko & Collados 2006; Khomenko et al. 2008).

En otros trabajos se aborda el problema de la propagación de ondas heliosísmicas de frecuencias típicas de 3 y 5 mHz (5 y 3 minutos) debajo de las manchas (Cally & Bogdan 1997; Parchevsky & Kosovichev 2009; Hanasoge 2008; Cameron et al. 2008; Moradi et al. 2009; Khomenko et al. 2009; Shelyag et al. 2009). A partir de trabajos que simulan fenómenos periódicos en manchas solares excitadas por un forzado de períodos de 3 a 5 minutos a nivel subfotosférico (Khomenko & Collados 2006; Felipe et al. 2010; Zhao et al. 2016) se ha concluido que la energía de modos acústicos llega más fácilmente a las capas superiores de la atmósfera en forma de ondas acústicas lentas propagándose a lo largo de las líneas de campo. En cambio las ondas magnéticas rápidas, después de cierta altura, son reflejadas hacia abajo.

A través de análisis teóricos y simulaciones numéricas, algunos autores sugirieron que los *modos-p* son capaces de canalizarse hacia la atmósfera alta (Cally & Moradi 2013; De Pontieu et al. 2015; Khomenko & Collados 2015; Santamaria et al. 2015). Varios modelos teóricos han sugerido (Hindman & Jain 2008, por ejemplo) que los *modos-p* fotosféricos son probablemente la fuente de las ondas magnetoacústicas lentas que son guiadas hacia alturas coronales a lo largo de las líneas de campo de la umbra, penetrando en los abanicos coronales antes de dispersarse.

Sin embargo observaciones espectroscópicas muestran una asociación de las perturbaciones periódicas observadas en la corona con flujos coronales recurrentes, haciendo que la interpretación de ondas magnetoacústicas lentas sea discutible. Motivados por el escenario de que los flujos coronales pueden ser el resultado acumulativo de numerosos pulsos de flujos individuales generados por nanofulguraciones en la base del arco, Wang et al. (2009) realizaron un modelo MHD 3D de una región activa bipolar aplicando un forzado con pulsos repetitivos pequeños en las patas de los arcos coronales más grandes. El modelo reproduce las perturbaciones periódicas con características similares a las observadas y muestra que cualquier pulso de flujo hacia arriba excita ondas magnetoacústicas lentas que se propagan a lo largo del arco. Es decir que las perturbaciones periódicas observadas no necesariamente son excitadas por un forzado periódico, sino que pueden ser reproducidos por liberaciones de energía impulsivas y recurrentes de pequeña escala tales como los nanofulguraciones (Hara et al. 2008; Ofman et al. 2012) o los jets de reconexión (Yokoyama & Shibata 1995; Gontikakis et al. 2009).

La frecuencia de corte de un sistema oscilante es aquella frecuencia a partir de la cual una onda se vuelve evanescente siendo incapaz de transferir energía. La expresión de la frecuencia de corte de las ondas magnetoacústicas en un medio estratificado isotérmico en presencia de un campo magnético uniforme fue derivado analíticamente por Bel & Leroy (1977); Thomas (1982);



Zhugzhda & Dzhililov (1984); Roberts (2006). Esta frecuencia depende generalmente del  $\beta$  local del plasma y del campo magnético. En las regiones de  $\beta$  alto (como la fotosfera y cromósfera del sol tranquilo) la frecuencia de corte magnetoacústico se reduce a la frecuencia de corte acústica pura  $\omega_0 = \gamma g / 4\pi c_s$ , donde  $\gamma$  es el índice adiabático,  $g$  es la aceleración de la gravedad y  $c_s$  es la velocidad del sonido. En regiones de bajo  $\beta$  (por ejemplo manchas o regiones activas), la frecuencia de corte es modificada por la inclinación del campo magnético  $\omega_{mac} = \omega_0 \cos \theta_B$  (Bel & Leroy 1977) donde  $\theta_B$  es inclinación del campo.

Por otro lado Lamb (1932) y Fleck & Schmitz (1991) mostraron que las frecuencias acústicas de corte en una atmósfera estratificada son la respuesta natural y por lo tanto los modos resonantes de la atmósfera ante cualquier perturbación.

Recientemente Afanasyev & Nakariakov (2015) analizaron la modificación de la frecuencia de corte magnetoacústica lenta debido a la presencia de campo magnético en la propagación de ondas guiadas por el plasma alineado con el campo en una corona isotérmica estratificada por la gravedad. Encontraron que las perturbaciones magnetoacústicas lentas de longitud de onda larga, conocidas como ondas de tubo por la aproximación de tubo finito, a la frecuencia de corte local podrían explicar las observaciones coronales de los abundantes períodos largos de 15-60 minutos. La frecuencia de corte varía con la altura, decreciendo significativamente en las regiones de  $\beta$  bajo y cercano a la unidad.

En esta misma línea Costa et al. (2018) agregaron a la consideración de campo magnético de Afanasyev & Nakariakov (2015), los efectos de dispersión de las regiones cromosféricas asociadas con los gradientes usuales de temperatura que afectan la frecuencia de corte. Considerando la aproximación de tubo fino, introdujeron un modelo analítico que contempla la presencia de una atmósfera no isotérmica, un campo magnético variable y un medio estratificado no uniforme en equilibrio hidrostático debido a una aceleración constante de la gravedad. Esto permitió estudiar las frecuencias de corte magnetoacústicas lentas a través de la región de transición, desde la base cromosférica hasta la baja corona. El perfil de temperatura utilizado es similar al de la simulación descrita en este capítulo. Obtuvieron que el período de corte magnetoacústico de gravedad sigue el perfil de temperatura, similar a los períodos acústicos, pero corrido hacia mayores altitudes, por lo que a una dada altura el período de corte magnetoacústico es significativamente menor que el correspondiente acústico. También encontraron que cambios en la intensidad del campo magnético no afectan significativamente los períodos en la corona pero modulan estos valores debajo de la región de transición dentro de los  $\sim [2 - 6]$  minutos. Dentro de las limitaciones de este modelo, se muestra que oscilaciones monocromáticas de la atmósfera solar son la respuesta atmosférica a su frecuencia natural ante perturbaciones aleatorias o impulsivas, y no necesariamente una consecuencia del forzado desde la fotosfera.

En este capítulo para tratar de explicar las observaciones del Capítulo 3 utilizamos dos enfoques. Por un lado realizamos simulaciones numéricas considerando la estructura de abanico asociada a una mancha solar con una configuración magnética simple. También utilizamos una atmósfera estratificada gravitacionalmente que abarca desde la fotosfera hasta la corona y un perfil de temperatura que tiene en cuenta la inversión térmica. Para emular el origen de la emisión observada en las imágenes coronales, utilizamos un forzado desde la base fotosférica con períodos típicos heliosismológicos. Por otro lado siguiendo en línea con [Costa et al. \(2018\)](#), realizamos un trabajo analítico para estudiar los modos normales en la atmósfera de una mancha solar. Considerando la aproximación de tubo fino junto con una atmósfera estratificada, una temperatura y peso molecular medio variables con la altura, derivamos la expresión de los períodos de corte para esta configuración. El primer enfoque es la continuación del trabajo en colaboración con G. Stenborg, A. Costa y A. Esquivel descrito en el Capítulo 3 y el segundo enfoque es un trabajo en proceso de escritura en colaboración con E. Zurbriggen y A. Costa.

## 4.2. Descripción del modelo numérico

En este capítulo con el objetivo de explicar la emisión detectada en las observaciones, realizamos simulaciones numéricas adoptando una configuración magnética simple para emular la estructura de abanico (tipo *fan*) asociada a la mancha solar. Este campo se encuentra inmerso en una atmósfera estratificada gravitacionalmente considerando gravedad constante y un perfil de temperatura que contempla la inversión térmica. Para entender la naturaleza física y el origen de esta emisión, implementamos en la simulación un forzado desde las bases emulando los *modos-p* (modos heliosismológicos). Estos resultados los compararemos con las observaciones del Capítulo 3.

Para simular este fenómeno utilizamos el código GUACHO ([Esquivel et al. 2009](#); [Esquivel & Raga 2013](#)) que resuelve las ecuaciones MHD en forma conservativa utilizando coordenadas cartesianas bajo el régimen ideal. Debido a que se pretende modelar la propagación de las ondas MHD a lo largo de distintas capas de la atmósfera solar, las que presentan diferentes escalas de alturas, tenemos en cuenta la gravedad  $\vec{g}$ , siendo esta la única fuerza externa que se ejerce sobre el medio. La gravedad se agrega como término fuente (miembro derecho de las ecuaciones) y las ecuaciones

se escriben de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v}] = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial [\rho \vec{v}]}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v} \vec{v} + (p + \frac{|\vec{B}|^2}{2\mu_0})I - \vec{B} \vec{B}] = \rho \vec{g} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2\mu_0})\vec{v} - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B})] = \rho \vec{v} \cdot \vec{g} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v}) = 0 \quad (4.4)$$

donde  $\rho$  es la densidad,  $\vec{v}$  es la velocidad del plasma,  $p$  es la presión del gas,  $\vec{B}$  es el campo magnético,  $\varepsilon = \frac{1}{2}\rho v^2 + c_v p + \frac{|\vec{B}|^2}{2\mu_0}$  es la energía total por unidad de volumen,  $\vec{g} = -274\hat{j}$  m/s<sup>2</sup>,  $c_v$  es el calor específico a volumen constante e  $I$  es la matriz identidad. En esta simulación consideramos gravedad constante ya que la variación de la fuerza en la escala física de nuestro problema es despreciable.

La región activa que simulamos posee un campo magnético intenso y se encuentra inmersa en una atmósfera estratificada gravitacionalmente en equilibrio. Muchas veces las configuraciones de equilibrio inicial tienen una expresión analítica sencilla, sin embargo en muchos casos resulta difícil preservar el equilibrio hidrostático numéricamente al evolucionar las ecuaciones, ya sea por utilizar métodos convencionales de reconstrucción de variables que generen desequilibrio de presiones entre las celdas o condiciones de borde no adecuadas que originen velocidades en la grilla (Zingale et al. 2002). Por otro lado, en los casos en que el campo magnético intrínseco es intenso, se puede obtener mayor precisión en la solución resolviendo las ecuaciones sólo para la desviación del campo magnético de su valor intrínseco (Tanaka 1994; Powell et al. 1999; Miyoshi et al. 2010). Con el objetivo de obtener una configuración óptima que preserve el equilibrio hidrostático hasta que una perturbación o fuerza externa lo altere, hemos desarrollado un método de separación de variables que implementamos en el código `GUACHO`. Este método en separar las variables de sus valores de equilibrio y resolver las ecuaciones para los apartamientos de equilibrio. Las variables involucradas en las ecuaciones (4.4) se escriben de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho_1 \\ p &= p_0 + p_1 \\ \vec{B} &= \vec{B}_0 + \vec{B}_1 \\ \vec{v} &= \vec{v}_1 \quad (\vec{v}_0 = 0) \end{aligned} \quad (4.5)$$

donde los subíndices 0 representan los estados de equilibrio y los subíndices 1 los apartamientos de este estado. Notar que los apartamientos no son necesariamente pequeños. Trabajos anteriores (Tanaka 1994; Powell et al. 1999; Miyoshi et al. 2010) sólo consideran la separación de variables

en el campo magnético, en nuestro caso hemos ampliado el método considerando esta separación en todas las variables. En el Apéndice A se describe el método en detalle.

Teniendo en cuenta esta separación y las condiciones iniciales de que  $\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0$ ,  $\frac{\partial p_0}{\partial t} = 0$  y  $\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} = 0$ , las ecuaciones (4.4) adimensionalizadas se escriben de la siguiente forma:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho_1)\vec{v}] = 0 \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial [(\rho_0 + \rho_1)\vec{v}]}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho_1)\vec{v}\vec{v} + (p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1)I \\ - \vec{B}_1\vec{B}_1 - \vec{B}_1\vec{B}_0 - \vec{B}_0\vec{B}_1] \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} &= \rho_1\vec{g} + \rho_0\vec{g} - \nabla p_0 + (\nabla \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 \\ \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \nabla \cdot [(\varepsilon_1 + p_1 + \varepsilon_0 + p_0 + \frac{|\vec{B}_0 + \vec{B}_1|^2}{2})\vec{v} \\ - (\vec{B}_0 + \vec{B}_1)(\vec{v} \cdot (\vec{B}_0 + \vec{B}_1))] \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} &= \rho_1\vec{v} \cdot \vec{g} + \rho_0\vec{v} \cdot \vec{g} \\ \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}(\vec{B}_0 + \vec{B}_1) - (\vec{B}_0 + \vec{B}_1)\vec{v}) &= 0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

donde  $\varepsilon_1 = \frac{1}{2}(\rho_0 + \rho_1)v^2 + c_v p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1$ ,  $\varepsilon_0 = c_v p_0 + \frac{|\vec{B}_0|^2}{2}$  y  $E = \varepsilon_1 + \varepsilon_0$  es la energía total por unidad de volumen. Notar que en la ecuación de momento (4.7) el término  $(\nabla \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 = (\vec{B}_0 \cdot \nabla)\vec{B}_0 - \nabla(\frac{B_0^2}{2})$  es la suma de la tensión y presión magnética, respectivamente.

Estas ecuaciones modificadas se implementaron en el código **GUACHO** (Esquivel et al. (2009) y Esquivel & Raga (2013)), de manera que se evolucionan en el tiempo las variables que representan los apartamientos del equilibrio y los estados de equilibrio permanecen constantes. Utilizamos una grilla de  $672 \times 672$ , eligiendo un sistema de coordenadas donde  $x$  represente la dirección horizontal, en el plano del cielo y  $z$  la dirección vertical, antiparalela a la gravedad y normal al plano del cielo. El dominio considerado es de  $(0,20)\text{Mm} \times (0,20)\text{Mm}$  y la resolución es de 30 km aproximadamente.

### 4.3. Condiciones iniciales: atmósfera estratificada en equilibrio hidrostático y campo magnético libre de fuerzas

La versión modificada del código asegura el equilibrio magnetohidrostático de la atmósfera cuando la condición inicial se halla en dicho estado. Para obtener una configuración inicial en equilibrio magnetohidrostático, la suma de las fuerzas involucradas asociadas a los estados estacionarios tiene que ser nula, por lo que de la ecuación (4.7) resulta:

$$-\nabla p_0 + \rho_0\vec{g} + \vec{j}_0 \times \vec{B}_0 = 0 \quad (4.10)$$

Para satisfacer esta condición elegimos un campo magnético libre de fuerzas, de manera que

$$\vec{j}_0 \times \vec{B}_0 = 0 \quad (4.11)$$

y una atmósfera estratificada en equilibrio hidrostático, lo que implica que  $-\nabla p_0 + \rho_0 \vec{g} = 0$ . Si consideramos que la variación en la presión se da sólo por acción de la gravedad, esta última ecuación se traduce a una dimensión como

$$\frac{dp_0}{dz} = -\rho_0 g = -\frac{\mu g p_0}{RT_0} \quad (4.12)$$

donde  $\mu$  es el peso molecular medio y  $R = 8.3145 \times 10^7$  erg/Kmol la constante de los gases ideales. Para resolver esta ecuación elegimos un perfil de temperatura dado por la siguiente ecuación

$$T_0(z) = a_0 \tanh((z - a_1)/a_2) + a_3 \quad (4.13)$$

donde  $a_{1,2}$  son parámetros que permiten ajustar la posición y forma de la región de transición mientras que  $a_{0,3}$  regulan los valores máximo y mínimo. En esta simulación los parámetros utilizados son  $a_0 = 9.95 \times 10^5$  K,  $a_1 = 3 \times 10^8$  cm,  $a_2 = 5 \times 10^7$  cm y  $a_3 = 1.005 \times 10^5$  K, resultando en una temperatura mínima de  $10^4$  K y una máxima de  $2 \times 10^6$  K. Este modelo de temperatura es similar al propuesto por [Santamaria et al. \(2015\)](#), que a su vez está basado en el de [Vernazza et al. \(1981\)](#), el cual abarca desde la fotosfera hasta la cromósfera. Una vez establecida la estratificación de la temperatura a partir de la ecuación (4.12) obtenemos la expresión para la presión y con la ecuación de estado  $p = \rho RT/\mu$  la densidad en función de la altura. Considerando  $\mu = cte$  estas expresiones resultan:

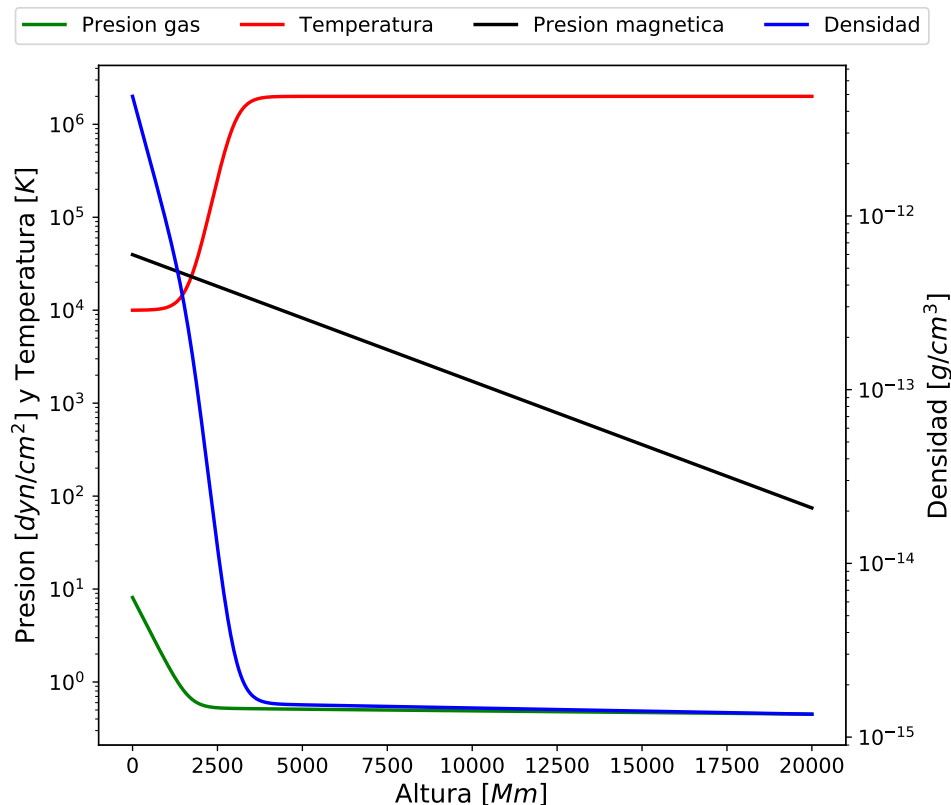
$$p_0(z) = p_0|_{z_0} \exp\left[\frac{-\mu g}{R} \int_{z_0}^z \frac{dz'}{T_0(z')}\right] \quad (4.14)$$

$$\rho_0(z) = \frac{\rho_0|_{z_0} T_0|_{z_0}}{T_0(z)} \exp\left[\frac{-\mu g}{R} \int_{z_0}^z \frac{dz'}{T_0(z')}\right] \quad (4.15)$$

La temperatura, densidad y presión en función de la altura se muestran en la figura 4.1 junto con la presión magnética. Consideramos  $z_0 = 0$ ,  $\vec{g} = -274\hat{j}$  m/s<sup>2</sup> y  $\mu = 0.5$ , es decir un plasma compuesto 100 % de hidrógeno completamente ionizado. Como dijimos anteriormente la configuración de campo magnético adoptada corresponde a un campo libre de fuerzas, es decir que satisface la ecuación (4.11). Una posible solución a esta ecuación es el campo *potencial*, que satisface  $\nabla \times \vec{B}_0 = 0$ . Un ejemplo de un campo magnético con estas características y que se corresponda con una configuración aproximada de mancha solar es un campo potencial simétrico unipolar (ver [Aschwanden 2005](#)), cuyas componentes se describen con las siguientes ecuaciones:

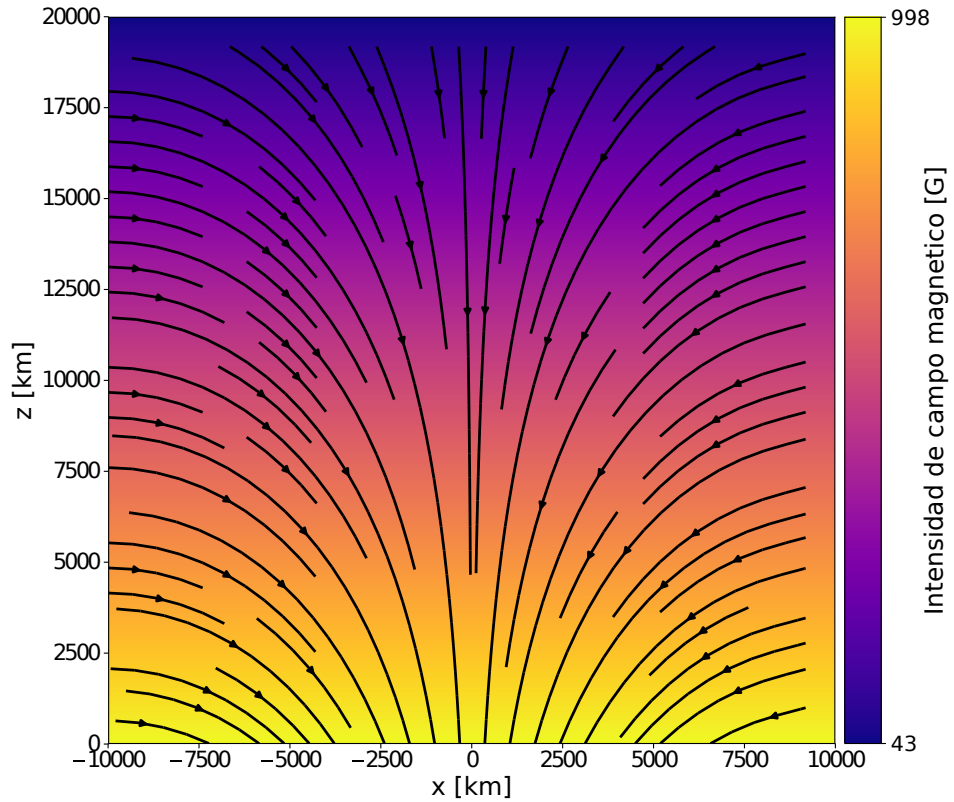
$$B_{0x}(x, z) = -B_0|_{z_0} \exp(-kz) \sin(kx) \quad (4.16)$$

$$B_{0z}(x, z) = -B_0|_{z_0} \exp(-kz) \cos(kx) \quad (4.17)$$



**Fig. 4.1:** Estratificación de temperatura (línea sólida roja), densidad (línea sólida azul), presión del gas (línea sólida verde) y presión magnética (línea sólida negra), considerando  $\vec{g} = -274\hat{j}$  m/s<sup>2</sup> y  $\mu = 0.5$  en todo el dominio.

donde  $k = \pi/L$  es el número de onda,  $L = 20$  Mm es la longitud física del dominio y  $B_0|_{z_0} = 1000$  G es el valor del campo magnético en la base. El campo magnético resultante se muestra en la figura 4.2, donde  $-10 \text{ Mm} \leq x \leq 10 \text{ Mm}$  y  $0 \text{ Mm} \leq z \leq 20 \text{ Mm}$ . La barra de colores muestra la variación en intensidad del campo magnético, siendo de 1000 G en la base fotosférica-cromosférica, llegando a 50 G en la corona. Las líneas sólidas negras representan las líneas de campo. El campo magnético es simétrico respecto del eje central vertical y su intensidad decrece con la altura manteniéndose constante en la dirección horizontal. Teniendo en cuenta la figura 4.2 consideramos que la región de la umbra de la mancha se extiende desde el centro del dominio hasta  $|x| \leq 6000$  km, donde las líneas comienzan a curvarse hacia los costados, y la penumbra se extiende desde  $|x| > 6000$  km hasta el final del dominio. Esta configuración de campo es similar a la utilizada en Santamaria et al. (2015) y al extrapolado en Jess et al. (2013) derivado de las observaciones. Al tratarse de un campo magnético intenso,  $\beta < 1$  para todo el dominio, lo que se evidencia también en la figura 4.1 en donde la presión magnética es mayor que la presión del gas a lo largo de todo el dominio. Esto implica que la dinámica del plasma está gobernada por el campo magnético quien a su vez lo confina (Teorema de Alfvén).



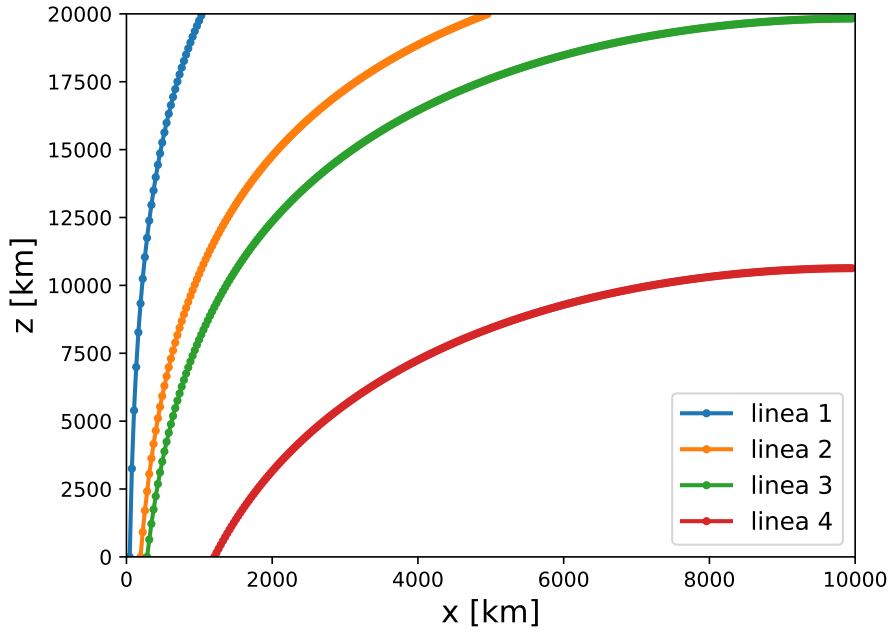
**Fig. 4.2:** Campo magnético potencial unipolar simétrico. Las líneas sólidas muestran las líneas de campo y la barra de colores muestra la variación en intensidad expresada en *Gauss* [G].

#### 4.4. Propagación de perturbaciones en la atmósfera solar

En la sección 3.4 del capítulo anterior vimos que en la fotosfera, donde se supone que están enraizadas las líneas de campo de la región activa, se observaron fenómenos con períodos de aproximadamente 3 minutos y en la corona, en la región de tipo *fan* también encontramos las mismas periodicidades. Esto nos motiva a realizar una simulación que nos permita analizar cómo se propaga a través de la atmósfera solar un forzado de 3 minutos originado en la base fotosférica-cromosférica, con el objetivo de reproducir los períodos observados.

Teniendo en cuenta cierto consenso de la literatura respecto a que las perturbaciones periódicas observadas son el producto de ondas magnetoacústicas que se propagan hacia arriba generadas desde la fotosfera por los *modos-p*, aplicamos un forzado en la componente vertical de la velocidad con una frecuencia característica de modos heliosismológicos típicos para verificar esta hipótesis. El forzado lo aplicamos en las celdas fantasmas (que corresponden a las condiciones de contorno en el código) del borde inferior con una función periódica en el tiempo y modulado a lo largo de la coordenada  $x$  con una función gaussiana, resultando:

$$v_z(x, t) = v_0 \sin(\omega t) \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{\sigma}\right) \quad (4.18)$$



**Fig. 4.3:** Líneas de campo magnético correspondientes al campo descrito por las ecuaciones (4.16) y (4.17).

donde  $v_0 = 1\text{cm/s}$  es la amplitud del forzado,  $\omega = 2\pi/180\text{ s}^{-1}$ , corresponde a la frecuencia característica de los *modos-p* observados en la umbra fotosférica,  $x_0 = 0$ , es la posición del centro de la función gaussiana, con un ancho  $\sigma = 1\text{ Mm}$ . Este ancho se corresponde con la longitud que abarcan los píxeles asociados a los períodos entre [2.4 – 3] minutos en las imágenes obtenidas para  $1700\text{ \AA}$  (ver figura 3.17).

Siguiendo con el supuesto de la literatura de que el comportamiento periódico observado se corresponde con ondas magnetoacústicas lentas, es decir que son fundamentalmente longitudinales propagándose a lo largo de las líneas de campo, analizamos la cinemática y las periodicidades que se encuentran a lo largo de distintas líneas mostradas en la figura 4.3. Estas líneas se obtienen a partir de las ecuaciones de campo magnético (4.16) y (4.17) y de la ecuación de línea de campo  $\frac{B_z}{dz} = \frac{B_x}{dx}$ , de la que se obtiene la trayectoria de la línea  $z(x) = \frac{1}{k} \ln\left[\frac{|\sin(kx)|}{|\sin(kx_0)|}\right]$ , donde  $z(x_0) = 0$ . Eligiendo distintos valores de  $x_0$  obtenemos las líneas de la figura 4.3 con diferente inclinación respecto a la vertical.

Para construir los mapas  $d-t$  como los de la figura 3.5 necesitamos la emisión del plasma que se encuentra a lo largo de la línea de campo y calcular su contribución sobre el eje  $x$  (eje de la rendija en el capítulo anterior). Considerando que el medio es ópticamente delgado, la ecuación que relaciona la medida de emisión diferencial con la densidad al cuadrado de la corona solar (ver Aschwanden (2005)) es:

$$\frac{dEM}{dT} dT = \int n_e^2(T, z) dz \quad (4.19)$$



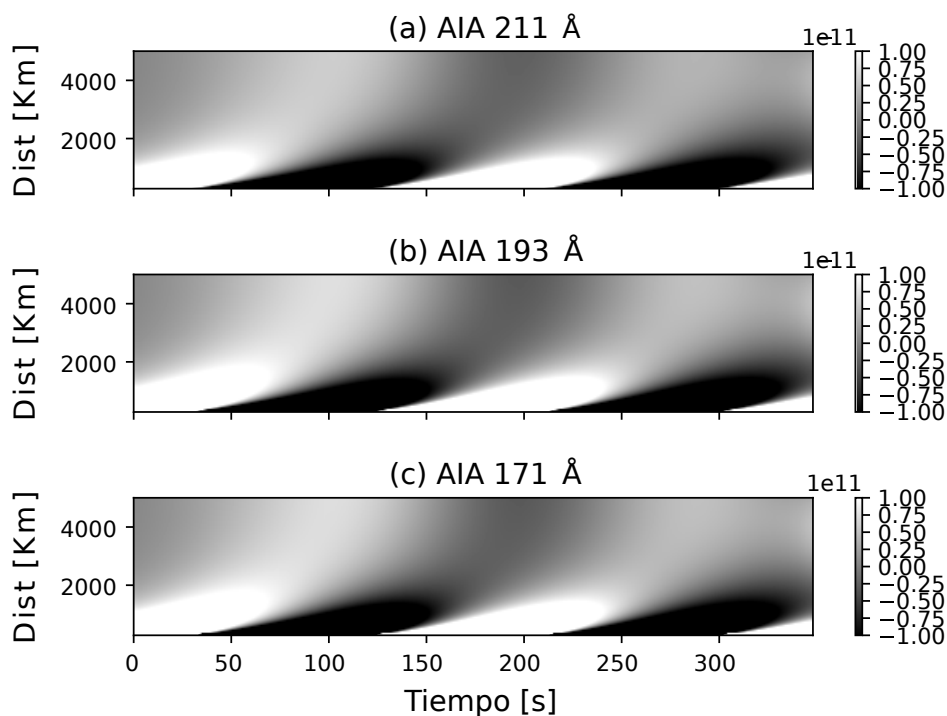
donde  $n_e$  es la densidad de electrones. La medida de emisión diferencial es una medida del cuadrado de la densidad electrónica integrada a lo largo de la línea de la visión. El material que observamos está confinado a una determinada línea de campo de ancho infinitesimal a lo largo de la línea de la visión, entonces para cada  $z_i$ , vamos a tener una temperatura diferente  $T(z_i)$  y por ende una medida de emisión  $EM_i$  diferente, resultando en:

$$EM_i = \frac{dEM_i}{dT_i} dT_i = \int n_e^2(T(z_i), z_i) dz \approx n_e^2(T(z_i), z_i) \quad (4.20)$$

Suponiendo que hay simetría entorno a  $x = 0$  analizamos la mitad del dominio tomando  $n^2$  para cada par  $(x, z)$  de la línea de campo en función del tiempo y modulamos por la respuesta en temperatura de cada filtro exhibida en la figura 3.2. En la figura 4.4 se muestran los mapas  $d - t$  obtenidos para la distancia proyectada sobre el eje  $x$  de la línea 2 de campo magnético que se muestra en la figura 4.3. Cada uno de estos mapas está modulado por la respuesta en temperatura normalizada al filtro de 171 Å (dado que es el de respuesta mayor). Observamos que los mapas tienen la misma forma, ya que las respuestas de los filtros de 171 Å, 193 Å y 211 Å cubren un amplio rango de temperatura, en particular para la simulación los tres abarcan el mismo intervalo. Debido a que los resultados son similares para los tres filtros, el análisis cinemático y de periodicidades sólo lo mostraremos para 171 Å. Si en lugar de tomar todo el rango para cada filtro de la función respuesta del instrumento tomáramos un pequeño intervalo alrededor del máximo de temperatura del filtro, obtendríamos un comportamiento distinto entre los filtros pero el patrón numérico de 171 Å no se correspondería con el observado para ese mismo filtro. El material que observamos en estos mapas al provenir de la misma región tienen el mismo comportamiento en todos los filtros, a diferencia de lo que sucede con las observaciones donde se ven diferentes comportamientos entre los distintos filtros. [Sheeley et al. \(2014\)](#) sugiere, para el evento estudiado por ellos, que los diferentes comportamientos surgen a partir de que el material observado en 171 Å y en 193 Å provienen de distintas estructuras magnéticas superpuestas en la línea de la visual.

## 4.5. Caracterización cinemática de las ondas

Para cada una de las líneas de campo de la figura 4.3 construimos un mapa  $d - t$  considerando la distancia a lo largo de la línea de campo y la proyectada en el eje  $x$ . Llamamos  $d_l$  a la distancia recorrida a lo largo de la línea de campo, por lo tanto los mapas asociados a esta distancia los denominaremos  $d_l - t$ . Definimos como  $d$  la distancia a lo largo del eje  $x$ , o para hacer la analogía con las observaciones, la distancia a lo largo de la rendija. Los mapas  $d - t$  se referirán a esta distancia. El procedimiento para el cálculo de velocidades es el mismo para todas las líneas, cambiando solo las coordenadas  $(x, z)$  de la línea y los respectivos valores de  $n^2$  y  $T$  para estas



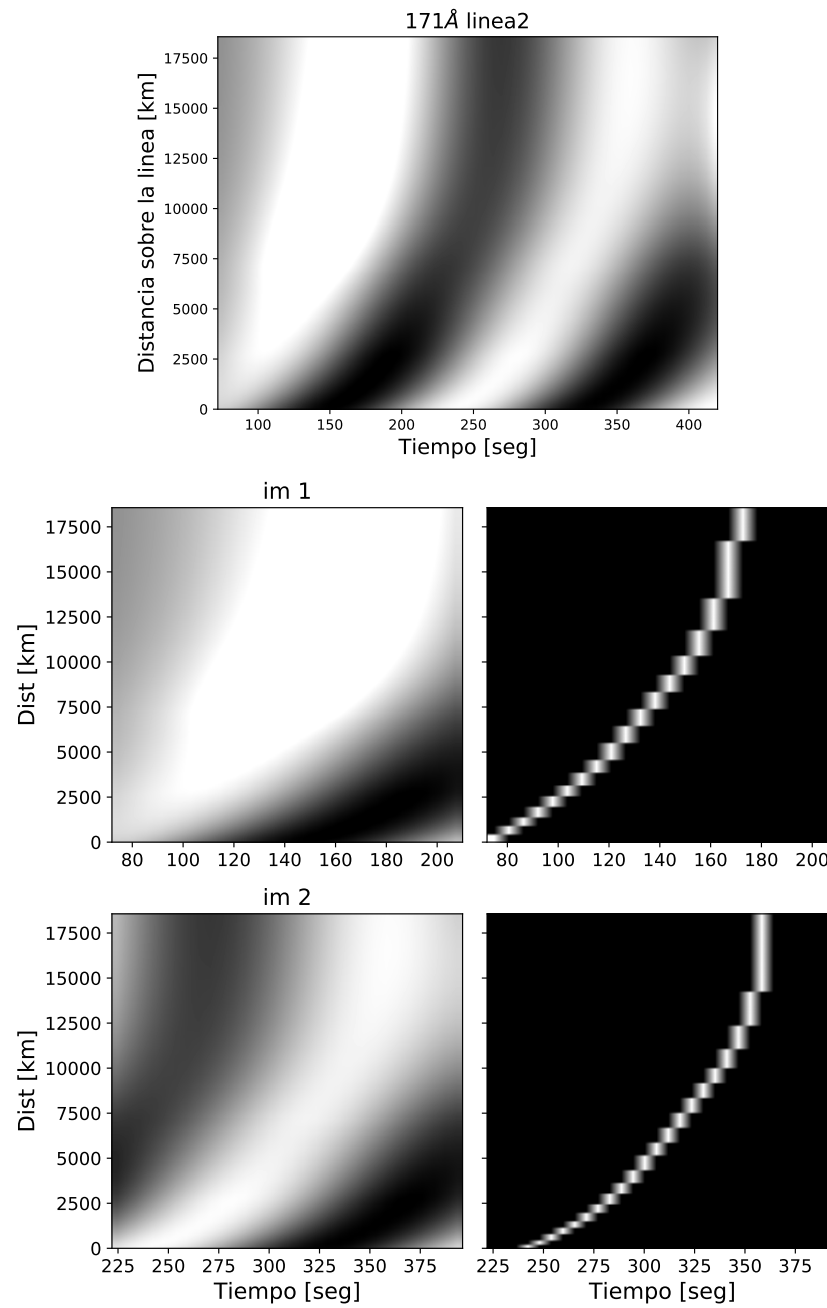
**Fig. 4.4:** Mapas  $d - t$  calculados a partir de  $n^2$  obtenido de la simulación para la distancia proyectada sobre  $x$  de la línea 2 en los distintos filtros. La escala de grises representa la intensidad de emisión.

posiciones en función del tiempo. Por lo tanto se describirá el proceso completo para la línea 2 de la figura 4.3 y al final de cada subsección se mostrarán los resultados obtenidos para todas las líneas restantes.

### Velocidad a lo largo de la línea de campo

Para obtener la velocidad a lo largo de la línea de campo construimos el mapa  $d_l - t$  que se muestra en el panel izquierdo de la figura 4.5 considerando  $n_e^2(x, z, t)$  para el filtro de 171 Å. El eje vertical de este mapa muestra la distancia recorrida por la perturbación a lo largo de la línea de campo y el eje horizontal muestra el tiempo de simulación analizado, que corresponde a 426 segundos. El panel derecho de la figura 4.5 muestra dos recortes en diferentes rangos de tiempo de la imagen de la izquierda, denominados im 1 (panel superior) e im 2 (panel inferior), y los respectivos esqueletos de las franjas brillantes, los cuales se obtienen con la rutina `skeletonize` de PYTHON explicada en el Capítulo 3.

Una vez determinados los esqueletos de las subimágenes, hacemos una estimación de la velocidad a través de un ajuste lineal y otra a partir de un ajuste cuadrático de la distancia a lo largo de la línea,  $d_l$ , en función de  $t$ . Esto se muestra en la figura 4.6(a), donde los puntos azules repre-



**Fig. 4.5:** Panel superior: Mapa  $d_l - t$  obtenido a lo largo de la línea de campo 2 para 171 Å. Panel central e inferior: Recortes del mapa  $d_l - t$  y sus respectivos esqueletos.

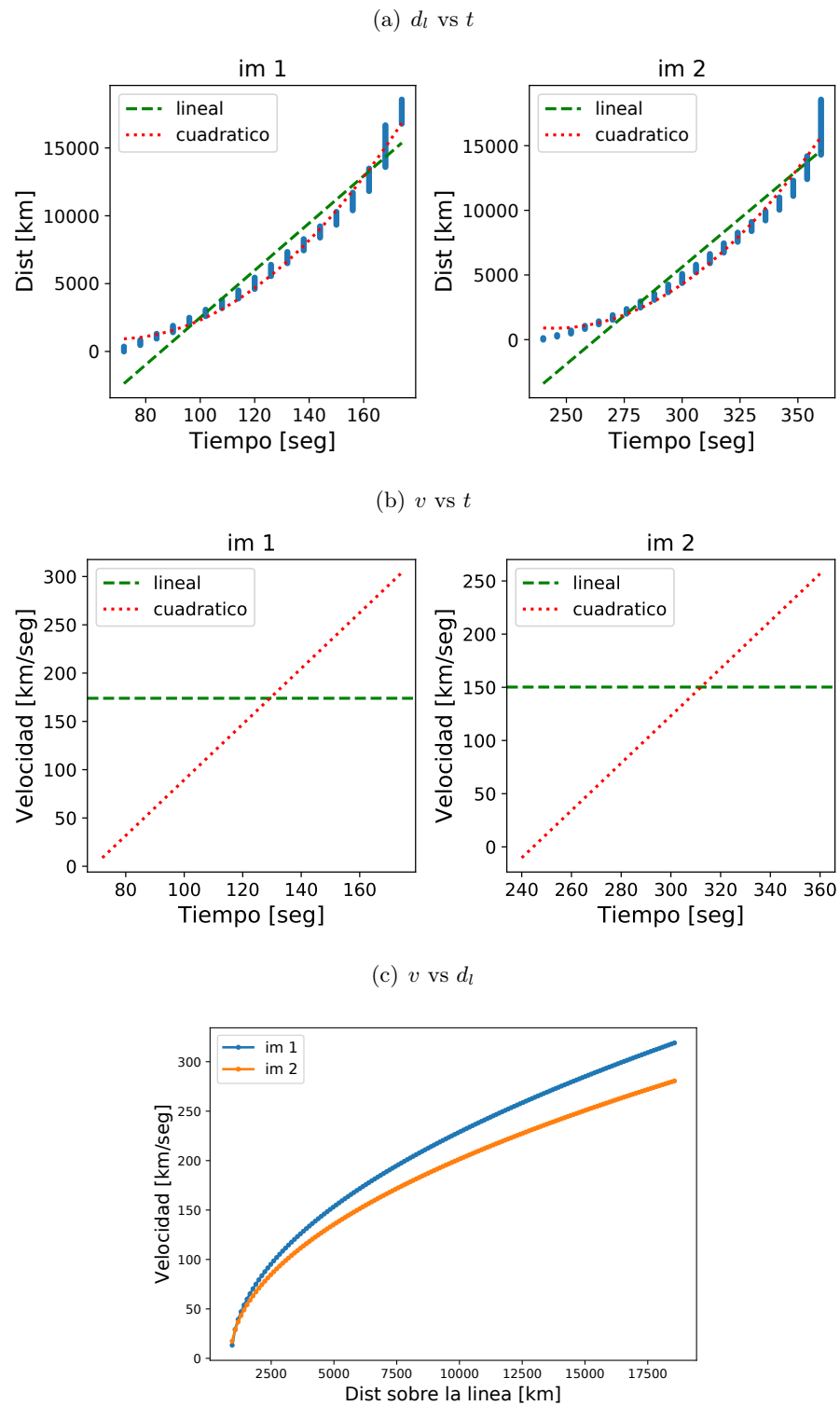
Línea	Vel. media [km/s]	Aceleración media [km/s <sup>2</sup> ]
1	164±9	3.03±0.37
2	162±4	2.55±0.14
3	174±5	3.75±0.26
4	196±3	4.05±0.26

**Tabla 4.1:** Valores medios de velocidad y aceleración a lo largo de la línea de campo para las distintas líneas expresados en km/s y km/s<sup>2</sup>, respectivamente. Los valores de velocidad se obtuvieron a partir del ajuste lineal de los esqueletos de los mapas  $d_l - t$  calculados a lo largo de la línea de campo para 171 Å y los de aceleración considerando el ajuste cuadrático de los mismos.

sentan los píxeles del esqueleto de la figura 4.5, la línea discontinua verde corresponde al ajuste lineal y la línea de puntos roja al ajuste cuadrático. La aceleración media resulta de  $(2.55 \pm 0.14)$  km/s<sup>2</sup> para el ajuste cuadrático y la velocidad media de  $(162 \pm 4)$  km/s considerando el ajuste lineal. Para obtener los valores de velocidad derivamos con respecto al tiempo estas expresiones y mostramos en la figura 4.6(b) la velocidad en función del tiempo para ambos ajustes. Vemos que ésta aumenta 300 km/s en 100 segundos para im 1 y 200 km/s para im 2 aproximadamente. En la figura 4.6(c) se muestran los valores de velocidad en función de la distancia recorrida. La velocidad crece desde 0 a 300 km/s en 18000 km aproximadamente.

Repetimos este procedimiento para todas las líneas de campo de la figura 4.3 y mostramos los valores medios de las velocidades obtenidas para el ajuste lineal y la aceleración para el ajuste cuadrático en la tabla 4.1. Considerando los valores medios de velocidad obtenidos con el ajuste lineal, estos resultan similares para las líneas 1, 2 y 3, siendo mayor para la línea 4. Teniendo en cuenta los valores medios de aceleración obtenidos a partir del ajuste cuadrático, vemos que este valor es mayor para la línea 4, pero a su vez resulta aproximado al de la línea 3, mientras que los valores para la línea 1 y 2 resultan similares.

Detallamos también los resultados obtenidos para las distintas líneas en el caso del ajuste cuadrático en la figura 4.7. Se muestran en la figura 4.7(a) las velocidades obtenidas a partir del ajuste cuadrático en función del tiempo para las subimágenes im 1 e im 2 de los mapas  $d_l - t$  de cada línea de campo, incluyendo la línea 2. Observamos que las líneas 1, 2 y 3 tienen un comportamiento similar, en el sentido de que la velocidad aumenta 300 km/s en aproximadamente 100 segundos. En cambio la línea 4 aumenta 200 km/s en 60 segundos para im 1, reflejando su mayor aceleración. En im 2 la de mayor aceleración es la línea 3, aumentando 300 km/s en 80 segundos. En la figura 4.7(b) se muestran también las velocidades medias para las distintas líneas en función de la distancia recorrida a lo largo de cada una de ellas. Notamos el mismo comportamiento anterior para la línea 4 que aumenta su velocidad en una distancia menor que a las demás. La mayor distancia recorrida es la correspondiente a la línea 3 y la menor a la línea



**Fig. 4.6:** (a) Ajuste lineal (línea discontinua verde) y cuadrático (línea de puntos roja) para los datos obtenidos a partir del esqueleto de la subimagen del mapa  $d_l - t$  calculado a lo largo de línea de campo 2 en  $171 \text{ \AA}$ . (b) Velocidad en función del tiempo obtenida a partir de las derivadas de los ajustes lineal y cuadrático. (c) Velocidad en función de la distancia recorrida a lo largo de la línea de campo para ambos ajustes.

1, lo cual resulta esperable ya que la línea 3 llega hasta el límite superior del dominio y la línea 1 es prácticamente recta, por lo que la perturbación recorre menor distancia. Las velocidades alcanzadas en la corona están en el rango de [200 - 300] km/s y son del orden de la velocidad del sonido en un medio completamente ionizado, lo cual es compatible con la hipótesis de que son ondas magnetoacústicas lentas. Además las velocidades obtenidas para todas las líneas están prácticamente en el mismo rango, lo que es razonable dado que la velocidad del sonido depende del medio, y fundamentalmente de la temperatura, y como todas las líneas atraviesan el mismo medio es de esperar que tengan aproximadamente los mismos valores.

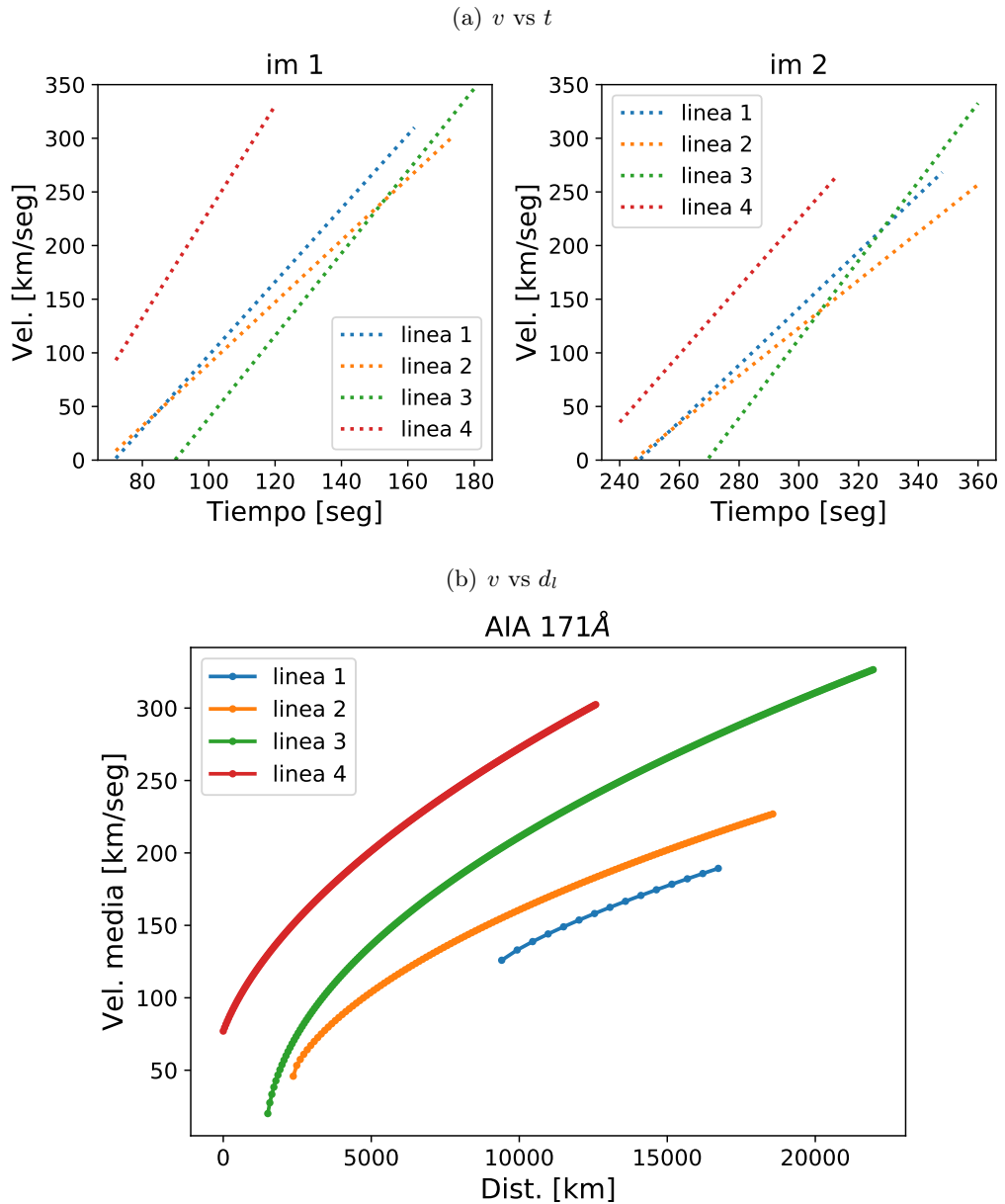
### Velocidad proyectada en el plano del cielo

Realizando un procedimiento similar al anterior calculamos las velocidades proyectadas en el eje  $x$ , lo que representa el eje de la rendija perteneciente al plano de la visual según nuestro modelo. Construimos el mapa  $d-t$  exhibido en el panel superior de la figura 4.8, considerando la distancia en  $x$  de cada punto de la línea de campo. Dividimos el mapa en dos subimágenes, donde cada una de ellas contiene una franja brillante, y calculamos los esqueletos correspondientes que se muestran en los paneles inferiores de la figura 4.8. Nuevamente vamos a mostrar los resultados detallados para la línea 2 y al final de la sección comparamos con las demás líneas.

Aplicamos un ajuste lineal y uno cuadrático a los píxeles obtenidos a partir de los esqueletos de las subimágenes, éstos se muestran en la figura 4.9(a) en línea discontinua verde para el ajuste lineal y línea de puntos roja para el cuadrático. La aceleración media resulta  $(0.64 \pm 0.03)$  km/s<sup>2</sup> para el ajuste cuadrático y la velocidad media de  $(41 \pm 1)$  km/s considerando el ajuste lineal. Derivando respecto al tiempo la expresión resultante de los ajustes obtenemos la velocidad proyectada en el eje  $x$ , se muestran estos valores en función del tiempo en la figura 4.9(b). En el caso de im 1 la velocidad crece hasta 70 km/s en 100 segundos, mientras que en im 2 este aumento es de 55 km/s. En la figura 4.9(c) se muestran los valores de velocidad proyectada en función de la distancia recorrida sobre el eje  $x$ , la velocidad crece desde 5 a 75 km/s en 5000 km aproximadamente que es la distancia en  $x$  que alcanza la línea 2.

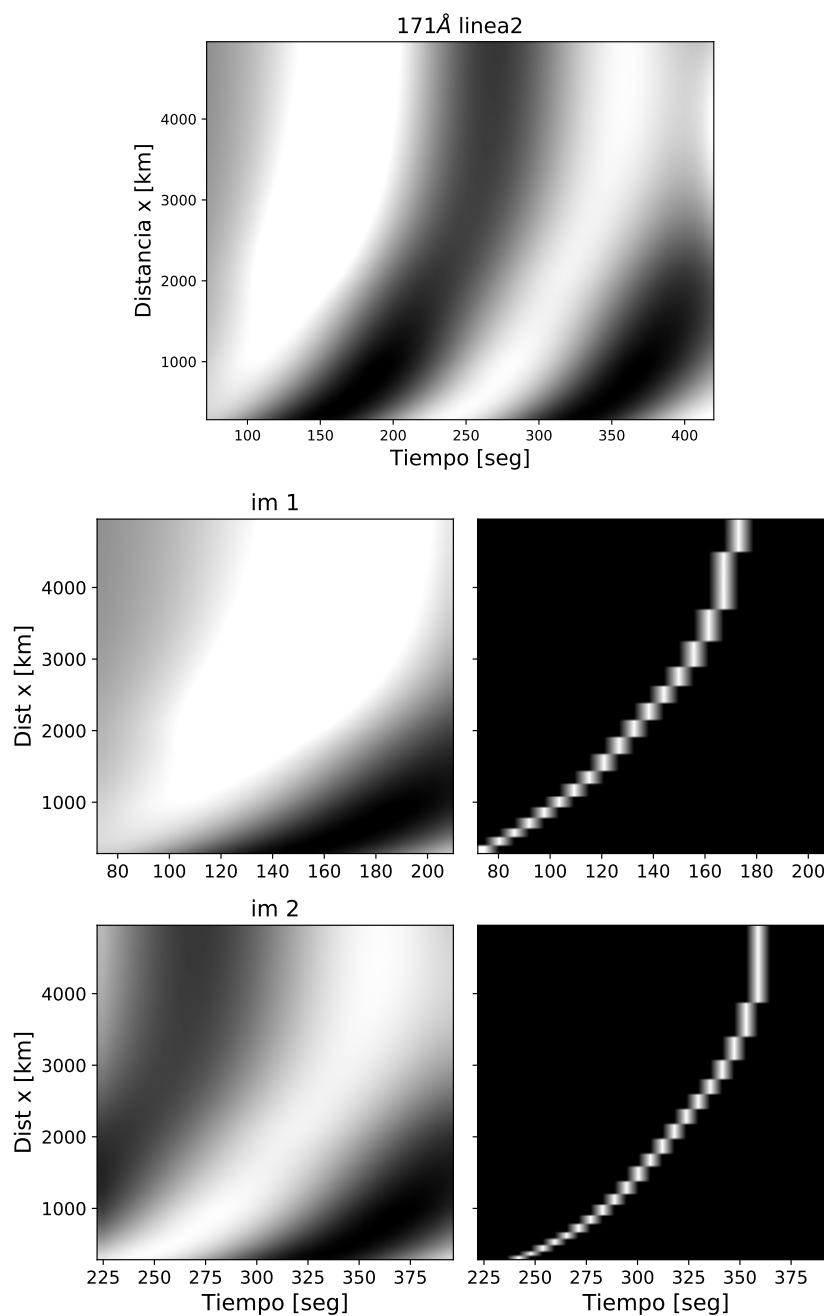
Realizamos este mismo procedimiento para todas las líneas de campo de la figura 4.3. Resumimos los valores medios de las aceleraciones para el ajuste cuadrático, las velocidades proyectadas a lo largo de distintas regiones de la mancha y las velocidades medias obtenidas para el ajuste lineal en la tabla 4.2.

Notar que tanto los valores medios de velocidad como los de aceleración aumentan según la línea que se elija, siendo menores ambos valores para una línea menos inclinada (línea 1) y mayores para una línea que tenga partes prácticamente horizontales (línea 4). Esta diferencia es notable para las velocidades y aceleraciones proyectadas, no así en los valores obtenidos a lo



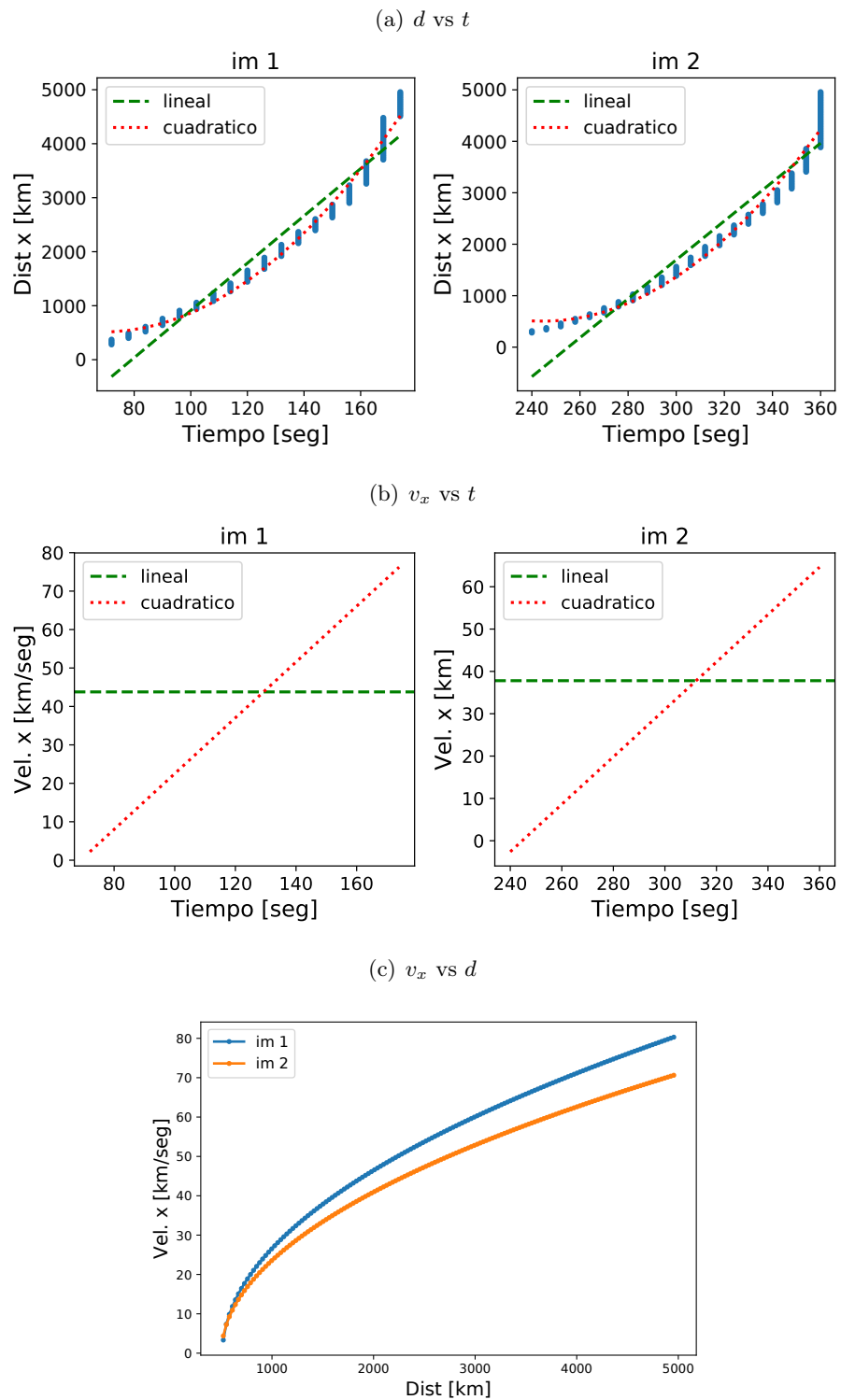
**Fig. 4.7:** (a) Velocidad a lo largo de la línea de campo en función del tiempo para las 4 líneas de campo analizadas considerando el ajuste cuadrático para cada una de las subimágenes en 171 Å. (b) Velocidad media de cada línea en función de la distancia a lo largo de cada una de ellas considerando el ajuste cuadrático.

largo de la línea de campo en la sección anterior. Por lo tanto puede explicarse este aumento de velocidad y aceleración como un efecto de proyección sobre el eje  $x$  de la velocidad a lo largo de la línea de campo. El efecto de proyección se detalla en el esquema de la figura 4.10. Si la línea tiene poca inclinación respecto a la vertical, la componente en  $x$  de la velocidad a lo largo de la línea será menor en comparación con la de una línea con mayor inclinación. Esto explica las diferentes velocidades observadas en las distintas líneas. Con respecto a la velocidad obtenida a lo largo de



**Fig. 4.8:** Panel superior: Mapa  $d - t$  obtenido a lo largo de la línea 2 para  $171 \text{ \AA}$  considerando la distancia proyectada en  $x$  de cada punto. Panel central e inferior: Recortes del mapa  $d - t$  y sus respectivos esqueletos.

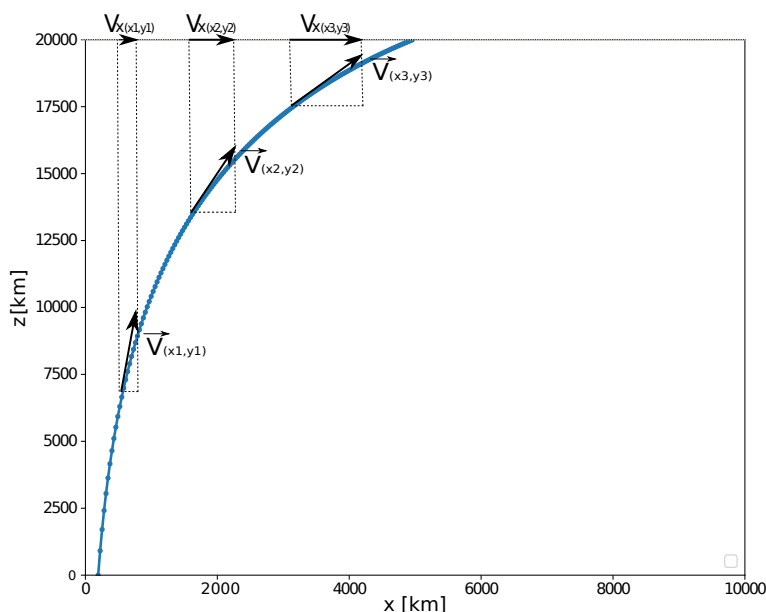




**Fig. 4.9:** (a) Ajuste lineal (línea discontinua verde) y cuadrático (línea de puntos roja) para los datos obtenidos a partir del esqueleto de la subimagen del mapa  $d - t$  para la línea 2 en  $171 \text{ \AA}$ . (b) Velocidad proyectada en función del tiempo obtenida a partir de las derivadas de los ajustes lineal y cuadrático. (c) Velocidad proyectada en función de la distancia sobre el eje  $x$  para ambos ajustes.

Línea	Ajuste cuadrático			Ajuste lineal
	Acel. media [km/seg <sup>2</sup> ]	umbra	penumbra	sol quieto
1	0.17±0.02	2-18	-	-
2	0.64±0.03	5-60	60-75	-
3	1.63±0.11	20-90	90-130	130-170
4	2.64±0.17	25-90	90-150	150-210

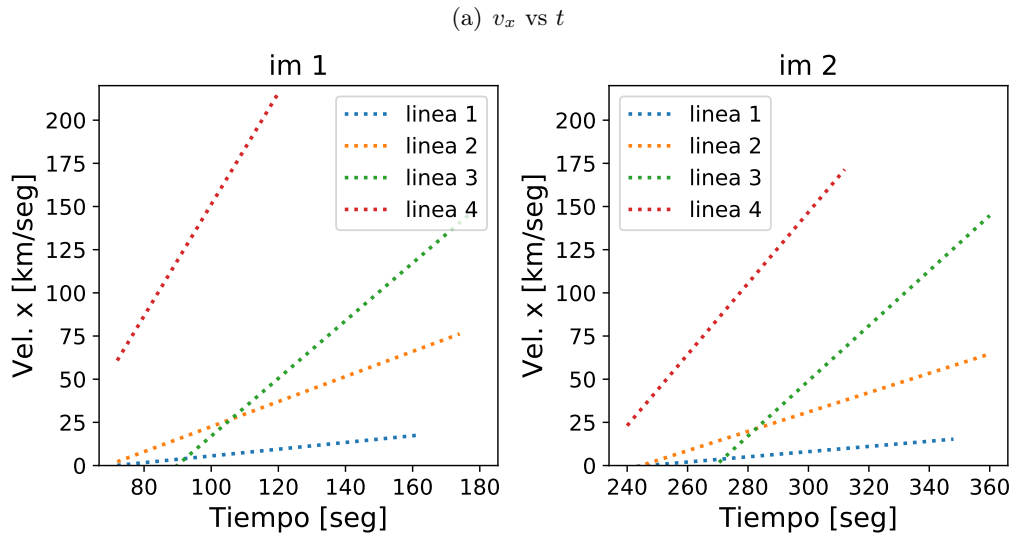
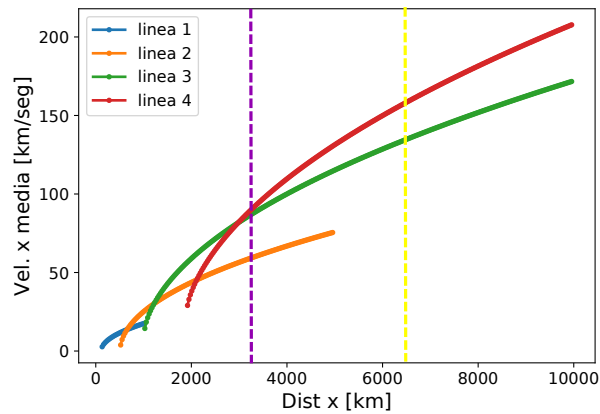
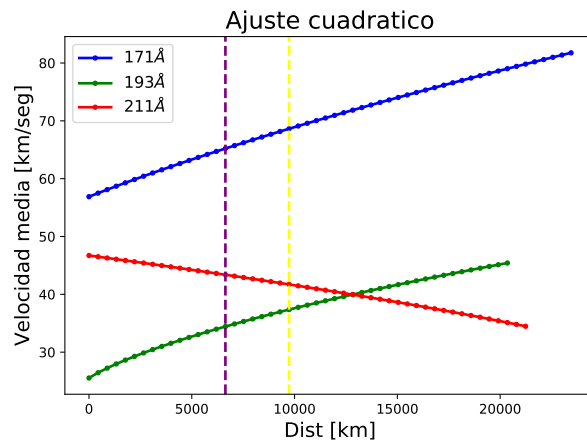
**Tabla 4.2:** Valores medios de aceleración y velocidad proyectadas sobre el eje  $x$  a lo largo de la mancha para las distintas líneas de campo. Los valores de aceleración media se obtuvieron a partir del ajuste cuadrático y los valores de velocidad media a partir del ajuste lineal de los esqueletos de los mapas  $d - t$ .



**Fig. 4.10:** Esquema de proyección de velocidades donde se muestra el efecto de aceleración aparente a lo largo de una línea de campo.

una misma línea por el efecto de proyección sobre el eje  $x$  se obtiene una aceleración aparente. Esto puede dar cuenta de la forma acelerada de los mapas  $d - t$  observados en 171 Å. Resultados similares fueron encontrados por [Sheeley et al. \(2014\)](#) para un evento del 18 de Noviembre de 2013. También se indica en la tabla 4.2 las velocidades obtenidas a partir del ajuste cuadrático a lo largo del eje  $x$ , es decir para cada región de la mancha. Notar que algunas de las líneas no llegan a la penumbra ni a la región del sol quieto. Nuevamente tenemos que la menor velocidad se asocia a la línea más vertical (línea 1).

Detallamos las velocidades obtenidas para las distintas líneas en el caso del ajuste cuadrático en la figura 4.11. Se muestran en la figura 4.11(a) las velocidades proyectadas obtenidas a partir

(b)  $v$  vs  $d$  para  $171 \text{ \AA}$ (c)  $v$  vs  $d$  observacional

**Fig. 4.11:** (a) Velocidad proyectada en función del tiempo para las 4 líneas analizadas considerando el ajuste cuadrático para cada una de las subimágenes en  $171 \text{ \AA}$ . (b) Velocidad proyectada media de cada línea en función de la distancia sobre el eje  $x$  considerando el ajuste cuadrático. Las líneas verticales indican la posición aproximada del borde externo de la umbra (línea violeta) y de la penumbra (amarillo). (c) Velocidad media observacional obtenida a partir del ajuste cuadrático para cada uno de los filtros en función de la distancia recorrida a lo largo de la rendija.

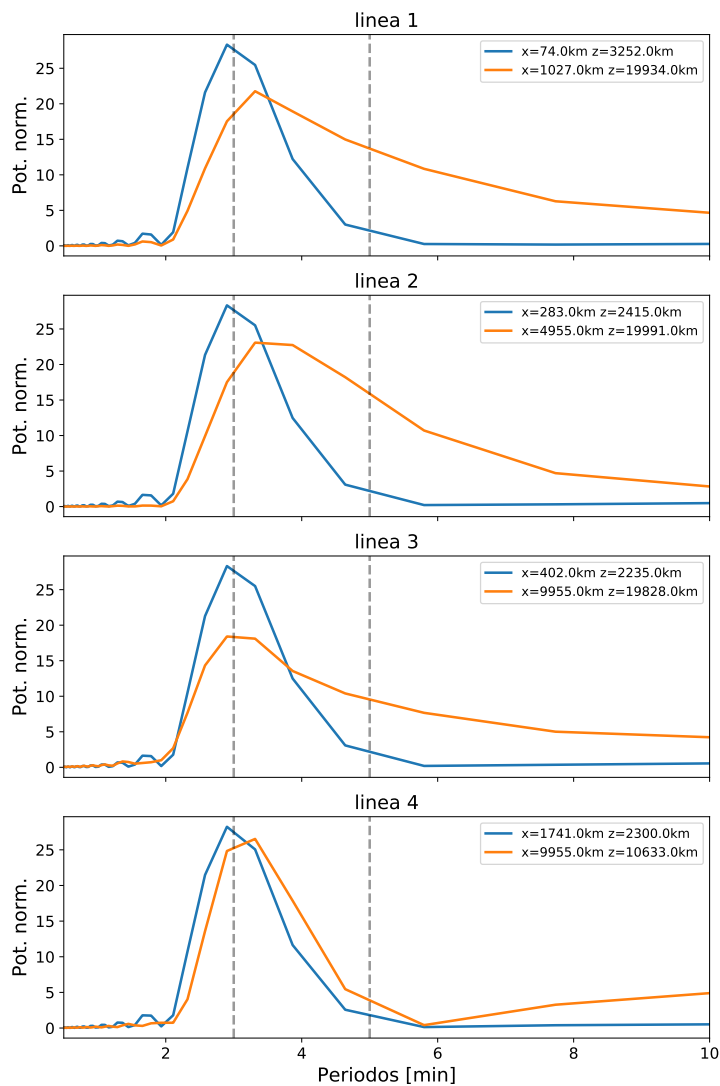
del ajuste cuadrático en función del tiempo para las subimágenes im 1 e im 2 de los mapas  $d - t$  de cada línea de campo, incluyendo la línea 2. La línea 4 es la que presenta mayor aceleración, como habíamos mencionado anteriormente, alcanzando velocidades de 200 km/s en apenas 40 segundos, mientras que la línea 3 aumenta su velocidad en la misma cantidad pero en el doble de tiempo para im 1. Para im 2 las velocidades proyectadas para estas dos líneas son prácticamente paralelas. Las líneas 1 y 2 en cambio tienen un comportamiento similar en las dos subimágenes, y alcanzan velocidades de 15 y 60 km/s al cabo de 80 segundos, respectivamente. Los valores de velocidad encontrados para la línea 2 son comparables a los encontrados observacionalmente por [Sheeley et al. \(2014\)](#) pero la aceleración encontrada por estos mismos autores es comparable a la obtenida para la línea 1, lo cual sugiere que necesitamos un mecanismo que produzca una aceleración menor, es decir que las franjas en los mapas  $d - t$  se encuentren menos inclinadas. Si comparamos las aceleraciones obtenidas de la tabla 4.2 con los valores resultantes de las observaciones, exhibidos en la tabla 3.2, vemos también que las aceleraciones de la simulación son mayores a estas últimas. En la figura 4.11(b) se muestran también las velocidades medias para las distintas líneas en función de la distancia recorrida sobre el eje  $x$ , cuyos valores también se presentan en la tabla 4.2. Notamos que las líneas que recorren una mayor distancia en  $x$  son las líneas 3 y 4, en cambio las líneas 1 y 2 recorren una menor distancia ya que la línea 1 es prácticamente recta y la línea 2 llega a la mitad del dominio en  $x$ , siendo estas dos pertenecientes a la umbra. Las líneas 3 y 4 alcanzan velocidades de 170 y 200 km/s, respectivamente, siendo estos valores mayores que los calculados a partir de las observaciones, lo que se muestra en la figura 4.11(c) para su comparación. Si observamos la curva azul asociada al filtro de 171 Å vemos que las velocidades en la umbra y en la penumbra llegan a 65 y 70 km/s, respectivamente, y en la región tranquila a 80 km/s. Notar que en la figura 4.11(c) la línea asociada a 171 Å alcanza una distancia mayor a 20000 km, lo que es consistente con la longitud de la rendija observacional utilizada que cubre todo el diámetro de la mancha. En el caso numérico el origen se toma en la mitad de la mancha que corresponde a una distancia de aproximadamente 3000 km, indicado con una línea vertical violeta en la figura 4.11(b). La línea vertical amarilla indica el borde externo de la penumbra. Podemos concluir que la curva perteneciente a la línea 2 reproduce los valores de velocidad de la umbra y penumbra correspondiente a las observaciones en 171 Å para aproximadamente las mismas distancias pero con una aceleración mayor.

## 4.6. Análisis de periodicidades en la región de transición y corona

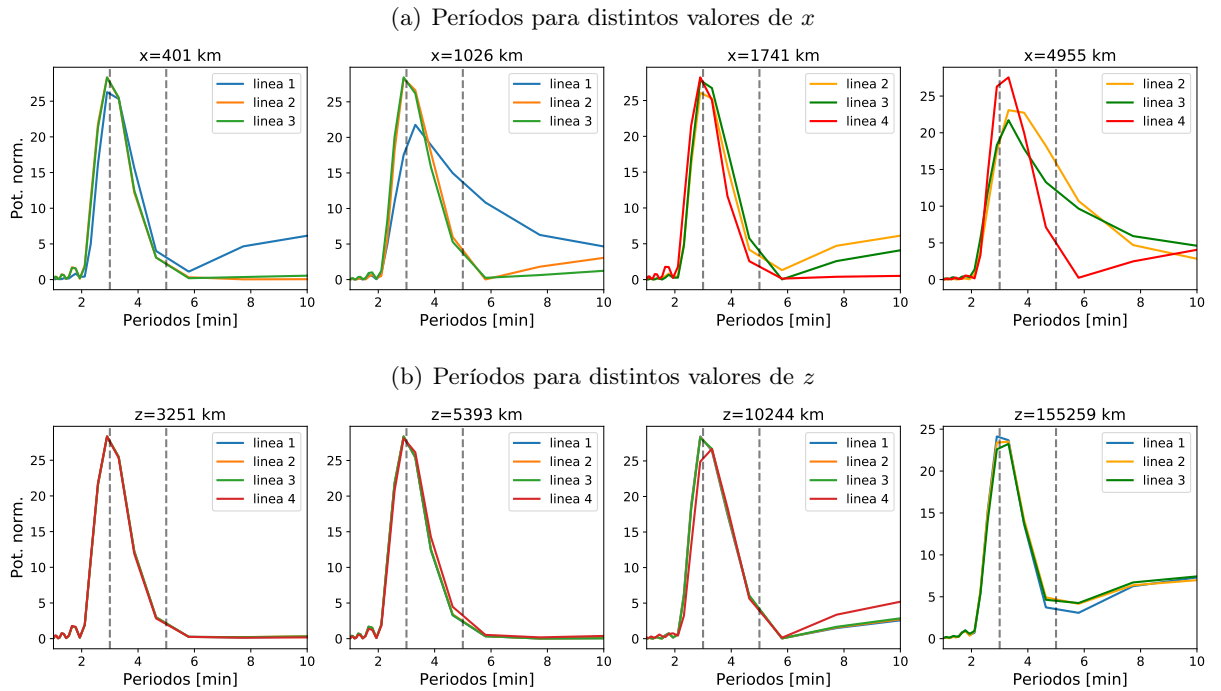
Para analizar los períodos fundamentales que se propagan desde la base fotosférica-cromosférica hacia la región de transición y corona, empleamos la rutina `Lomb-Scargle` de PYTHON para calcular los principales períodos de  $n^2(x, z, t)$  en todos los puntos de cada una de las líneas de campo analizadas en la sección previa. Antes de calcular los periodogramas filtramos la señal utilizando la temperatura de respuesta de cada filtro, pero nuevamente no encontramos diferencias entre los períodos obtenidos de los distintos filtros, por lo que solo vamos a mostrar el análisis correspondiente a 171 Å.

Se muestran los periodogramas calculados para cada línea de campo en la figura 4.12. En cada panel hay dos curvas, estas representan el periodograma obtenido para el primer punto (baja altitud) de la línea de campo en color azul, cuyas coordenadas  $(x, z)$  se indican en la parte superior derecha de cada panel, y en color naranja el periodograma resultante del último punto de dicha línea. Cada panel muestra cómo cambian los períodos de un punto a otro de la línea de campo de las descritas en la figura 4.3. Las líneas entrecortadas verticales señalan los períodos de 3 y 5 minutos. El primer punto de todas las líneas de campo pertenece a una temperatura de  $10^5$  K, correspondiente a la región de transición superior según nuestro modelo de estratificación, mientras que el último punto corresponde a una temperatura de  $2 \times 10^6$  K, perteneciente a la corona. De la figura podemos observar que el período fundamental corresponde al del forzado de 3 minutos, y que este cambia de 3 a 3.2 minutos cuando alcanza la corona, excepto para la línea 3 donde el período de la región de transición y el de la corona es el mismo. Este incremento de los períodos debido a que aumenta la inclinación de la línea respecto a la normal fue descrito por otros autores como [Sheeley et al. \(2014\)](#), [Reznikova & Shibasaki \(2012\)](#) y [Jess et al. \(2012\)](#). También se muestra en la figura 4.12 que se excitan períodos mayores a 3 minutos pero son de baja amplitud.

Combinando los periodogramas para las distintas líneas podemos ver cómo cambian los períodos en función de la distancia proyectada  $x$  y de la profundidad  $z$ . Para ello tomamos un determinado valor de  $x$  y calculamos los periodogramas de cada línea, el mismo cálculo se realiza considerando la coordenada  $z$ . Repetimos esta operación para varios valores de  $x$  y  $z$ . Se muestran estos periodogramas combinados en función de la distancia en el plano del cielo ( $x$ ) en la figura 4.13(a) y en función de la altura ( $z$ , plano normal a la visual) en la figura 4.13(b). Los valores de  $x$  y  $z$  tenidos en cuenta se muestran en el título de cada gráfico. Debido a que la línea 1 alcanza su mayor valor de  $x$  en 1027 km, no aparece en los paneles 3 y 4 de la figura 4.13(a). De la misma forma debido a que la línea 4 comienza en  $x = 1741$  km no se muestra en

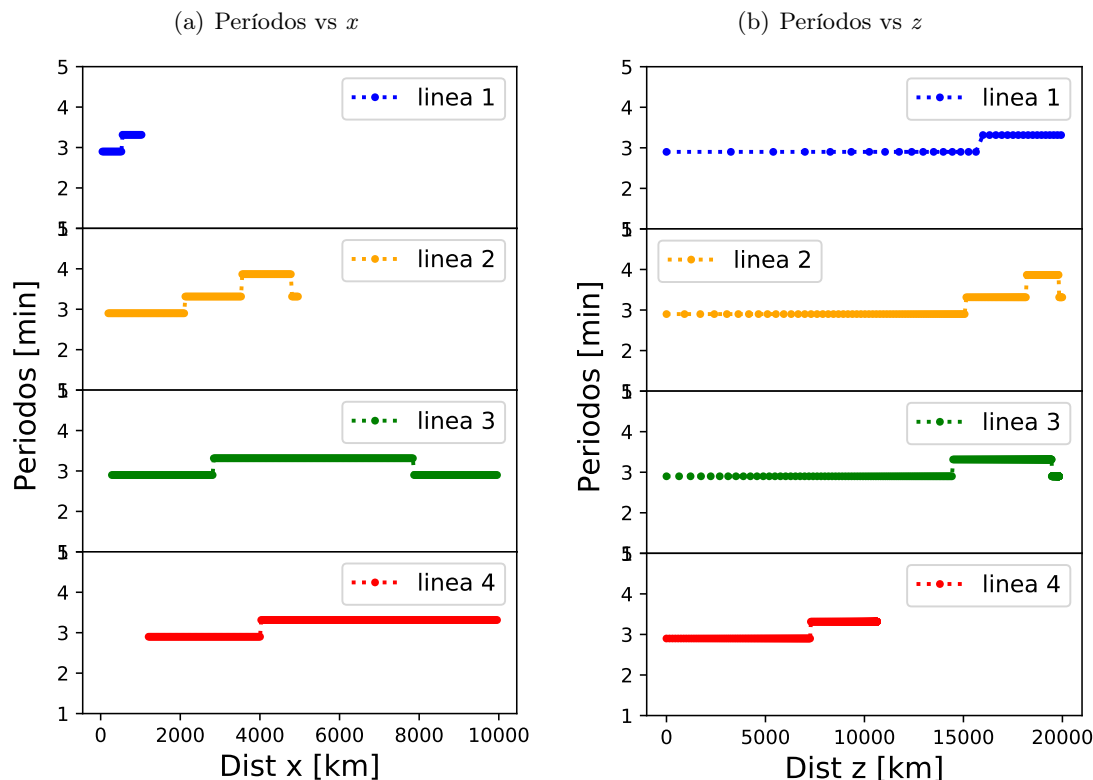


**Fig. 4.12:** Periodogramas obtenidos a partir de  $n^2(x, z, t)$  modulado por la temperatura de respuesta de  $171 \text{ \AA}$ . Cada panel corresponde al periodograma de una línea de campo, las curvas azules muestran los períodos para el primer punto de la respectiva línea (región de transición alta) y las curvas anaranjadas muestran los períodos fundamentales para el último punto de la línea de campo (corona). Las líneas entrecortadas verticales indican los períodos de 3 y 5 minutos.



**Fig. 4.13:** (a) Periodogramas calculados a diferentes distancias desde el origen de la umbra para distintas líneas de campo. Cada panel representa en líneas sólidas de distintos colores y a la misma distancia  $x$  el periodograma de las líneas indicadas en la correspondiente leyenda. (b) Periodogramas calculados a distintas alturas desde la base fotosférica-cromosférica para las líneas de campo.

los paneles 1 y 2. Se observa que la línea 1 cambia su período en una corta distancia, de  $x = 401$  a  $x = 1026$  km, en cambio los períodos de las líneas 2 y 3 no se ven afectados, si bien han recorrido la misma distancia en  $x$  que la línea 1. Se muestra que para la línea 1 en  $x = 401$  km y  $x = 1026$  km se excitan períodos mayores a 3 minutos. En  $x = 1740$  km los períodos de las tres líneas son iguales y de la misma amplitud, si bien hay períodos mayores excitados, los períodos para las tres líneas parecieran estar confinados a 3 minutos. Para  $x = 4955$  km los períodos predominantes de las líneas tienen un corrimiento de 3 a 3.2 minutos y en todos los casos aparecen períodos mayores a 4 minutos con intensidades no despreciables. Teniendo en cuenta que los tres primeros paneles de la figura 4.13(a) corresponden a la zona de la umbra y el último a la penumbra, se puede hacer una comparación con la figura 3.14 de las observaciones correspondiente a  $171 \text{ \AA}$ . En términos generales, en la umbra el período dominante es el de 3 minutos y en la penumbra se excitan períodos más grandes. No se discriminan picos en los períodos mayores a 4 minutos debido a que las simulaciones son relativamente cortas. Además el forzado es una función gaussiana de pequeña dispersión alrededor de 3 minutos por lo que no es esperable una amplificación importante de los períodos de 5 minutos como se describe en las observaciones, lo cual sugiere que el forzado podría implicar una combinación de frecuencias.



**Fig. 4.14:** (a) Períodos fundamentales obtenidos a partir de los periodogramas calculados sobre  $n^2(x, z, t)$  en función de la distancia en el plano de la visual cuyo origen se encuentra en el centro de la umbra. (b) Períodos fundamentales en función de la profundidad.

En la figura 4.13(b) se muestran los periodogramas para las líneas de campo en distintas alturas sobre la fotosfera. Vemos que los períodos fundamentales para las distintas líneas a la misma altura son iguales, a pesar de que cada línea tiene una inclinación diferente.

Para profundizar la descripción acerca de cómo cambian los períodos desde la base fotosférica-cromosférica hasta la corona, calculamos los períodos fundamentales para todas las líneas de campo sin modular  $n^2$  por la temperatura de respuesta. En la figura 4.14(a) se muestran los períodos en función de  $x$  (distancia en el plano de la visual) y en la figura 4.14(b) en función de  $z$  (altura). De la figura 4.14(a) vemos que los períodos aumentan gradualmente a medida que la distancia desde el centro de la umbra crece, al igual que lo obtenido a partir de las observaciones de las figuras 3.15 y 3.18. También se observan algunos decaimientos en período, lo que puede deberse a un efecto de rebote en el contorno superior del dominio. En la línea 4 no se observa este decaimiento debido posiblemente a que no alcanza el borde superior. Vemos que los períodos de las distintas líneas cambian a diferentes distancias del origen, siendo mayores para las líneas más inclinadas. Dado que en las observaciones no podemos discernir las distintas líneas, los períodos son observados en forma superpuesta. En la figura 4.14(b) se observa que los períodos de las



distintas líneas cambian a diferentes alturas, lo que sugiere que podría ser la inclinación de las líneas la que esté afectando los períodos, ya que a las mismas alturas no todas las líneas tienen el mismo ángulo respecto a la vertical.

Podemos concluir que en términos generales se reproducen los períodos de la umbra y el corrimiento hacia períodos más grandes a medida que la curvatura de campo aumenta. Sin embargo una característica de la figura 4.14(b) en comparación con las figuras respectivas 3.15 y 3.18 es que no se encuentran períodos predominantes de 5 minutos o mayores.

## 4.7. Estudio analítico de las frecuencias naturales

Siguiendo la línea del estudio realizado por [Costa et al. \(2018\)](#), en este trabajo en proceso de escritura (Zurbriggen, Sieyra y Costa, 2019) además de considerar una temperatura variable y una atmósfera estratificada se introdujo un peso molecular medio variable  $\mu(z)$ . En regiones donde la temperatura varía abruptamente alrededor de  $10^5$ K (región de transición) el  $\mu(z)$  puede variar en más de un 100 % debido a cambios en la composición de las especies que forman el plasma (ver en líneas discontinuas de la figura 4.15 la variación de  $\mu$  en función de la altura).

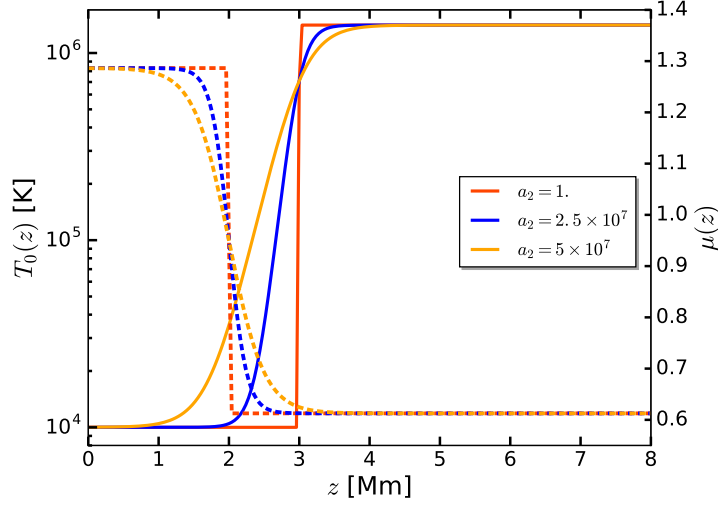
Los modelos analíticos propuestos para describir la variación de temperatura y peso molecular medio en función de la altura son:

$$T_0(z) = a_0 \tanh\left(\frac{z - a_1}{a_2}\right) + a_3, \quad (4.21)$$

$$\mu(z) = -b_0 \tanh\left(\frac{z - b_1}{a_2}\right) + b_3. \quad (4.22)$$

siendo  $T_0(z = 0 \text{ Mm}) = 1 \times 10^4 \text{ K}$  y  $T_0(z = 8 \text{ Mm}) = 1.4 \times 10^6 \text{ K}$ , donde  $z = 0$  representa la base de la cromósfera. Este perfil es el mismo que el utilizado en las simulaciones pero con parámetros levemente diferentes. Los parámetros elegidos para garantizar las temperaturas mencionadas en ambos extremos son  $a_0 = 7 \times 10^5 \text{ K}$ ,  $a_1 = 3 \times 10^8 \text{ cm}$  y  $a_3 = 7.1 \times 10^5 \text{ K}$ . Variando el parámetro  $a_2$  desde valores menores a mayores la región de transición cambia de un perfil de crecimiento abrupto a otros más suaves, este comportamiento se puede observar en líneas sólidas en la figura 4.15. El campo magnético utilizado es un campo de tubo de flujo exponencialmente divergente  $B_z(z) = B_0 \exp(-z/l)$  donde  $B_0$  es el valor de campo en el borde inferior y  $l$  es la escala de altura de campo.

El trabajo realizado analiza las ondas magnetoacústicas de gravedad axisimétricas en un tubo de flujo radialmente estrecho considerando una atmósfera estratificada en equilibrio. Las ecuaciones magnetohidrodinámicas a resolver son las correspondientes a la aproximación de tubo magnético fino. Esta aproximación supone que el tubo de flujo es axisimétrico, no-torsional, no-rotante y carece de flujo de plasma estacionario. También implica que la longitud de onda



**Fig. 4.15:** Temperatura  $T_0(z)$  en función de la altura  $z$  para diferentes valores de  $a_2$  (línea sólida), cambiando de una región de transición más abrupta a una más suave. Peso atómico medio correspondiente a cada temperatura en función de la altura (líneas discontinuas). Figura tomada de Zurbriggen et al. 2019, en preparación.

magnetoacústica lenta es mucho mayor que el radio del tubo. Esta suposición junto con una evolución libre de divergencia son aseguradas considerando una variación lineal en la componente radial del campo magnético y una componente axial constante.

Las ecuaciones MHD que describen el equilibrio del tubo de flujo con la atmósfera circundante son:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\rho v + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) &= 0 \\
 \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \\
 \frac{\partial B}{\partial t} + 2vB + u \frac{\partial B}{\partial z} &= 0 \\
 \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{\gamma p}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \\
 p(z, t) &= \frac{R_g}{\mu(z)} \rho(z, t) T(z, t)
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

Considerando ahora perturbaciones lineales alrededor del equilibrio (de la forma de la ecuación (4.5) pero con perturbaciones lineales) y reemplazando en la ecuación (4.23), conservando solo los términos de primer orden se obtiene un nuevo set de ecuaciones:

$$\frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial B_1}{\partial t} + c_0^2 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} - u \frac{dp_0}{dz} + c_0^2 u \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \tag{4.24}$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \rho_1 g - \frac{B_0}{4\pi} \frac{\partial B_1}{\partial z} - \frac{B_1}{4\pi} \frac{dB_0}{dz} = 0 \tag{4.25}$$

$$\rho_0 \frac{\partial B_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{dB_0}{dz} u - B_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} - B_0 \frac{d\rho_0}{dz} u - B_0 \rho_0 \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \tag{4.26}$$

donde  $c_0^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0} = \frac{\gamma R_g T_0}{\mu_0}$  es la velocidad del sonido en equilibrio.

Luego derivando la ecuación (4.25) respecto a  $t$  y la ecuación (4.26) respecto a  $z$  y reacomodando términos, agrupando en factores de  $u$  y sus derivadas, se obtiene la siguiente ecuación de onda que describe la dinámica de tubo de flujo magnético fino:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_T^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial u}{\partial z} \left[ \frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dz} c_T^2 \frac{V_A^2 - c_0^2}{V_A^2 + c_0^2} + \gamma g \frac{c_T^4}{c_0^4} \right] + \\ u \left[ \frac{1}{B_0} \frac{d^2 B_0}{dz^2} c_T^2 + \frac{1}{B_0^2} \left( \frac{dB_0}{dz} \right)^2 c_T^2 \frac{c_0^2 - V_A^2}{c_0^2 + V_A^2} + \right. \\ \left. \frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dz} g \frac{c_T^4}{c_0^4} \left( 3 \frac{c_0^2}{V_A^2} + 1 - \gamma \right) + g^2 \frac{c_T^4}{c_0^2 V_A^2} \left( \frac{\gamma - 1}{c_T^2} + \frac{\gamma}{c_0^2} \right) + \right. \\ \left. \frac{2gc_0}{c_0^2 + V_A^2} c_0' \right] = 0 \end{aligned} \quad (4.27)$$

donde  $c_0' = dc_0/dz$ ,  $V_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$  es la velocidad de Alfvén de equilibrio y  $c_T = c_0 V_A/\sqrt{c_0^2 + V_A^2}$  es la velocidad de equilibrio del tubo de flujo. El perfil de densidad  $\rho_0(z)$ , la escala de altura  $H(z)$  y la frecuencia de Brunt-Väisälä  $N(z)$  para esta ecuación quedan <sup>1</sup>:

$$\rho_0(z) = \rho_0(z_0) \frac{c_0^2(z_0)}{c_0^2(z)} \frac{\mu(z)}{\mu(z_0)} \exp \left( - \int_{z_0}^z \frac{d\tilde{z}}{H(\tilde{z})} \right) \quad (4.28)$$

$$\frac{1}{H(z)} \equiv \frac{g\mu(z)}{R_g T_0(z)} = -\frac{\rho_0'}{\rho_0} - \frac{T_0'}{T_0} + \frac{\mu_0'}{\mu_0}, \quad (4.29)$$

$$N^2(z) \equiv g \left( \frac{1}{\gamma} \frac{p_0'(z)}{p_0(z)} - \frac{\rho_0'(z)}{\rho_0(z)} \right) = (\gamma - 1) \frac{g^2}{c_0^2} + g \frac{T_0'}{T_0} - g \frac{\mu_0'}{\mu_0}. \quad (4.30)$$

La ecuación (4.27) se puede reescribir la forma de la ecuación de Klein-Gordon para la variable  $U$ :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - c_T^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \omega_u^2 U = 0 \quad (4.31)$$

Por lo que la frecuencia de corte al cuadrado resulta de la siguiente forma:

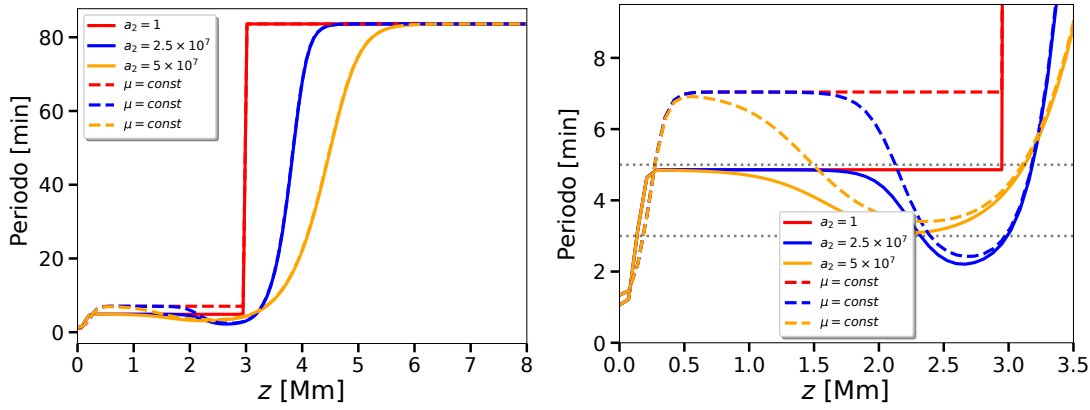
$$\omega_u^2 = -c_T^2 (\psi)'^2 - c_T^2 \psi'' + K_1 \psi' + K_2. \quad (4.32)$$

donde  $u = e^{\psi(z)} U(z)$  y  $\psi' = K_1/(2c_T^2)$  y  $K_1$  y  $K_2$  son:

$$K_1 = \frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dz} c_T^2 \frac{V_A^2 - c_0^2}{V_A^2 + c_0^2} + g\gamma \frac{c_T^4}{c_0^4} \quad (4.33)$$

$$\begin{aligned} K_2 = & \frac{1}{B_0} \frac{d^2 B_0}{dz^2} c_T^2 + \frac{1}{B_0^2} \left( \frac{dB_0}{dz} \right)^2 c_T^2 \frac{c_0^2 - V_A^2}{c_0^2 + V_A^2} \\ & + \frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dz} g \frac{c_T^4}{c_0^4} \left( 3 \frac{c_0^2}{V_A^2} + 1 - \gamma \right) + g^2 \frac{c_T^4}{c_0^2 V_A^2} \left( \frac{\gamma - 1}{c_T^2} + \frac{\gamma}{c_0^2} \right) \\ & + \frac{2gc_0}{c_0^2 + V_A^2} c_0' \end{aligned} \quad (4.34)$$

<sup>1</sup>Para simplificar la notación todas las variables con subíndice cero representan las funciones del equilibrio dependientes de la componente  $z$  y todas las variables primadas son derivadas total respecto de  $z$ .



**Fig. 4.16:** (a) Períodos de corte de las ondas magnetoacústicas de gravedad para tres perfiles de temperatura diferentes, variando  $a_2$ , con un campo magnético fijo con  $B_0 = 10.0$  G y  $l = 0.2H(z = 0)$ . En línea sólida se muestran los perfiles para  $\mu(z)$  y en línea discontinua  $\mu = cte$ . Las líneas de puntos horizontales muestran la ubicación de los períodos de 3 y 5 minutos. (b) Ampliación de (a). Figura tomada de Zurbriggen et al. 2019, en preparación.

A partir de distintos parámetros utilizados en las expresiones analíticas de los modelos de temperatura, peso molecular medio y campo magnético, se obtuvieron con la ecuación (4.32) valores de la frecuencia de corte para diversos casos. Estos períodos no solo representan los valores de corte sino que según Lamb (1932) se corresponden a los modos de resonancia del sistema. En particular en la figura 4.16 se muestran los resultados de los períodos de corte en un rango de  $z$  de  $[0 - 6]$  Mm en el panel izquierdo y en el panel derecho una ampliación de este mismo gráfico en un rango de  $[0 - 3.5]$  Mm. En línea sólida se muestran los resultados para  $\mu_0 = \mu_0(z)$  y en línea discontinua para  $\mu = cte$ , ambos obtenidos con un campo magnético con  $B_0 = 10.0$  G y  $l = 0.2H(z = 0)$  y diferentes valores de  $a_2$ , los cuales implican diferentes perfiles de temperatura y de  $\mu$  en el caso variable. Vemos de la figura 4.16 que para alturas corales, superiores a la región de transición ( $z = 3$  Mm), se pueden encontrar un amplio rango de períodos permitidos (todos los que están debajo de la curva) y no difieren entre  $\mu = cte$  y  $\mu(z)$ . Esto es razonable dado que en la corona, al estar el medio completamente ionizado,  $\mu(z)$  resulta constante. Mientras más suaves sean los perfiles de temperatura, más restringidos son los períodos en la región de transición, permitiendo períodos mayores a alturas mayores. En cambio por debajo de la región de transición los períodos permitidos son menores a 7 minutos para el caso de  $\mu = cte$  y menores a 5 minutos para  $\mu(z)$ , consistente con la descripción usual de la literatura y los resultados del capítulo 3. En particular en alturas cercanas a cero (fotosfera), los períodos son menores a 1.5 minutos y crecen gradualmente a medida que la altura aumenta. Cerca de la región de transición los períodos permitidos vuelven a decrecer. Comparando  $\mu$  variable y  $\mu = cte$  los períodos difieren, siendo menores para el caso de  $\mu(z)$ . Por ejemplo en  $z = 0.5$  Mm

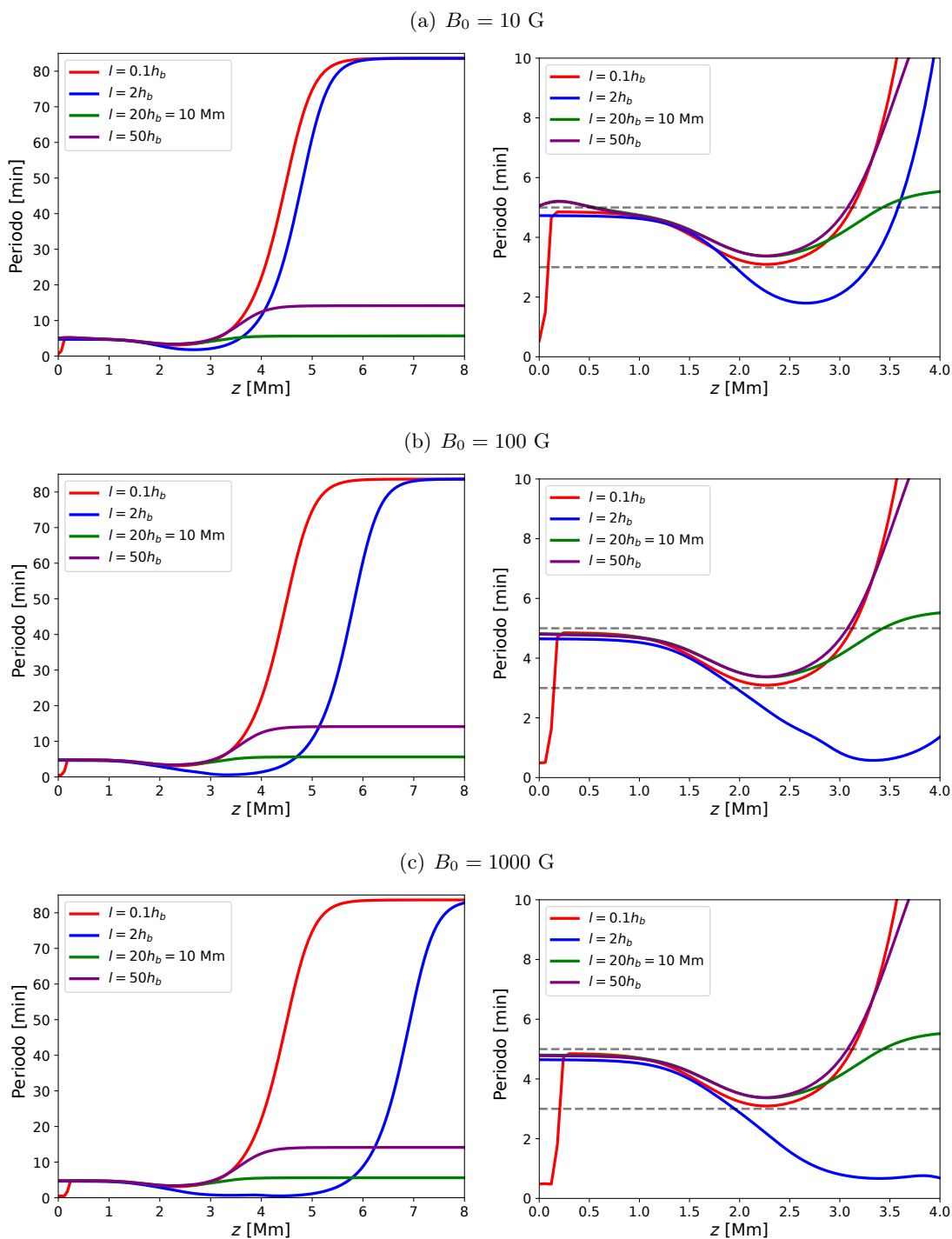
los períodos decrecen de 7 ( $\mu = cte$ ) a 4.8 minutos ( $\mu(z)$ ).

Analizamos los períodos de corte para distintos valores e inclinaciones de campo magnético fijando el perfil de temperatura y de  $\mu(z)$  tomando  $a_2 = 5 \times 10^7$  cm. Se muestran los resultados obtenidos en la figura 4.17(a) considerando  $B_0 = 10$  G, figura 4.17(b) con  $B_0 = 100$  G y figura 4.17(c) con  $B_0 = 1000$  G. Los valores de  $l$  representan distintas inclinaciones de campo, siendo  $l = 0.1h_b$  una inclinación mayor y  $l = 50h_b$  una inclinación menor (prácticamente vertical),  $h_b = H(z = 0)$ . Los paneles de la izquierda muestran los períodos de corte en un rango de [0 - 8] Mm y los paneles de la derecha exhiben una ampliación de la zona entre [0 - 4] Mm.

Vemos que, independientemente de la intensidad de campo, para los casos con mayor inclinación ( $l = 0.1h_b, 2h_b$ ) de la figura 4.17 los períodos normales en la corona (columna izquierda) son de alrededor de 80 minutos. Esto da cuenta de la amplitud de períodos observados en las regiones coronales descrita por [De Moortel & Nakariakov \(2012\)](#). Para  $l = 0.1h_b$  los períodos de corte son prácticamente independientes de la intensidad de campo, mientras que para  $l = 2h_b$  (una inclinación típica de los campos de la penumbra) éstos cambian con la intensidad, observando la curva azul en las figuras 4.17(a), 4.17(b) y 4.17(c) vemos que a medida que crece la intensidad se desplaza la altura a la que se observan períodos mayores, sobrepasando la ubicación de la región de transición. Para los campos menos inclinados ( $l = 20h_b, 50h_b$ ) representando la inclinación de los campos de la umbra los períodos observados en la corona son menores, para  $l = 20h_b$  menores a 6 minutos y para  $l = 50h_b$  menor a 15 minutos. Estos dos últimos casos son independientes de la intensidad de campo.

Ahora miremos el panel de la derecha de la figura 4.17 donde observamos los períodos de corte para la base fotosférica-cromosférica y región de transición inferior. Los períodos permitidos en la base  $z = 0$  para las distintas inclinaciones de campo son menores a 5 minutos, excepto para el caso de  $B_0 = 10$  G, ver panel derecho de la figura 4.17(a), donde se observa que para las longitudes  $l = 20h_b, 50h_b$  los períodos son levemente superiores a 5 minutos. En el caso particular de  $l = 0.1h_b$  los períodos son menores a 1 minuto, representando una situación irreal dado que corresponde a un tubo fino muy inclinado, en el 10% de la escala de altura. Cercano a la región de transición (paneles de la derecha) la curvatura correspondiente a  $l = 2h_b$  cambia significativamente con la intensidad de campo magnético, lo que también se ve reflejado en el análisis hecho sobre la corona (paneles de la izquierda). En la figura 4.17(a) los períodos crecen donde comienza la región de transición, y en las figuras 4.17(b) y 4.17(c) se observa como este crecimiento se desplaza hacia la derecha, haciendo que los períodos permitidos en la región de transición sean chicos. Los períodos asociados a los otros valores de  $l$  no cambian significativamente con la intensidad de campo.

Comparando estos resultados con los de las figuras 3.15 y 3.18 podemos tomar la curva



**Fig. 4.17:** Períodos de corte magnetacústicos de gravedad en función de la altura considerando  $a_2 = 5 \times 10^7$  cm y distintas inclinaciones de campo expresadas por los valores de  $l$  con  $B_0$  de (a) 10 G, (b) 100 G y (c) 1000 G. Los paneles de la columna izquierda muestran los períodos en un rango de  $z = [0 - 8]$  Mm y los paneles de la derecha en  $z = [0 - 4]$  Mm. Las líneas discontinuas horizontales en el los paneles de la derecha indican los períodos típicos heliosismológicos de 3 y 5 minutos.

correspondiente a  $l = 20h_b$  para tratar de explicar los períodos obtenidos a partir de las observaciones. Los períodos asociados a esta curva (figura 4.17) son menores a 5 minutos en la fotosfera-cromósfera, luego disminuyen hasta casi 3 minutos y en la región de transición aumenta hasta 5.5 minutos, valor que conserva en la corona. Los periodogramas obtenidos de las observaciones relativos a la umbra en los distintos filtros pueden compararse con el caso de 1000 G (figura 4.17(c)), los de la penumbra con  $B_0 = 100\text{G}$  (figura 4.17(b)) y los del sol tranquilo con 10 G (figura 4.17(a)). En las observaciones los períodos se encuentran entre 2.5 y 5 minutos para la umbra y la penumbra, al igual que los períodos asociados a  $l = 20h_b$ . Los períodos mayores a 6 minutos que encontramos en el sol quieto a nivel de la corona pueden explicarse con la curva  $l = 50h_b$ .

Resumiendo, mediante el modelo de modos normales entendido como la respuesta de la atmósfera ante perturbaciones podemos explicar los períodos observados.

## 4.8. Conclusiones

Una discusión presente en la literatura es si el origen de la variabilidad periódica observada en la emisión en manchas solares se debe a un forzado desde las bases fotosféricas producidas por los modos- $p$  o si es la respuesta del medio (modos normales) ante perturbaciones. Para tal fin se realizaron distintas indagaciones, por un lado se propuso un modelo numérico de oscilaciones forzadas con los períodos heliosismológicos típicos y por otro lado un estudio analítico sobre los modos normales posibles de propagarse en la atmósfera solar.

Con respecto al enfoque numérico simulamos la estructura de abanico asociada a una mancha solar con una configuración magnética simple en una atmósfera estratificada gravitacionalmente considerando un perfil de temperatura que emula la inversión térmica. Para este modelo fue necesario implementar un método numérico que integra los apartamientos de las variables sobre una configuración en equilibrio magnetohidrostático. El modelo contempla las regiones de umbra y parte de la penumbra con dimensiones tomadas de las observaciones presentadas en el Capítulo 3. La frecuencia del forzado y su distribución espacial también se corresponden con dichas observaciones. Se realizó un estudio cinemático a partir de la medida de emisión sintética obtenida de las simulaciones. Luego de considerar la función respuesta de temperatura de los distintos filtros y dada la simplicidad del modelo numérico, nos restringimos al análisis del filtro de 171 Å. Pudimos reproducir el mapa  $d - t$  para este filtro y obtuvimos velocidades de propagación a lo largo de las líneas de campo típicas de los modos magnetoacústicos lentos. Considerando el efecto de proyección sobre la visual pudimos replicar el fenómeno de aceleración reportado por los mapas observacionales  $d - t$  correspondientes a 171 Å del capítulo 3. Obtuvimos valores de

velocidad alrededor de 50 km/s similares a las observadas en la umbra y penumbra a las mismas distancias. Consistentemente con las conclusiones del Capítulo 3 confirmamos que los valores de las velocidades obtenidos y el perfil de aceleración son un efecto de proyección.

Se realizó también un estudio de periodicidades en la umbra y penumbra considerando toda la atmósfera. En la umbra se obtuvo como período dominante el período del forzado, alrededor de 3 minutos. A medida que la inclinación de la línea aumenta el período tiene un corrimiento de 3 a 3.2 minutos y un aumento de las amplitudes de los períodos mayores a 4 minutos. Los resultados son consistentes con las observaciones del Capítulo 3 y con resultados reportados en la literatura ([Jess et al. 2012](#); [Sheeley et al. 2014](#)).

Se realizó un estudio de modos normales entendidos como la respuesta natural no forzada de la atmósfera ante perturbaciones. El modelo analítico considera la aproximación de tubo fino en una atmósfera estratificada de la misma manera que en el caso numérico con campo magnético solenoidal y un peso molecular medio variable. Se obtuvieron los períodos de corte para distintas inclinaciones e intensidades de campo magnético. Vemos que los períodos obtenidos son comparables con los observados para las distintas regiones analizadas en los distintos filtros. En la umbra y penumbra se encuentran períodos de 2.5 a 5 minutos y en la corona del sol quieto los períodos llegan hasta 15 minutos.

Como conclusión final de este capítulo afirmamos que, dentro de los límites de las aproximaciones realizadas, dados los valores de velocidad y las periodicidades encontradas, tanto el modelo de forzamiento desde las bases fotosféricas-cromosféricas como el modelo de modos propios de la atmósfera solar son capaces de explicar en gran parte las características observadas del fenómeno estudiado. Retomaremos esta discusión en las conclusiones generales de la tesis.



**BIBLIOGRAFÍA**

- Afanasyev, A. N. & Nakariakov, V. M. 2015, *A&A*, 582, A57
- Aschwanden, M. J. 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* (2nd edition)
- Bel, N. & Leroy, B. 1977, *A&A*, 55, 239
- Bogdan, T. J., Carlsson, M., Hansteen, V. H., et al. 2003, *APJ*, 599, 626
- Cally, P. S. & Bogdan, T. J. 1997, *APJL*, 486, L67
- Cally, P. S. & Moradi, H. 2013, *MNRAS*, 435, 2589
- Cameron, R., Gizon, L., & Duvall, Jr., T. L. 2008, *SOL. PHYS.*, 251, 291
- Cargill, P. J., Spicer, D. S., & Zalesak, S. T. 1997, *APJ*, 488, 854
- Costa, A., Schneider, M., & Zurbriggen, E. 2018, *MNRAS*, 480, 623
- De Moortel, I. & Nakariakov, V. M. 2012, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 370, 3193
- De Pontieu, B., McIntosh, S., Martinez-Sykora, J., Peter, H., & Pereira, T. M. D. 2015, *APJL*, 799, L12
- Esquivel, A. & Raga, A. C. 2013, *ApJ*, 779, 111
- Esquivel, A., Raga, A. C., Cantó, J., & Rodríguez-González, A. 2009, *A&A*, 507, 855
- Felipe, T., Khomenko, E., & Collados, M. 2010, *APJ*, 719, 357
- Fleck, B. & Schmitz, F. 1991, *A&A*, 250, 235
- Gontikakis, C., Archontis, V., & Tsinganos, K. 2009, *A&A*, 506, L45
- Hanasoge, S. M. 2008, *APJ*, 680, 1457
- Hara, H., Watanabe, T., Harra, L. K., et al. 2008, *APJL*, 678, L67
- Hasan, S. S., Kalkofen, W., van Ballegooijen, A. A., & Ulmschneider, P. 2003, *APJ*, 585, 1138
- Hasan, S. S. & Ulmschneider, P. 2004, *A&A*, 422, 1085

- Hasan, S. S., van Ballegooijen, A. A., Kalkofen, W., & Steiner, O. 2005, *APJ*, 631, 1270
- Hindman, B. W. & Jain, R. 2008, *APJ*, 677, 769
- Jess, D. B., De Moortel, I., Mathioudakis, M., et al. 2012, *APJ*, 757, 160
- Jess, D. B., Reznikova, V. E., Van Doorselaere, T., Keys, P. H., & Mackay, D. H. 2013, *APJ*, 779, 168
- Khomenko, E. & Collados, M. 2006, *APJ*, 653, 739
- Khomenko, E. & Collados, M. 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 6
- Khomenko, E., Collados, M., & Felipe, T. 2008, *SOL. PHYS.*, 251, 589
- Khomenko, E., Kosovichev, A., Collados, M., Parchevsky, K., & Olshevsky, V. 2009, *APJ*, 694, 411
- Lamb, H. 1932, *Hydrodynamics*
- Miyoshi, T., Terada, N., Matsumoto, Y., et al. 2010, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38, 2236
- Moradi, H., Hanasoge, S. M., & Cally, P. S. 2009, *APJL*, 690, L72
- Ofman, L., Wang, T. J., & Davila, J. M. 2012, *APJ*, 754, 111
- Parchevsky, K. V. & Kosovichev, A. G. 2009, *APJ*, 694, 573
- Powell, K. G., Roe, P. L., Linde, T. J., Gombosi, T. I., & De Zeeuw, D. L. 1999, *Journal of Computational Physics*, 154, 284
- Reznikova, V. E. & Shibasaki, K. 2012, *APJ*, 756, 35
- Roberts, B. 2006, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 364, 447
- Rosenthal, C. S., Bogdan, T. J., Carlsson, M., et al. 2002, *APJ*, 564, 508
- Santamaria, I. C., Khomenko, E., & Collados, M. 2015, *A&A*, 577, A70
- Sheeley, Jr., N. R., Warren, H. P., Lee, J., et al. 2014, *APJ*, 797, 131
- Shelyag, S., Zharkov, S., Fedun, V., Erdélyi, R., & Thompson, M. J. 2009, *A&A*, 501, 735
- Tanaka, T. 1994, *Journal of Computational Physics*, 111, 381

Thomas, J. H. 1982, APJ, 262, 760

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, APJS, 45, 635

Wang, T. J., Ofman, L., Davila, J. M., & Mariska, J. T. 2009, A&A, 503, L25

Yokoyama, T. & Shibata, K. 1995, NATURE, 375, 42

Zhao, J., Felipe, T., Chen, R., & Khomenko, E. 2016, APJL, 830, L17

Zhugzhda, I. D. & Dzhililov, N. S. 1984, A&A, 132, 45

Zingale, M., Dursi, L. J., ZuHone, J., et al. 2002, APJS, 143, 539



---

## Un estudio sistemático de deflexiones de eyecciones coronales de masa

---

Se describen los métodos utilizados y las principales características de los eventos analizados para determinar deflexiones de eyecciones coronales de masa. Este es un trabajo en proceso en colaboración con M. Cécere, H. Cremades, G. Stenborg y el equipo de trabajo del instrumento *SWAP/PROBA2*.

### 5.1. Introducción

Como vimos en la sección 1.3 del Capítulo 1, las eyecciones coronales de masa (más comúnmente llamadas CMEs por sus siglas en inglés) son las principales precursoras de tormentas geomagnéticas. El estudio de su dirección de propagación a través de la baja corona solar y el medio interplanetario, junto con la configuración de su campo magnético y su perfil cinemático, es crucial para estimar su potencial geoelectivo. La mayoría de los trabajos presentes en la literatura han tratado de determinar el tiempo de llegada de las CMEs a Tierra (por ejemplo [Mays et al. 2015](#)). Pero también es de vital importancia la caracterización del ambiente coronal donde se desarrolla la CME para analizar los factores que puedan influenciar su trayectoria y así poder determinar con mayor exactitud la probabilidad de un encuentro con la Tierra. Un fenómeno observado es el cambio de trayectoria o **deflexión**. La deflexión de una CME es el apartamiento de la dirección radial original de propagación y comúnmente ocurre durante la fase inicial de la

eyección (Gosling et al. 1987; Vandas et al. 1996; Wang et al. 2004; Gui et al. 2011; Lugaz et al. 2011; Shen et al. 2011; Kay et al. 2013, 2016; Rollett et al. 2014; Möstl et al. 2015).

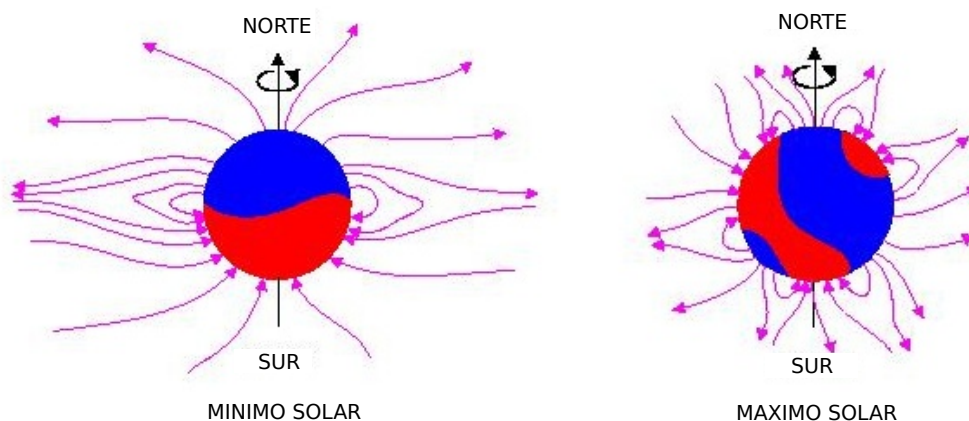
Las deflexiones de CMES han sido observadas desde los inicios de la coronografía espacial (Hildner 1977; MacQueen et al. 1986). Hildner (1977) a través de observaciones realizadas por *Skylab* notó un movimiento sistemático de las CMES hacia el ecuador solar mientras que MacQueen et al. (1986) encontraron evidencias de deflexiones en observaciones hechas por *Solar Maximum Mission* aunque no confirmaron que dicho movimiento hacia el ecuador fuera sistemático. Con el lanzamiento de las naves gemelas *STEREO*, las CMES se pudieron observar simultáneamente desde distintos puntos de vista. Estas perspectivas adicionales, combinadas con técnicas de reconstrucción estereoscópica, confirmaron que las deflexiones pueden ocurrir tanto en latitud como en longitud (Isavnin et al. 2013; Liewer et al. 2015).

### Características de las deflexiones de CMES

Las deflexiones son dependientes del ciclo solar, es decir, dependen de la actividad y configuración magnética del Sol. Cuando el Sol se encuentra cercano al mínimo solar, el campo magnético es aproximadamente el de un dipolo. En esta configuración la HCS (*Heliospheric Current Sheet*), región de mínima energía magnética, es prácticamente plana y yace sobre el plano del ecuador solar. Los agujeros coronales se encuentran cerca de los polos. En cambio cuando el Sol se encuentra cercano a un máximo solar, el campo magnético y la distribución de energía magnética se vuelven más complejos, por lo tanto la HCS deja de ser tan uniforme y planar. Las posiciones de los agujeros coronales se extienden a bajas latitudes. Ambas configuraciones de campo magnético se muestran en los esquemas de la figura 5.1. Los ángulos de posición (coordenada angular en el plano del cielo) de las CMES en épocas de mínimo solar están más confinados a la región ecuatorial y para épocas de máximo se esparcen por todas las posiciones (Howard et al. 1985). Algunos autores encuentran que las deflexiones son principalmente hacia el ecuador en épocas de mínimo (Plunkett et al. 2001; Cremades & Bothmer 2004; Cremades et al. 2006; Kilpua et al. 2009; Byrne et al. 2010; Isavnin et al. 2014) y en épocas de máximo fluctúan entre el ecuador y los polos (Cremades & Bothmer 2004; Manchester et al. 2017).

### Posibles causas de deflexión

A partir del análisis de una serie de eventos observados por los coronógrafos SOHO/LASCO, Cremades et al. (2006) encontraron una conexión entre las deflexiones de las CMES y la ubicación y área de agujeros coronales. Posteriormente Gopalswamy et al. (2009) sugirieron además una conexión con la intensidad del campo magnético de los agujeros coronales, actuando como una pared magnética que afecta la trayectoria de la CME cuando las erupciones se dan cercanas a



**Fig. 5.1:** Configuración de campo magnético del Sol en un mínimo solar (izquierda) y en un máximo solar (derecha).

estos. Varios autores llegan a la misma conclusión a partir de estudios realizados con imágenes de los telescopios gemelos a bordo de *STEREO* (Panasenco et al. 2011; Shen et al. 2011), advirtiendo también que la trayectoria está afectada por la dirección del gradiente de densidad de energía magnética.

Aplicando el modelo de campo potencial (*Potential Field Source Surface*, PFSS de ahora en adelante), Panasenco et al. (2013) encuentran que el campo magnético parece guiar a las CMEs fuera de la corona a través del campo magnético débil de la HCS. Estudios realizados con imágenes de varios telescopios combinados exhiben resultados similares, por ejemplo utilizando datos de SDO, GONG y *STEREO* (Bi et al. 2014) o con SOHO, *STEREO* y SDO (López et al. 2012).

Un efecto similar al de los agujeros coronales se observó en las regiones activas, donde las deflexiones son el resultado de los campos magnéticos de regiones activas intensas (Kay et al. 2015; Möstl et al. 2015; Wang 2015).

También se han explicado las deflexiones de CMEs según sus propiedades intrínsecas. Por ejemplo Kay et al. (2015) usando un modelo de deflexiones de CMEs (*Forecasting a CME's Altered Trajectory*, ForeCAT) basado en las fuerzas magnéticas del campo magnético de fondo del Sol mostraron que la deflexión es inversamente proporcional a la masa y velocidad de la CME. En este mismo sentido Xie et al. (2009) mostraron que las CMEs más lentas se deflectan hacia las HCS y las más rápidas se deflectan menos y en la dirección contraria. Kilpua et al. (2009) encuentran que las más lentas y anchas se deflectan hacia el ecuador solar y las más rápidas y angostas tienden a propagarse radialmente. Gui et al. (2011) además encontraron una relación

de la tasa de deflexión con la altura, siendo mayor por debajo de  $4R_{\odot}$ .

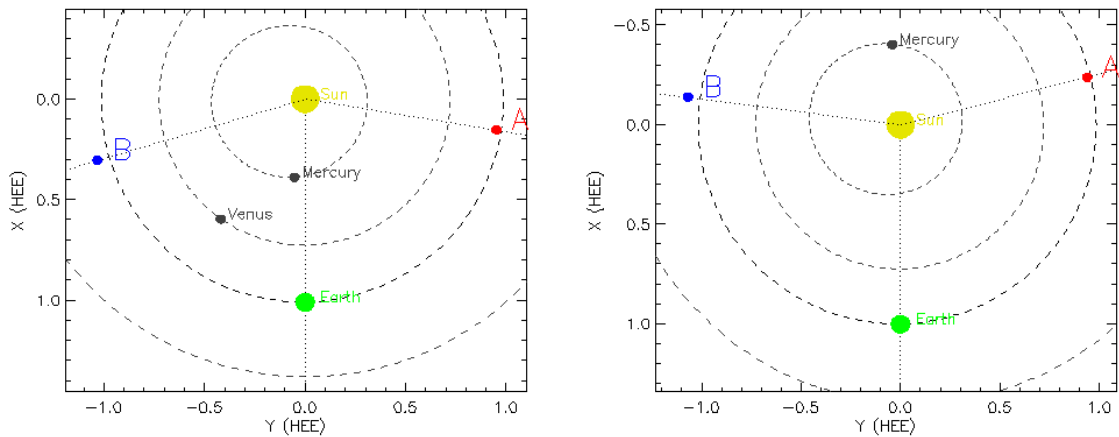
En la actualidad, gracias a los múltiples instrumentos en distintas ubicaciones, se puede tener una idea general de la evolución de una CME desde sus orígenes en el Sol y durante su desarrollo temprano en la corona hasta su evolución en el medio interplanetario (Möstl et al. 2015). De este modo también fue posible detectar deflexiones debido a interacciones entre CMES (Gopalswamy et al. 2001; Lugaz et al. 2012; Shen et al. 2012) e interacciones entre éstas y el viento solar (Isavnin et al. 2014; Savani et al. 2010; Wang et al. 2004).

Uno de los obstáculos que se presenta en el estudio de la baja corona y su influencia en la trayectoria y morfología de la CME es la falta de datos observacionales entre  $\sim 1.3$  y  $2.2 R_{\odot}$  exhibida por los coronógrafos ubicados a lo largo de la línea Sol-Tierra. Esta instrumentación incluye los coronógrafos en luz blanca LASCO-C2 y C3 a bordo de la misión SOHO con su campo de visión combinado comenzando en  $2.2 R_{\odot}$ . Las observaciones de SDO/AIA proveen información del disco solar y de la corona en un amplio rango espectral, llegando hasta  $\sim 1.3 R_{\odot}$ . Este *gap* observacional puede completarse con observaciones desde Tierra, por ejemplo en frecuencias de radio (Pick et al. 2016; Kumari et al. 2017). El problema de las imágenes en radio es que tienen baja resolución, están afectadas por efectos ionosféricos y tienen dificultades en la localización de las fuentes que originan las CMES en 3D. Las imágenes de los coronógrafos en luz blanca, por ejemplo del instrumento *K-cor* del Observatorio Mauna Loa, también pueden completar la falta de datos en este rango, pero al estar en Tierra está limitado por el ciclo día-noche y las condiciones climáticas. Recientemente, en 2009, se lanzó el satélite PROBA2 que cuenta, entre otros instrumentos, con un detector y procesador de imágenes en el extremo ultravioleta llamado SWAP. Este instrumento tiene un campo de visión mayor que el de SDO/AIA alcanzando  $\sim 2 R_{\odot}$  y tiene una cadencia apropiada para realizar estudios de dinámica coronal. De modo que SWAP podría completar el *gap* observacional y aportar conocimiento sobre los mecanismos físicos que pueden generar variaciones en las trayectorias de las CMES en la baja corona (Kienreich et al. 2013).

Entender las causas que conducen a propagaciones no radiales de las CMES durante sus estadios tempranos podría ayudar a minimizar las predicciones erróneas acerca de la probabilidad de que estos eventos lleguen a la Tierra, mejorando así el pronóstico de la meteorología del espacio en tiempo real.

La importancia de estudiar los mecanismos físicos que podrían influenciar las deflexiones de CMES y la gran variedad de datos provenientes de los distintos telescopios requiere realizar un estudio sistemático de las propiedades cinemáticas y morfológicas del desarrollo temprano de las CMES. Por eso en este trabajo analizamos una serie de eventos que experimentan una fuerte deflexión en el plano del cielo desde su etapa pre-eruptiva hasta una etapa evolucionada de la





**Fig. 5.2:** Posición de las naves STEREO A (círculo rojo) y STEREO B (círculo azul) para el 1 de Octubre de 2010 (izquierda) y para el 30 de Septiembre de 2011 (derecha). El círculo verde muestra la posición de la Tierra y el amarillo el Sol. Figura extraída de [https://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/cgi-bin/make\\_where\\_gif](https://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/cgi-bin/make_where_gif).

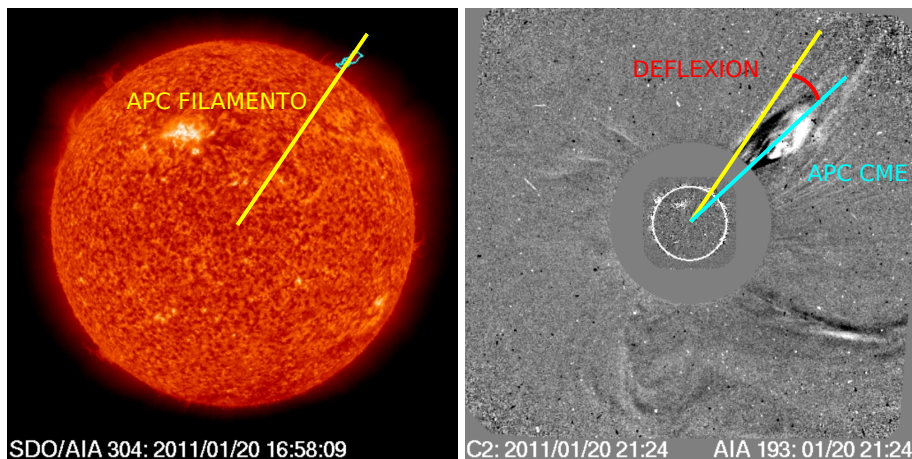
CME utilizando diferentes instrumentos en diferentes longitudes de onda. El objetivo es entender la influencia del ambiente coronal en el desarrollo de la CME.

Este trabajo en colaboración con M. Cécere, H. Cremades, G. Stenborg y el equipo de PROBA2 se encuentra en proceso y por ende presenta resultados preliminares. Se presentó como proyecto en el Programa de Investigadores Invitados de PROBA2 (*PROBA2 Guest Investigator Program*) del *Royal Observatory* de Bélgica en el año 2017, ganando la convocatoria y resultando en una estadía de un mes en 2018.

## 5.2. Identificación y selección de eventos

En una primera etapa seleccionamos eventos con una deflexión mayor a  $18^{\circ 1}$  que ocurrieron en el período que va desde principios de Octubre de 2010 a fines de Septiembre de 2011. Elegimos este período de tiempo ya que las naves STEREO estaban cerca de la cuadratura (separación angular de  $\sim 90^{\circ}$ ) con PROBA2 y SOHO. En la figura 5.2 se muestran las posiciones de STEREO A y B para el 1 de Octubre de 2010 a las 00:00 UTC (izquierda) con una separación angular entre ellas de  $152^{\circ}$  y para el 30 de septiembre de 2011 a las 23:59 UTC (derecha) con una separación  $158^{\circ}$ . Además este período se encuentra entre un mínimo y máximo solar, con lo que la muestra de eventos no estaría sesgada a deflexiones latitudinales por la posición de la HCS en el mínimo solar.

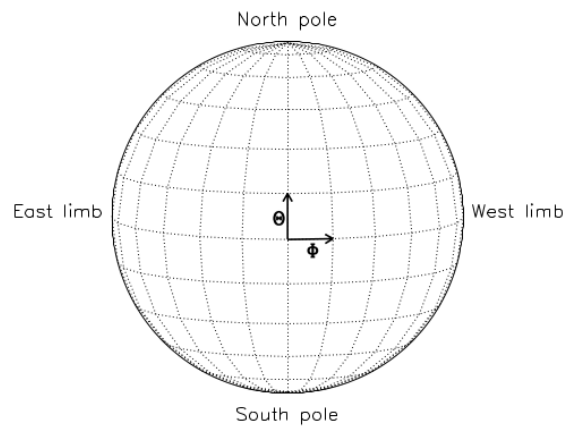
<sup>1</sup>Este valor corresponde al valor medio de deflexión encontrado por Cremades (2005) al analizar una serie de eventos desde Julio de 1996 a Diciembre de 2002.



**Fig. 5.3:** Criterio de preselección de eventos. En el panel izquierdo se muestra el ángulo de posición del filamento en erupción (APC, línea amarilla) en el panel derecho se muestra el ángulo de posición central de la CME (APC, línea cyan) y la diferencia entre ambos (arco rojo). Los eventos cuyas diferencias fueran mayor a  $18^\circ$  fueron pre-seleccionados.

La primera etapa del trabajo consistió en hacer un relevamiento de eventos que tuvieran una deflexión significativa. Para hacerlo tomamos todos los eventos comprendidos en este período de tiempo de un catálogo de AIA de erupciones de filamentos (*AIA filament eruption catalog*, McCauley et al. 2015, <http://aia.cfa.harvard.edu/filament/>) y también eventos del catálogo de erupciones de protuberancias detectadas automáticamente en imágenes en  $304 \text{ \AA}$  de SDO/AIA (Yashiro, S., Gopalswamy, N., and Akiyama, S. (2017), [https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/autope/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/autope/)). Identificamos las CMES correspondientes a cada evento a partir del catálogo de LASCO ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)). Debido a la gran cantidad de eventos presentes en el período investigado, se hizo una preselección mediante la determinación de ángulos de posición. Esto sirve como una primera aproximación de la deflexión, ya que incluye efectos de proyección en el plano del cielo. Primero medimos el ángulo de posición del filamento antes de la erupción, luego medimos el ángulo de posición central de la CME y calculamos la diferencia entre ambos. Los eventos preseleccionados fueron los que mostraron una diferencia mayor a  $18^\circ$ . Se muestra en la figura 5.3 un ejemplo de la aplicación de este criterio. De 201 eventos se encontraron 32 que satisfacen esta condición.<sup>2</sup> Una vez realizada la preselección, elegimos aquellos eventos que fueran fácilmente discernibles en el campo de visión de SWAP. La ventaja de SWAP, como mencionamos anteriormente, es su amplio campo de visión llegando hasta  $1.6 R_\odot$ , sobre todo considerando que por lo general las desviaciones mayores se dan a alturas menores que  $2 R_\odot$ . De los 32 eventos

<sup>2</sup>También analizamos eventos de CMES cuyas fuentes fueran fulguraciones, obtenidas del catálogo de fulguraciones en rayos X blandos *Geostationary Operational Environmental Satellites* (GOES). Tomamos los eventos asociados a fulguraciones de categoría C o más energéticas. De 235 eventos solo 21 cumplen con el criterio de deflexión y 11 son observados en SWAP. No se incluyen estos eventos en este trabajo porque aún no han sido analizados en profundidad.



**Fig. 5.4:** Diagrama de las coordenadas *Stonyhurst*.  $\Theta$  representa la latitud y  $\Phi$  la longitud, el origen del sistema es la intersección del ecuador solar con el meridiano central visto desde Tierra. Las líneas punteadas son líneas de longitud y latitud heliográficas *Stonyhurst* constantes sobre el disco solar. Créditos: Figura extraída de [Thompson \(2006\)](#).

seleccionamos 11, cuyas características se presentan en forma resumida en la sección 5.4. Como mencionamos anteriormente, las diferencias de ángulo de posición representan una aproximación de la deflexión y no la real. Para determinar la deflexión real de los 11 eventos, tanto en latitud como en longitud, medimos estas coordenadas con los métodos descritos en la sección siguiente.

### 5.3. Determinación de coordenadas tridimensionales

Para definir las coordenadas de latitud y longitud de los filamentos y ápex de las CMEs usamos principalmente dos sistemas de coordenadas heliocéntricas: *Stonyhurst* y *Carrington*. Los sistemas difieren solamente en la definición de longitud. Las coordenadas heliográficas *Stonyhurst* tienen su origen en la intersección del ecuador solar con el meridiano central visto desde Tierra, por lo tanto las coordenadas permanecen fijas desde Tierra a medida que el Sol rota. Las coordenadas  $\Theta$  (latitud) y  $\Phi$  (longitud) están en grados,  $\Theta$  se incrementa hacia el norte y  $\Phi$  hacia el limbo solar oeste. Este sistema se muestra en la figura 5.4. El sistema *Carrington* es una variación del sistema heliográfico que rota aproximadamente a la tasa rotacional solar media, elegido por Carrington en 1863. Se toma un meridiano de referencia y cada vez que este meridiano coincide con el meridiano central, cada 27.21 a 27.34 días, dependiendo de dónde se encuentra la Tierra en su órbita, ello marca el comienzo de una nueva rotación Carrington. Estas rotaciones se enumeran secuencialmente a partir del 1, correspondiendo a la del 9 de noviembre de 1853. La longitud *Carrington* está corrida respecto de la longitud *Stonyhurst* en un valor escalar que cambia con el tiempo. La relación entre la longitud *Stonyhurst*  $\Phi$  y la longitud *Carrington*  $\Phi_c$  para un dado

tiempo  $t$  es:

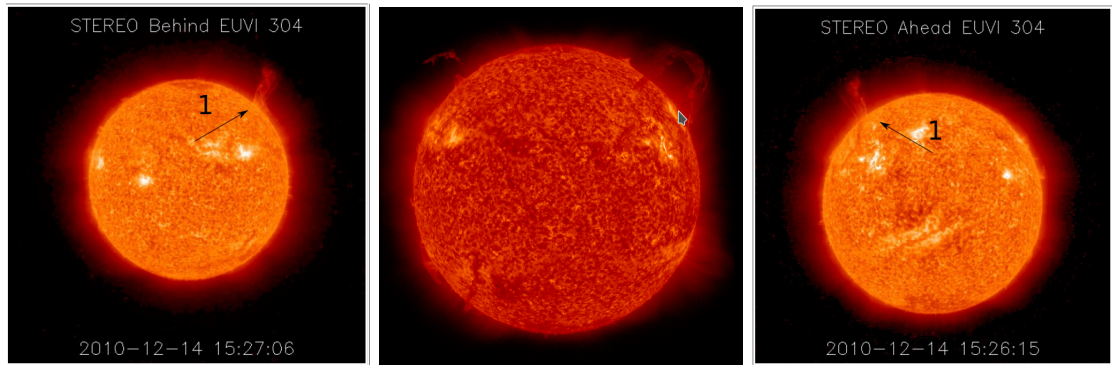
$$\Phi_c = \Phi + L_0 \quad (5.1)$$

donde  $L_0$  es la longitud *Carrington* del meridiano central visto desde Tierra. Al inicio de cada rotación *Carrington*  $L_0 = 360^\circ$  y decrece continuamente hasta llegar a  $L_0 = 0$ , en este punto comienza la siguiente rotación. Para ver mas detalles sobre los sistemas de coordenadas consultar el texto de [Thompson \(2006\)](#).

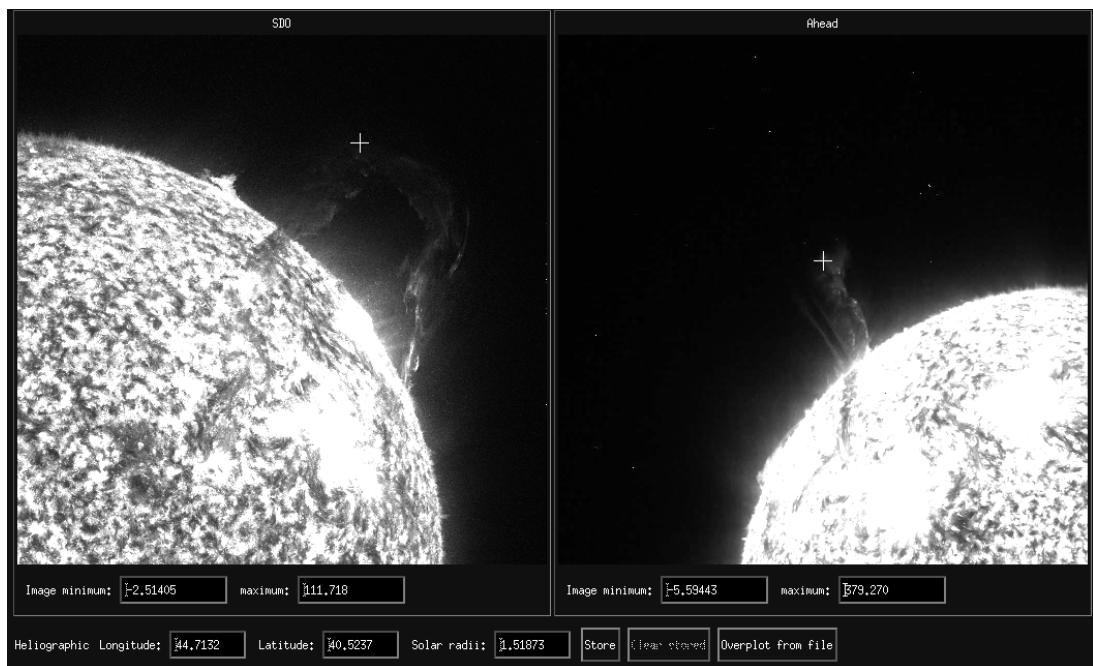
## Método de triangulación

Uno de los métodos para determinar las coordenadas es el de **Triangulación** o *Tie Pointing* y está basado en la geometría epipolar ([Inhester 2006](#)). Esta herramienta está disponible como parte del paquete de rutinas de **SolarSoft**. A partir de dos imágenes de telescopios diferentes, tomadas aproximadamente a la misma hora, se pueden obtener las coordenadas de longitud, latitud y distancia desde el centro del sol de algún punto de la estructura identificada en ambas imágenes. El programa abre una ventana con dos imágenes, se elige un punto de alguna estructura que se quiera seguir en el tiempo en la imagen 1. Se dibuja automáticamente en la imagen 2 una línea epipolar, sobre la que se elige la correspondiente característica asociada al punto de la imagen 1, determinando así un punto en el espacio tridimensional. Finalmente la herramienta devuelve las coordenadas *Stonyhurst* y la altura. En la figura 5.5(a) se muestran imágenes del disco solar en 304 Å para el día 14 de diciembre de 2010 tomadas por SDO/AIA, STEREO-B/EUVI y STEREO-A/EUVI. En la parte superior se observa la protuberancia que va a ser eyectada posteriormente. En la figura 5.5(b) se muestra una captura de pantalla de interfaz gráfica del programa de triangulación para las imágenes de SDO/AIA y STEREO/EUVI. En la parte inferior se observan las coordenadas *Stonyhurst* y la altura del punto elegido en ambas imágenes. Este procedimiento se aplica también para las dos STEREO cuando su separación angular es distinta de  $180^\circ \pm 6^\circ$  (dado que no se puede trazar la línea epipolar si son anti-paralelos). Identificar la misma estructura desde dos puntos de vista no resulta trivial, en particular cuando los telescopios se encuentran más cerca de la cuadratura, teniendo perspectivas prácticamente perpendiculares. Usualmente el punto elegido se corresponde con el ápex de la protuberancia, aunque lo que parece ser el ápex en un telescopio podría estar sobre el disco solar desde la perspectiva del otro telescopio. En los casos donde se observa el núcleo brillante de la CME se trata de identificar la parte del filamento que al ser eyectada conforma el núcleo. Realizamos un seguimiento en el tiempo hasta que la estructura sale del campo de visión de uno de los telescopios o la protuberancia se desarma. Aplicamos este método a las imágenes en 304 Å de los 11 eventos. Para poder aprovechar el campo de visión extendido de SWAP, repetimos este procedimiento en otras longitudes de onda, comparando las imágenes de SWAP en 174 Å con

(a) Imágenes en 304 Å de SDO/AIA y EUVI/STEREO



(b) Triangulación protuberancia



**Fig. 5.5:** (a) Imagen de la protuberancia del día 14 de diciembre de 2010 en 304 Å tomada por STEREO-B/EUVI (izquierda), SDO/AIA (centro) STEREO-A/EUVI (derecha). (b) Interfaz gráfica de la herramienta de triangulación. La cruz blanca indica el punto que se va a triangular. En la parte inferior de la imagen se ven las coordenadas de latitud y longitud en el sistema *Stonyhurst* y la altura.

EUVI en 171 Å. Como las imágenes en 171 Å de EUVI tienen poca cadencia no siempre coinciden con los tiempos de SWAP, en estos casos triangulamos estas últimas con 304 Å de EUVI, siempre y cuando no cambie la estructura observada de una longitud de onda a la otra.

En los casos en que la CME tiene la estructura típica de tres partes se puede hacer un seguimiento del núcleo brillante y compararlo con la posición de la protuberancia, ya que son las mismas estructuras observadas en distintas longitudes de onda y altura. En la figura 5.6(a) se muestra una CME tomada por los coronógrafos *COR1* a bordo de *STEREO-B* (izquierda) y *STEREO-A* (derecha) donde se observa claramente el núcleo brillante de la CME y un poco más tenue el frente brillante. Se muestra la triangulación realizada sobre el ápex del núcleo en la figura 5.6(b). Para aumentar el contraste y poder discernir las estructuras en movimiento con mayor facilidad las imágenes mostradas fueron obtenidas mediante el método de *running difference* (se restan imágenes a intervalos de tiempo constante).

Para poder seguir la evolución de todas las estructuras determinamos también las coordenadas del ápex del frente brillante (*leading edge* en inglés, LE de ahora en adelante). Como la CME tiene una estructura voluminosa y no puntual (como lo requiere el método de triangulación) se aplica otro método que describiremos a continuación.

## Método de GCS

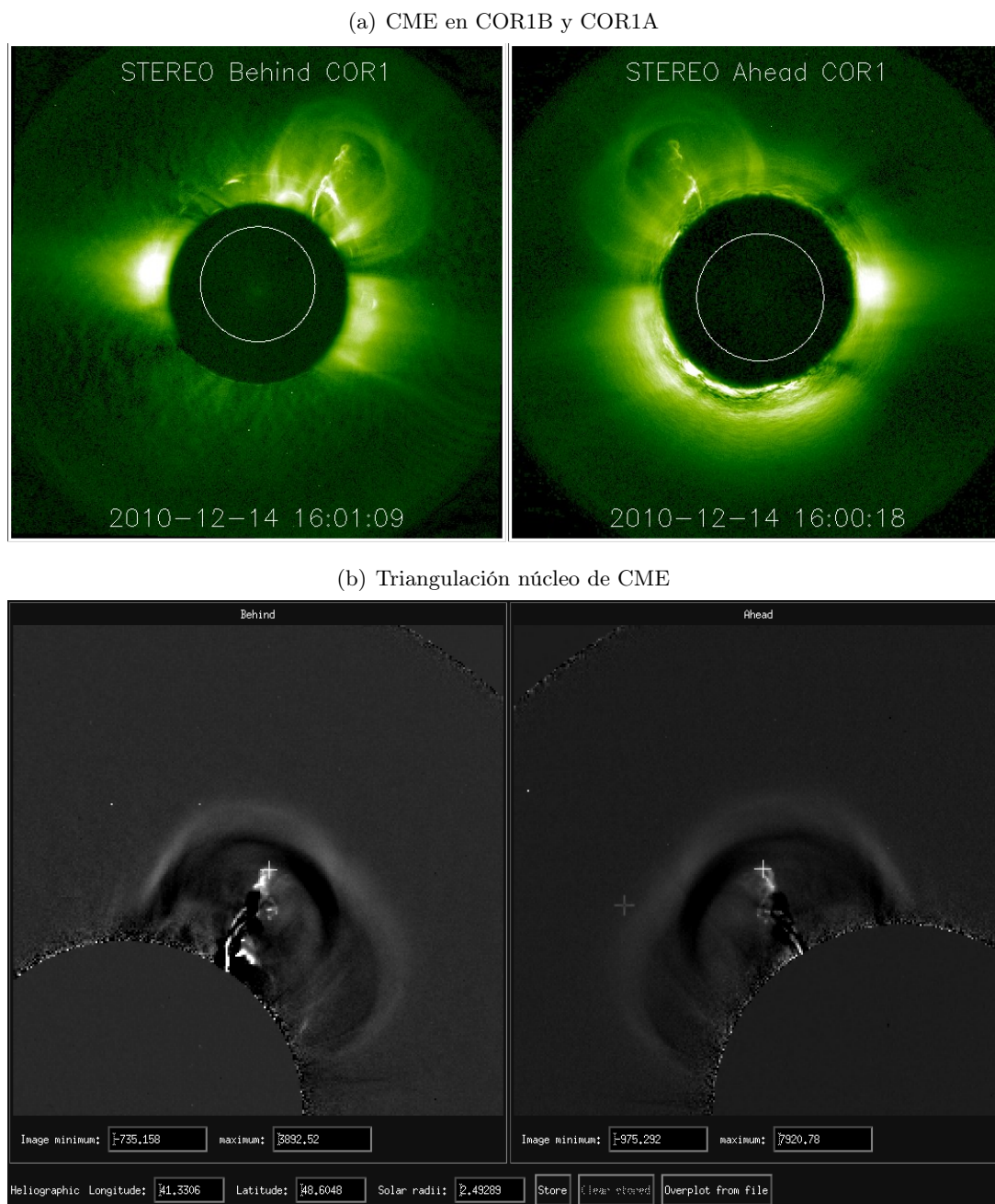
El modelo de envoltura cilíndrica graduada (*Graduated Cylindrical Shell*, GCS de ahora en adelante) o *Forward Modeling* (Thernisien et al. 2009) es un modelo geométrico que ajusta la forma de la CME con una representación de la cavidad consistente en una cuerda de flujo (*flux rope*, FR de ahora en adelante) idealizada con forma de medialuna. Para hacer el ajuste utiliza hasta tres imágenes desde distintos puntos de vista tomadas aproximadamente al mismo tiempo. Los parámetros que definen la forma geométrica y que se pueden variar hasta obtener el ajuste deseado son: longitud ( $\phi$ ), latitud ( $\theta$ ), ángulo de inclinación ( $\gamma$ ), altura de las patas ( $h$ ), proporción ( $\kappa$ ) y ángulo medio ( $\alpha$ ), ver figura 5.7.

Para hacer el ajuste también se pueden incluir imágenes de EUVI, lo que resulta conveniente cuando la CME se eyecta desde la parte visible del disco solar ya que se puede ver la ubicación de la región fuente lo que puede servir para acotar el ajuste.

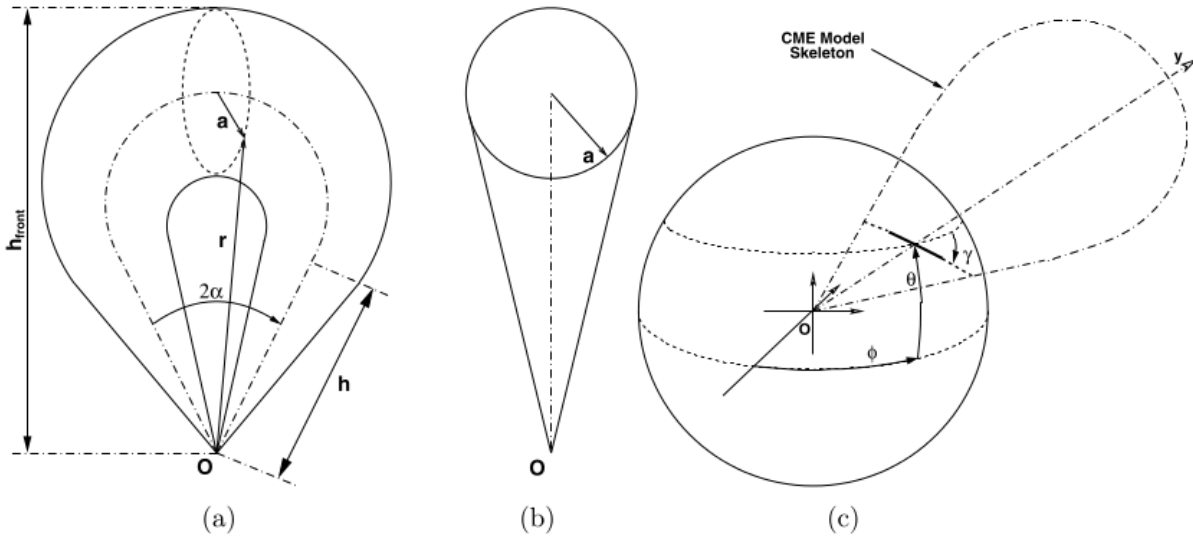
Utilizamos las imágenes de *COR1* (1.5 - 4  $R_{\odot}$ ) y *COR2* (2.9 - 15  $R_{\odot}$ ) a bordo de *STEREO* junto con las de *LASCO-C2* de *SOHO*. Aplicamos el ajuste del modelo GCS para distintos tiempos, de manera de obtener la latitud y la longitud del eje central de la CME. Si las CMES son muy tenues por lo general no son observadas en *COR1*.

Una vez determinadas las coordenadas de latitud y longitud para todos los instantes de tiempo, desde la pre-erupción de la CME hasta su propagación fuera del campo de visión de





**Fig. 5.6:** (a) Imagen en luz blanca de la CME asociada a la protuberancia de la figura 5.5(a) capturada por STEREO-B/COR1 y STEREO-A/COR1. (b) Triangulación del ápex del núcleo de la CME.



**Fig. 5.7:** Esquema del modelo GCS (a) vista frontal y (b) vista lateral. La línea de puntos y rayas es el eje que pasa a través del centro de la envoltura. La línea sólida representa un corte en el plano a través de envoltura cilíndrica y el origen. **O** representa el centro del Sol. (c) Parámetros de posición. El arco representa el eje a través del centro de la envoltura,  $\phi$  y  $\theta$  son la longitud y latitud, respectivamente y  $\gamma$  es el ángulo de inclinación alrededor del eje de simetría del modelo. Créditos: Figura extraída de [Thernisien et al. \(2009\)](#).

LASCO-C2, graficamos estas variables en función del tiempo para poder determinar la posible deflexión.

En algunos casos el filamento y la CME tienen comportamientos diferentes, por ejemplo las coordenadas del filamento siguen una tendencia y el de la CME otra. Esto puede deberse a que el filamento esté descentrado con respecto a la CME por la forma en que erupcionó (se rompen, enrollan) o porque lo que se puede triangular es solo la parte visible del filamento, ya que puede suceder que la otra parte del filamento no se observe debido a su temperatura o densidad.

## 5.4. Resultados Preliminares

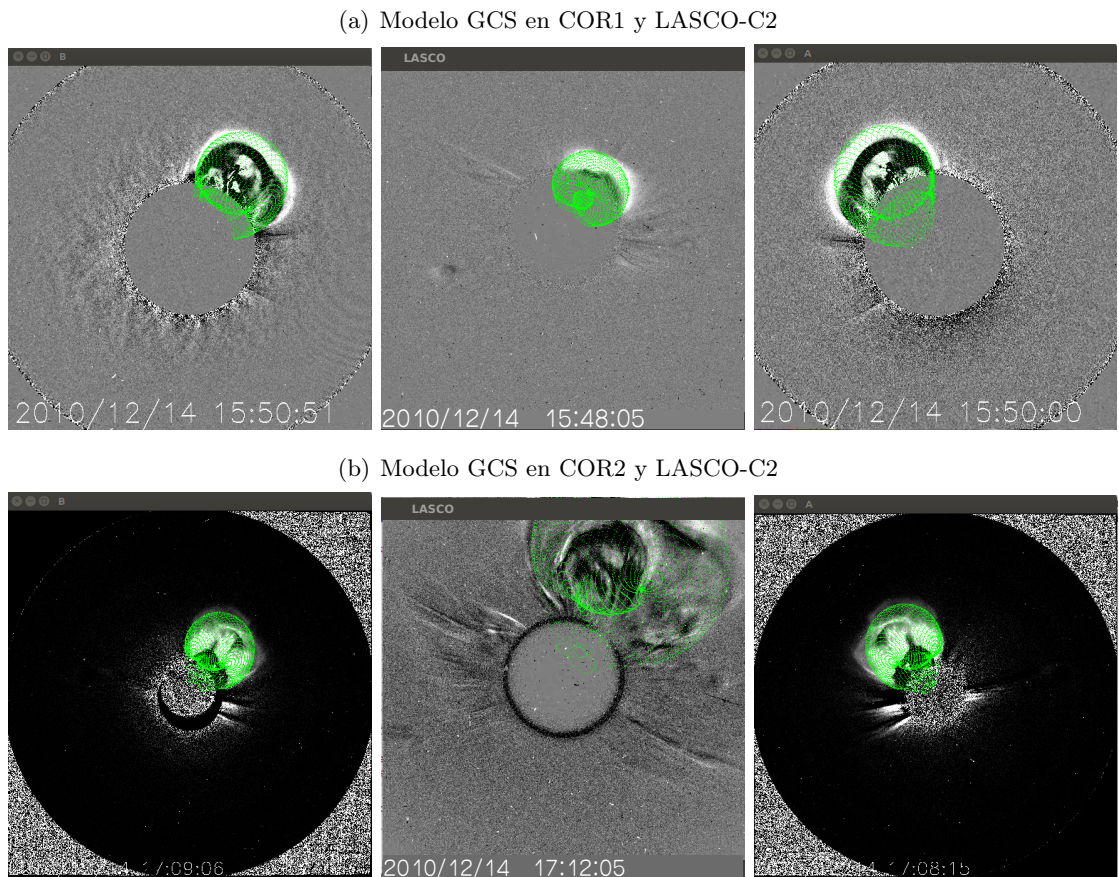
En esta sección resumiremos el análisis realizado sobre los 11 eventos y las deflexiones encontradas entre las distintas estructuras. Consideramos como deflexiones del filamento en cada coordenada como

$$\Delta\phi_{FIL} = \phi_{FIL_f} - \phi_{FIL_i}$$

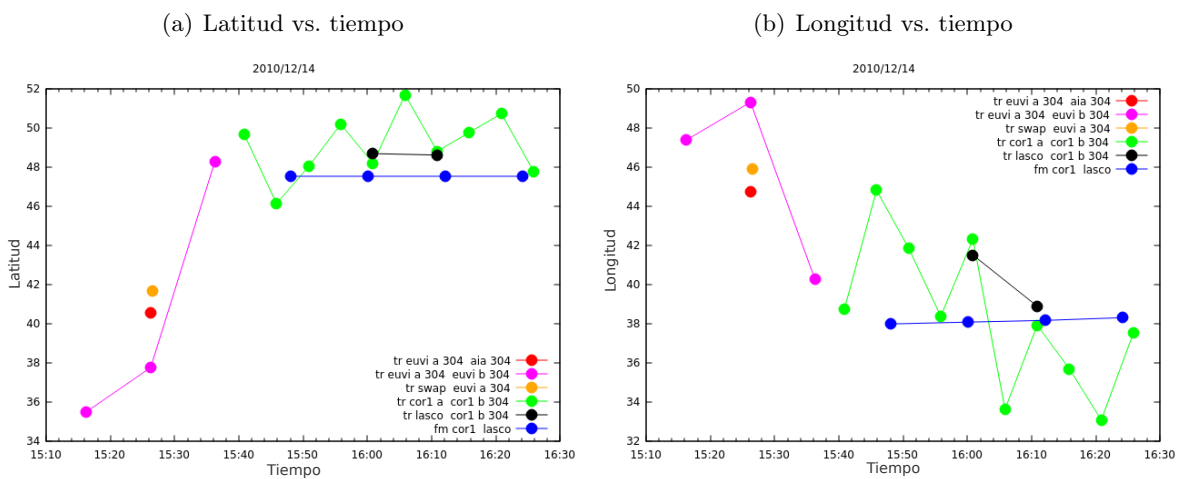
en longitud, siendo  $\phi_{FIL_f}$  y  $\phi_{FIL_i}$  la longitud final, es decir la longitud correspondiente al último instante tiempo que se puede medir, y longitud inicial, correspondiente al primer tiempo, respectivamente. De igual forma se define la deflexión para la latitud

$$\Delta\theta_{FIL} = \theta_{FIL_f} - \theta_{FIL_i}$$





**Fig. 5.8:** (a) Modelo GCS (envoltura de color verde) aplicado a las diferencias de imágenes de COR1 y LASCO-C2. (b) Modelo aplicado a COR1 y LASCO-C2.



**Fig. 5.9:** (a) Latitud y (b) longitud en función del tiempo en coordenadas *Stonyhurst*. Los distintos colores representan triangulaciones o *forward modeling* con distintos pares de instrumentos. Triangulación: EUVI-A 304 Å y AIA 304 Å (rojo), EUVI-A 304 Å y EUVI-B 304 Å (magenta), EUVI-A 304 Å y SWAP 174 Å (anaranjado), COR1-A y COR1-B (verde), LASCO-C2 y COR1-B (negro). Modelo GCS: COR1 y LASCO-C2 (azul).

Las mediciones con las que se calculan estas diferencias son obtenidas a partir de la triangulación de la protuberancia en 304 Å, EUV (171 Å y 193Å) y el núcleo brillante en luz blanca.

De la misma forma definimos la deflexión de la CME como

$$\Delta\phi_{CME} = \phi_{CME_f} - \phi_{CME_i}$$

$$\Delta\theta_{CME} = \theta_{CME_f} - \theta_{CME_i}$$

Considerando las coordenadas de latitud y longitud del eje central de la CME obtenidos con el ajuste del modelo GCS.

Los esquemas en la columna derecha de las figuras 5.10 y 5.11 muestran la evolución de las protuberancias, donde las líneas curvadas sólidas representan la protuberancia en los tiempos  $t_1 < t_2 < t_3$  y la línea enrollada esquematiza el FR. Las cruces negras muestran la ubicación donde la protuberancia se rompe y las flechas negras muestran su dirección de movimiento. Para determinar el rol de algunos de los factores que pueden influenciar el desarrollo y trayectoria de las protuberancias y CMES, identificamos si en las zonas cercanas a las protuberancias hay agujeros coronales (*CHs*) o regiones activas (*ARs*), las que potencialmente actuarían como redes magnéticas. También verificamos la presencia de *streamers*, *pseudostreamers* y regiones de la atmósfera solar con líneas abiertas. Todas estas estructuras tienen mínima energía magnética, capaces por lo tanto de canalizar las CMES a través de ellas. Para verificar que lo observado se corresponde con dichas estructuras inspeccionamos imágenes de dos días antes y después del evento dado que son estructuras bastante estables. Cuando no es clara la presencia de *streamers* o *pseudostreamers* utilizamos la extrapolación de campo potencial (PFSS) para poder determinar la estructura global del campo e identificar las regiones con líneas abiertas.

Seguidamente resumimos los eventos día por día con una breve descripción de su dinámica. Mostramos los valores de deflexión del filamento y de la CME y aclaramos entre paréntesis los instrumentos y el modelo que se utilizó para obtener las coordenadas (TR indica triangulación y FM indica modelo de GCS). En la descripción usamos el término *streamers* y *pseudostreamers* de manera indistinta dado que es una primera inspección visual en búsqueda de estas estructuras. En un posterior análisis determinaremos si se corresponde con uno u otro tipo.

- **Evento 2010-12-06:** La protuberancia es compleja, se conforma de tres partes y es difícil distinguir cual de estas partes es la que conforma el núcleo de la CME. La protuberancia se rompe en primer lugar en la pata ubicada hacia el este, luego toda la estructura se levanta y se libera la otra pata. La CME es fácilmente distinguible en los coronógrafos. Hay una deflexión apreciable de la protuberancia. Encontramos pequeños CHs y ARs cercanos a la protuberancia, pero parecen no afectar la trayectoria. También hay un streamer cercano al ángulo de posición de la CME.

$$\Delta\theta_{FIL} = -30 - (-43) = 13^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = -66 - (-53) = -13^\circ$$

TR: EUVI 304 & AIA 304, EUVI 171 & SWAP, COR1 & LASCO-C2

$$\Delta\phi_{CME} = -60 - (-60) = 0^\circ \quad \Delta\theta_{CME} = -33 - (-33) = 0^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2

- **Evento 2010-12-14:** La protuberancia es eyectada simétricamente cuando ambas patas son liberadas. En los coronógrafos se puede ver claramente la estructura de tres partes de la CME. Hay una región activa cercana a la protuberancia.

$$\Delta\theta_{FIL} = 44.5 - 41 = 3.5^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = 38 - 45 = -7^\circ$$

TR: EUVI A 304 & AIA 304, EUVI A 304 & SWAP, LASCO C2 & COR1 B, LASCO C2 & COR2 B

$$\Delta\theta_{CME} = 44 - 38 = 6^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = 45 - 43 = 2^\circ$$

FM: COR1 & LASCO, COR2 & LASCO

- **Evento 2010-12-23:** La protuberancia se rompe en la pata este y erupciona incrementando su longitud y latitud. La masa eyectada que produce la CME se observa en EUVI-A y EUVI-B. Se encuentra un agujero coronal cerca.

$$\Delta\theta_{FIL} = -45 - (-50) = 5^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = 24 - 21 = 3^\circ$$

TR: EUVI A & EUVI B, EUVI A & AIA 304, EUVI B & AIA 304

$$\theta_{CME} = -30 - (-35) = 5^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = 20 - 20 = 0^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2

- **Evento 2011-01-20:** En este caso una de las patas de la protuberancia se rompe y posteriormente la parte de arriba de esta se vuelve a romper. Se producen dos eyecciones de material, la segunda es más lenta y produce una CME muy tenue. Hay un streamer cerca de la protuberancia.

$$\Delta\theta_{FIL} = 51 - 51 = 0^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = 68 - 82 = -14^\circ$$

TR: EUVI 304 & AIA 304

$$\Delta\theta_{CME} = 43 - 43 = 0^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = 84 - 83 = 1^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2

- **Evento 2011-01-24:** La protuberancia se libera de ambas patas y es eyectada, posteriormente se observa la CME. Hay una deflexión notable tanto en la protuberancia como en la CME. Hay un agujero coronal al este de la protuberancia y un streamer al norte de la CME. El agujero coronal podría estar afectando la trayectoria de la protuberancia ya que

esta no sigue una dirección radial al elevarse sino que se mueve en la dirección opuesta al CH. La CME podría estar siendo canalizada hacia el streamer.

$$\Delta\theta_{FIL} = -15 - (-40) = 25^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = 40 - 70 = -30^\circ$$

TR: EUVI A 304 & AIA 304, EUVI A 304 & SWAP, COR1 A & LASCO C2

$$\Delta\theta_{CME} = -11 - (-32) = 21^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = 32 - 51 = -19^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2, COR2 & LASCO C2

- **Evento 2011-03-04:** Este evento se descartó porque la CME no es observable en COR1, por lo que no se puede aplicar el modelo de GCS para obtener sus coordenadas.
- **Evento 2011-03-27:** La protuberancia se rompe cuando se eleva y una de las partes vuelve a caer hacia el Sol, el FR de esta parte que cae se desprende y conforma la CME. La CME es tenue y tiene una estructura irregular, no coincide con la estructura de medialuna, por lo que para obtener sus coordenadas aplicamos el método de triangulación al ápex del LE. Hay un streamer cercano a la región de donde se eyecta la CME.

$$\Delta\theta_{FIL} = 50.5 - 48.5 = 2^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = 5 - 5 = 0^\circ$$

TR: EUVI B 195 & AIA 193, EUVI B 171 & SWAP

$$\Delta\theta_{CME} = 51 - 56 = -5^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = 45 - 27 = 18^\circ$$

TR LE: COR1 B & LASCO C2

- **Evento 2011-05-13:** La protuberancia se desenrolla y se rompe en dos partes, se observa que solo una de las partes es eyectada se visualizan dos CMES diferentes. La parte de la protuberancia que se ve eyectada tiene una deflexión importante. Hay un agujero coronal en el polo sur, una región activa al norte de la ubicación de la protuberancia y un *streamer* cercano al lugar de eyección de la CME.

$$\Delta\theta_{FIL_1} = -12 - (-40) = 28^\circ \quad \Delta\phi_{FIL_1} = 35 - 17 = 18^\circ$$

TR: EUVI A 304 & AIA 304, EUVI A 304 & EUVI B 304, COR1 A & COR1 B

$$\Delta\theta_{FIL_2} = -21 - (-25) = 4^\circ \quad \Delta\phi_{FIL_2} = 47 - 47 = 0^\circ$$

TR: EUVI A 304 & AIA 304, EUVI A 304 & EUVI B 304

$$\Delta\theta_{CME_1} = -9 - (-15) = 6^\circ \quad \Delta\phi_{CME_1} = 45 - 40 = 5^\circ$$

FM: COR2 & LASCO C2

$$\Delta\theta_{CME_2} = -7 - (-17) = 10^\circ \quad \Delta\phi_{CME_2} = 49 - 48 = 1^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2, COR2 & LASCO C2, COR2 & LASCO C3

- **Evento 2011-05-18:** En este evento la protuberancia se libera de ambas patas y se eleva. La CME que origina es muy débil. Tiene una región activa justo debajo de la protuberancia y también se observa un *streamer*.

$$\Delta\theta_{FIL} = 34 - 30 = 4^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = 71.5 - 72.5 = -1^\circ$$

TR: EUVI A 304 & AIA 304

$$\Delta\theta_{CME} = 34.5 - 34.5 = 0^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = 65 - 65 = 0^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2

- **Evento 2011-08-16:**

Esta prominencia se rompe en el medio cuando se eleva. Después de que se rompe solo podemos identificar visualmente una de las patas que se corresponde al núcleo de la CME observable por los coronógrafos. Pero esta pata esta descentrada respecto del eje central de la CME, por lo que las coordenadas del sistema protuberancia-núcleo dan muy diferentes de las de la CME. A sus alrededores hay agujeros coronales y regiones activas.

$$\Delta\theta_{FIL} = 57 - 48 = 9^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = -87 - (-90) = 3^\circ$$

TR: EUVI B 304 & AIA 304, EUVI A 304 & EUVI B 304, EUVI B 304 & SWAP, COR1 B & LASCO C2

$$\Delta\theta_{CME} = 52 - 52 = 0^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = -65 - (-65) = 0^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2, COR2 & LASCO C2

- **2011-09-22:**

Esta protuberancia es bastante particular porque a medida que se eleva se desenrolla, una de las patas se rompe y se eyecta. Es un evento disco desde STEREO B y limbo desde SDO. Se encuentra rodeada de regiones activas.

$$\Delta\theta_{FIL} = 41 - 41 = 0^\circ \quad \Delta\phi_{FIL} = -120 - (-120) = 0^\circ$$

tenemos un solo punto, TR: EUVI A 304 & AIA 304

$$\Delta\theta_{CME} = 36 - 39 = -3^\circ \quad \Delta\phi_{CME} = -130 - (-123) = -7^\circ$$

FM: COR1 & LASCO C2 - COR2 & LASCO C2

En la tabla 5.1 resumimos las mediciones obtenidas para cada evento: diferencia en ángulo de posición ( $\Delta AP$ ),  $\Delta\theta_{FIL}$ ,  $\Delta\phi_{FIL}$ ,  $\Delta\theta_{CME}$ ,  $\Delta\phi_{CME}$ , deflexión en latitud y longitud entre la coordenada inicial de la fuente y la final de la CME ( $\Delta\theta_{CME-FIL} = \theta_{CME_f} - \theta_{FIL_i}$  y  $\Delta\phi_{CME-FIL} = \phi_{CME_f} - \phi_{FIL_i}$ ). Estas últimas dos cantidades representan la máxima deflexión de la CME, desde su origen hasta que se desarrolla por completo en los coronógrafos.

Fecha	$\Delta AP$	$\Delta\theta_{FIL}$	$\Delta\phi_{FIL}$	$\Delta\theta_{CME}$	$\Delta\phi_{CME}$	$\Delta\theta_{CME-FIL}$	$\Delta\phi_{CME-FIL}$
2010-12-06	25	13	-13	0	0	-17	20
2010-12-14	20	3.5	-7	6	2	3	0
2010-12-23	18	5	3	5	0	20	-1
2011-01-20	19	0	-14	0	1	-8	2
2011-01-24	31.5	25	-30	21	-19	29	-38
2011-03-04	19	-	-	-	-	-	-
2011-03-27	32	2	0	-5	18	2.5	40
2011-05-13	31	28	18	6	5	31	28
	20	4	0	10	1	18	2
2011-05-18	20	4	-1	0	0	4.5	-7.5
2011-08-16	20	9	3	0	0	4	25
2011-09-22	18	0	0	-3	-7	-5	10

**Tabla 5.1:** Resultados de las deflexiones en coordenadas tridimensionales de los eventos tales que  $\Delta AP \geq 18^\circ$ . El evento 2011-03-04 no posee mediciones porque no se observa en COR 1, por lo que queda descartado.

En las figuras 5.10 y 5.11 se muestran la protuberancia en 304 Å (columna central), la CME en luz blanca observada tiempo después en asociación a este filamento (columna izquierda) y el esquema de la evolución del filamento antes de la erupción (columna derecha).

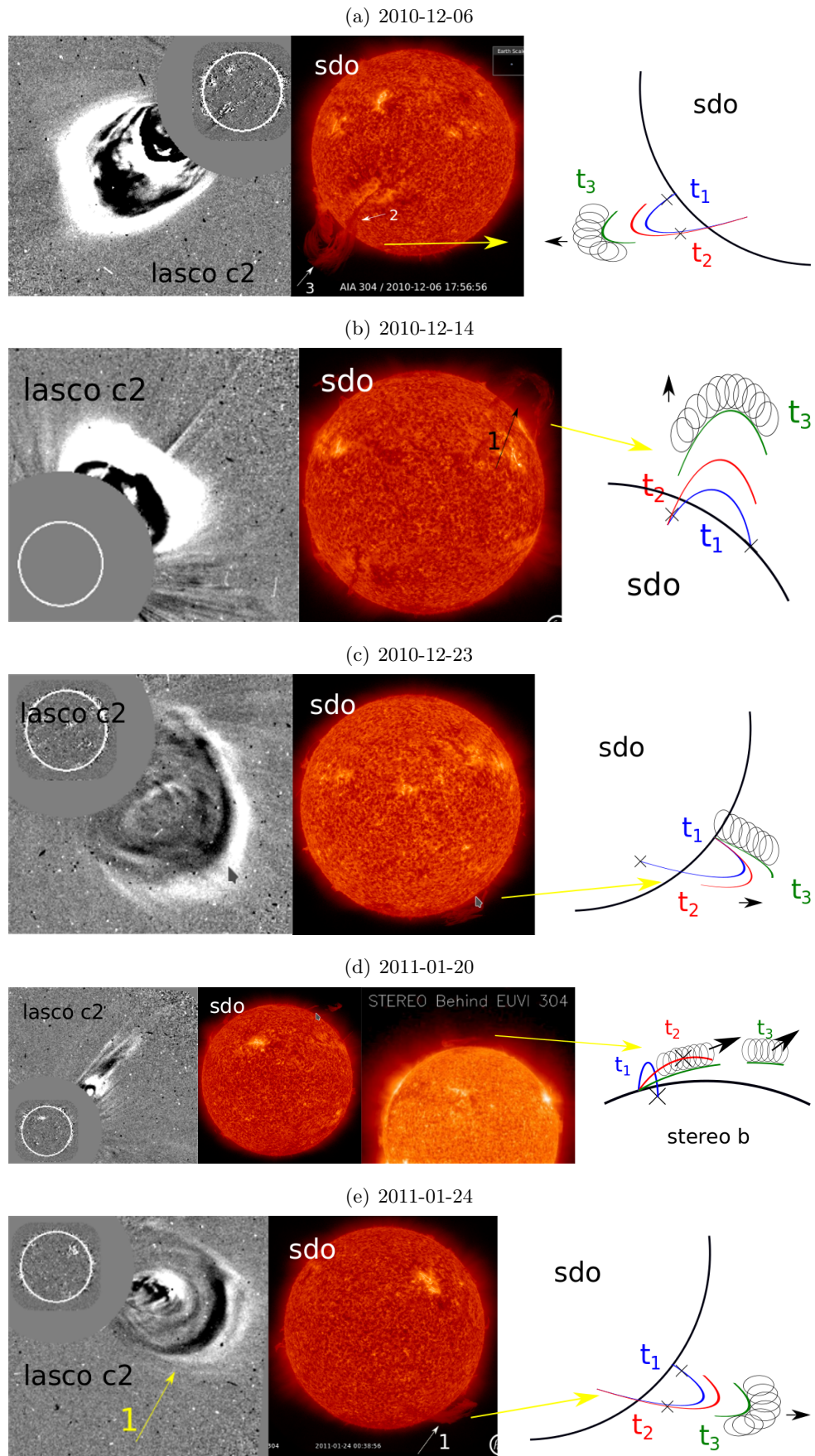
## 5.5. Conclusiones

Para determinar la deflexión de CMES, definiéndola como la desviación respecto a la dirección radial de propagación, realizamos una inspección de eventos de un catálogo de protuberancias eruptivas comparando los ángulos de posición de filamentos quiescentes al momento de la erupción con el ángulo de posición central de sus respectivas CMES (211 eventos). Aquellos eventos cuya diferencia de posiciones angulares fuera mayor a  $18^\circ$  fueron seleccionados como posibles candidatos de exhibir deflexiones importantes (32 eventos). Para aprovechar el campo extendido de SWAP que permite realizar un seguimiento de la protuberancia, de la muestra tomamos una submuestra que sea observable en este campo de visión (11 eventos).

Utilizando el método de triangulación, combinando imágenes de dos telescopios, obtuvimos las coordenadas de latitud y longitud (*Stonyhurst*) del ápex de la protuberancia visto tanto en 304 Å como en EUV y en los casos que era visible el núcleo de la CME en luz blanca. Con el método de GCS o *Forward Modeling* determinamos las coordenadas del eje central de la CME. Calculamos las coordenadas de longitud y latitud en función del tiempo para la protuberancia y la CME de los 11 eventos.

En líneas generales si comparamos las coordenadas de la protuberancia con las coordenadas de la CME, encontramos 6 eventos donde la coordenada final obtenida para la CME difiere en





**Fig. 5.10:** Eventos seleccionados que se observan en el campo de visión de SWAP y en los que se calculó la deflexión en latitud y longitud de la protuberancia y de la CME utilizando el método de triangulación y el modelo GCS, respectivamente.

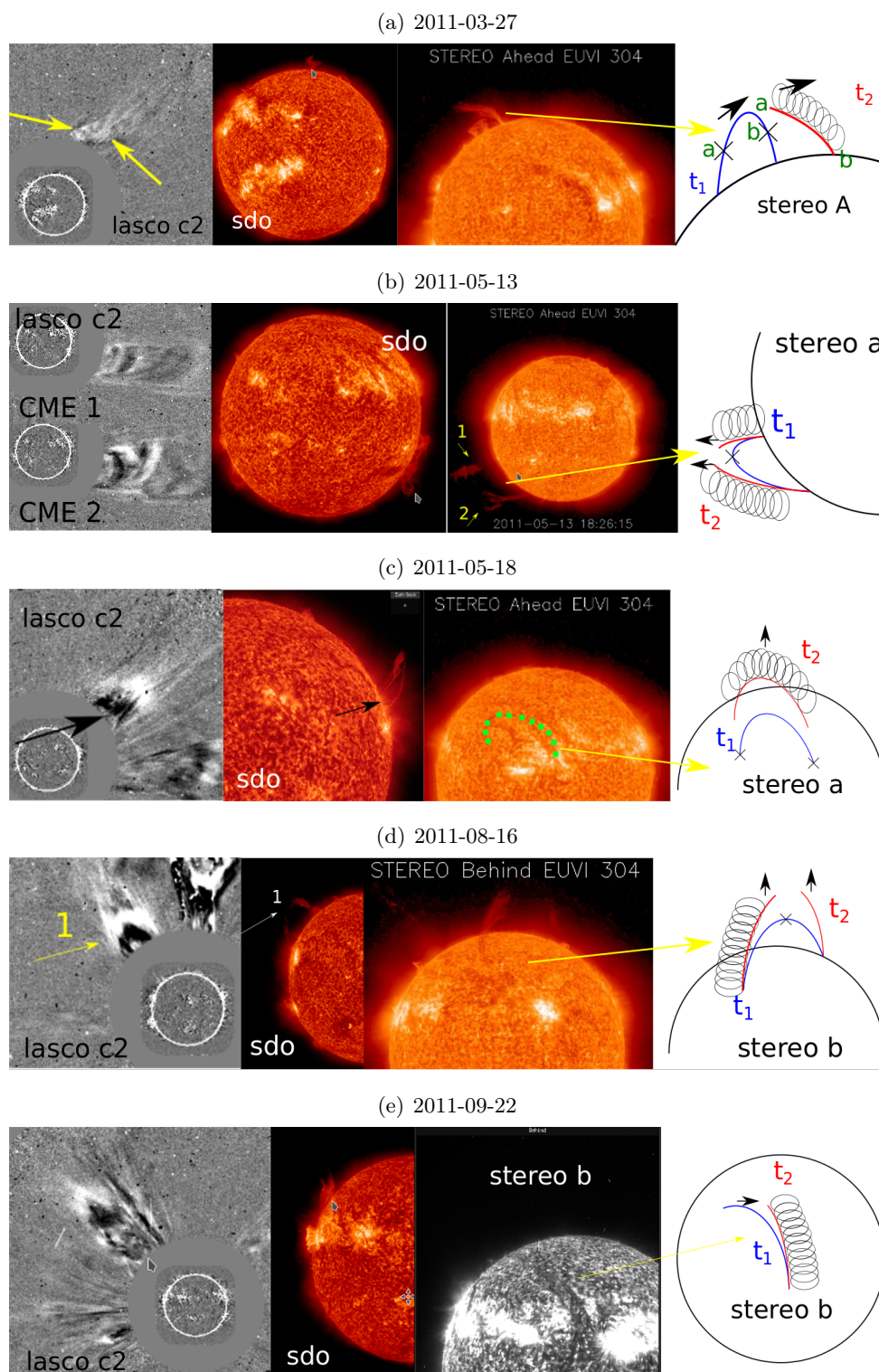


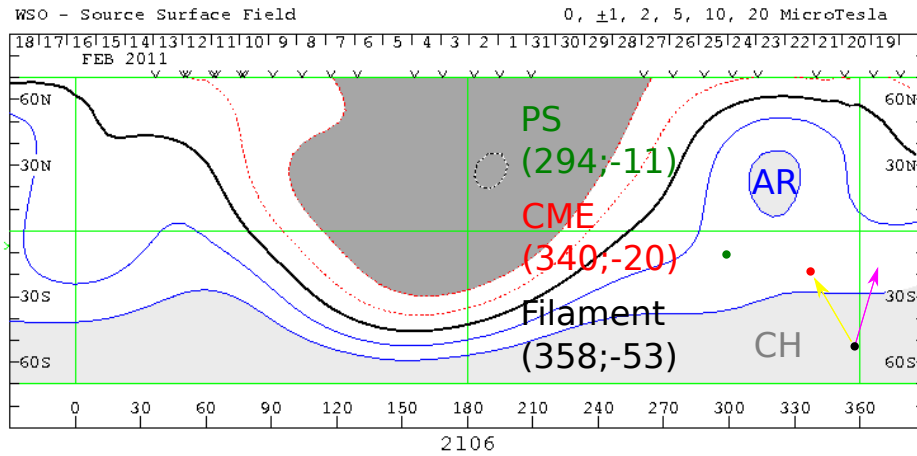
Fig. 5.11: Continuación de figura 5.10.



más de  $18^\circ$  respecto a la primer coordenada de la protuberancia (ver dos últimas columnas de la tabla 5.1). Estos eventos son: 2010-12-06, 2010-12-23, 2011-01-24, 2011-03-27, 2011-05-13 y 2011-08-16. Esto puede deberse a que la protuberancia está descentrada respecto del eje central de la CME que a su vez depende de cómo se rompe la protuberancia, qué forma toma cuando se rompe y qué parte de ésta conforma el núcleo de la CME. También puede suceder que en los casos en que la protuberancia se rompe, solo una de estas partes resulta visible para medir las coordenadas.

Teniendo en cuenta solo las coordenadas de las protuberancias encontramos 5 eventos (ver tercera y cuarta columna de la tabla 5.1) que tienen un cambio notable en sus respectivas latitudes y longitudes: 2010-12-06, 2011-01-20, 2011-01-24, 2011-05-13, 2011-08-16. En una primera inspección estos cambios pueden deberse a la cercanía de agujeros coronales y/o *streamers*. A continuación listamos las estructuras cercanas a cada evento: 2010-12-06 (CH y/o streamer), 2011-01-20 (streamer), 2011-01-24 (CH), 2011-05-13 (CH), 2011-08-16 (CH). Esto indicaría que la dinámica de la protuberancia está muy influenciada por el entorno magnético, sin embargo esta afirmación requiere realizar un análisis del campo magnético local.

Un sólo evento, el del día 2011-01-24, mostró variaciones significativas en ambas coordenadas de la CME. En este evento la protuberancia podría estar siendo deflectada por el agujero coronal que se encuentra al sur y la CME sería canalizada hacia el streamer, de acuerdo con afirmaciones realizadas para otros eventos analizados por los autores mencionados anteriormente. Determinamos la posición del agujero coronal y del *streamer* para poder analizar la dirección de movimiento de la CME y compararla con la dirección del gradiente de energía magnética. En el mapa *Carrington* de superficie de origen (*source surface* en inglés, figura 5.12) mostramos esquemáticamente las posiciones de la región fuente de la protuberancia (punto negro), la posición de la CME de la primera medición en COR1 (punto rojo) y la posición del *pseudostreamer* (punto verde). Este tipo de mapa *Carrington* permiten ver la distribución del campo magnético potencial a una altura determinada, en este caso de  $2.5R_\odot$  desde la superficie del Sol. El mapa *Carrington* de superficie de origen se construye a partir de las observaciones de campo magnético fotosférico a lo largo de una rotación completa del Sol y considerando un modelo de extrapolación de campo potencial. La línea negra indica la HCS (donde el campo magnético es nulo), las regiones oscuras indican los lugares de líneas de campo abiertas, donde se encuentran los agujeros coronales. Las regiones azul claro son de polaridad positiva y las grises polaridad negativa. La flecha amarilla muestra la deflexión en latitud y longitud de la CME desde su región fuente. La flecha rosada muestra estimativamente la dirección hacia el mínimo de energía magnética. Vemos que la CME tiende a desviarse hacia la posición del *pseudostreamer*, aunque no lo hace hacia la dirección del gradiente de mínima energía. Además, dado que este evento es el único



**Fig. 5.12:** Mapa *Carrington* para la rotación 1642 que incluye el día 2011-01-24. Las áreas sombreadas muestran regiones de campo magnético abierto, la línea negra muestra la HCS y las líneas rojas y azules son curvas de nivel. Las regiones azul claro son de polaridad positiva y las regiones grises de polaridad negativa. El punto negro indica la posición de la región fuente donde se encuentra el filament, el punto rojo muestra la posición de la CME y el punto verde indica la posición del *pseudostreamer*. La flecha amarilla muestra la deflexión de la CME desde la región fuente y la flecha rosa indica la dirección aproximada del gradiente de energía magnética.

caso en el que encontramos que la deflexión de la CME se produce cuando ella se encuentra en el campo visual de los coronógrafos, sugiere que este tipo de deflexiones son poco frecuentes. A partir de las últimas dos columnas de la tabla 5.1 vemos que existen deflexiones importantes de las CMEs con respecto a sus regiones fuente, pero no las vemos en la evolución de las CMEs en los coronógrafos (quinta y sexta columna), porque la mayor parte de la deflexión ocurre a bajas alturas, antes de ser evidentes en el campo visual de los coronógrafos.

Vemos que los factores determinantes de la deflexión de las protuberancias y las CMEs son variados, pueden darse en forma múltiple y afectar con distinto grado de intensidad al fenómeno. Esta variedad de factores, ya sean las del entorno magnético o las características intrínsecas de la propia estructura de la protuberancia y la CME, sumado a las limitaciones observacionales hacen difícil establecer y sistematizar la importancia relativa de los factores que influyen en la dinámica de estas estructuras. Sin embargo, dado el criterio de definición de deflexión que aquí hemos asumido podemos decir que los casos de deflexión observables a las alturas monitoreadas por los coronógrafos son pocos (1 caso favorable de unos 11 analizados).

En un trabajo futuro se analizará en profundidad la deflexión a bajas alturas, por debajo de lo que vemos en los coronógrafos. Consideraremos mediciones de la región fuente en imágenes  $H_{\alpha}$  en su fase pre-eruptiva y mapas *Carrington* fuente de origen a menores altitudes. También se abordará el modelado numérico del problema de la deflexión, lo que permitirá comenzar a pesar

la importancia relativa de los diferentes factores intervinientes.

**BIBLIOGRAFÍA**

- Bi, Y., Jiang, Y., Yang, J., et al. 2014, *APJ*, 790, 100
- Byrne, J. P., Maloney, S. A., McAteer, R. T. J., Refojo, J. M., & Gallagher, P. T. 2010, *Nature Communications*, 1, 74
- Cremades, H. 2005, PhD thesis, Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung Katlenburg-Lindau, Germany
- Cremades, H. & Bothmer, V. 2004, *A&A*, 422, 307
- Cremades, H., Bothmer, V., & Tripathi, D. 2006, *Advances in Space Research*, 38, 461
- Gopalswamy, N., Mäkelä, P., Xie, H., Akiyama, S., & Yashiro, S. 2009, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114, A00A22
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., von Rosenvinge, T. T., & Leske, R. 2001, *AGU Fall Meeting Abstracts*, SH12A
- Gosling, J. T., Thomsen, M. F., Bame, S. J., & Zwickl, R. D. 1987, *J. GEOPHYS. RES.*, 92, 12399
- Gui, B., Shen, C., Wang, Y., et al. 2011, *SOL. PHYS.*, 271, 111
- Hildner, E. 1977, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 71, *Study of Travelling Interplanetary Phenomena*, ed. M. A. Shea, D. F. Smart, & S. T. Wu, 3–20
- Howard, R. A., Sheeley, Jr., N. R., Michels, D. J., & Koomen, M. J. 1985, *J. GEOPHYS. RES.*, 90, 8173
- Inhester, B. 2006, *arXiv Astrophysics e-prints*
- Isavnin, A., Vourlidas, A., & Kilpua, E. K. J. 2013, *SOL. PHYS.*, 284, 203
- Isavnin, A., Vourlidas, A., & Kilpua, E. K. J. 2014, *SOL. PHYS.*, 289, 2141
- Kay, C., Opher, M., Colaninno, R. C., & Vourlidas, A. 2016, *APJ*, 827, 70
- Kay, C., Opher, M., & Evans, R. M. 2013, *APJ*, 775, 5
- Kay, C., Opher, M., & Evans, R. M. 2015, *APJ*, 805, 168
- Kienreich, I. W., Muhr, N., Veronig, A. M., et al. 2013, *SOL. PHYS.*, 286, 201

- Kilpua, E. K. J., Pomoell, J., Vourlidas, A., et al. 2009, *Annales Geophysicae*, 27, 4491
- Kumari, A., Ramesh, R., Kathiravan, C., & Gopalswamy, N. 2017, *APJ*, 843, 10
- Liewer, P., Panasenco, O., Vourlidas, A., & Colaninno, R. 2015, *SOL. PHYS.*, 290, 3343
- López, F. M., Cremades, H., & Balmaceda, L. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 286, *Comparative Magnetic Minima: Characterizing Quiet Times in the Sun and Stars*, ed. C. H. Mandrini & D. F. Webb, 225–228
- Lugaz, N., Downs, C., Shibata, K., et al. 2011, *APJ*, 738, 127
- Lugaz, N., Farrugia, C. J., Davies, J. A., et al. 2012, *APJ*, 759, 68
- MacQueen, R. M., Hundhausen, A. J., & Conover, C. W. 1986, *J. GEOPHYS. RES.*, 91, 31
- Manchester, W., Kilpua, E. K. J., Liu, Y. D., et al. 2017, *SPACE SCI. REV.*, 212, 1159
- Mays, M. L., Taktakishvili, A., Pulkkinen, A., et al. 2015, *SOL. PHYS.*, 290, 1775
- McCauley, P. I., Su, Y. N., Schanche, N., et al. 2015, *SOL. PHYS.*, 290, 1703
- Möstl, C., Rollett, T., Frahm, R. A., et al. 2015, *Nature Communications*, 6, 7135
- Panasenco, O., Martin, S., Joshi, A. D., & Srivastava, N. 2011, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73, 1129
- Panasenco, O., Martin, S. F., Velli, M., & Vourlidas, A. 2013, *SOL. PHYS.*, 287, 391
- Pick, M., Stenborg, G., Démoulin, P., Zucca, P., & Lecacheux, A. 2016, *APJ*, 823, 5
- Plunkett, S. P., Thompson, B. J., St. Cyr, O. C., & Howard, R. A. 2001, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63, 389
- Rollett, T., Möstl, C., Temmer, M., et al. 2014, *APJL*, 790, L6
- Savani, N. P., Owens, M. J., Rouillard, A. P., Forsyth, R. J., & Davies, J. A. 2010, *APJL*, 714, L128
- Shen, C., Wang, Y., Gui, B., Ye, P., & Wang, S. 2011, *SOL. PHYS.*, 269, 389
- Shen, C., Wang, Y., Wang, S., et al. 2012, *Nature Physics*, 8, 923
- Thernisien, A., Vourlidas, A., & Howard, R. A. 2009, *SOL. PHYS.*, 256, 111
- Thompson, W. T. 2006, *A&A*, 449, 791

Vandas, M., Fischer, S., Dryer, M., Smith, Z., & Detman, T. 1996, *J. GEOPHYS. RES.*, 101, 2505

Wang, Y., Shen, C., Wang, S., & Ye, P. 2004, *SOL. PHYS.*, 222, 329

Wang, Y.-M. 2015, *APJL*, 803, L12

Xie, H., St. Cyr, O. C., Gopalswamy, N., et al. 2009, *SOL. PHYS.*, 259, 143

## Parte III

# Conclusiones y trabajo futuro





Desde el lanzamiento de telescopios de alta resolución espacial y temporal (e.g. SOHO, TRACE) en la década del 90 la física del plasma solar ha ingresado en una nueva fase. A partir de la información observacional disponible, del aumento de la capacidad de cómputo y del desarrollo de algoritmos numéricos que resuelven las ecuaciones del plasma en forma cada vez más estable se hizo posible establecer predicciones teóricas contrastables con las observaciones que brindan nuevas cotas y restricciones a los parámetros del plasma y a su dinámica, lográndose así mayor precisión y rigor en la descripción de los modelos. El estado del arte actual de la sismología solar y en especial de la sismología coronal ha permitido desarrollar nuevos métodos de diagnóstico remoto mediante los que se han medido parámetros hasta hace poco tiempo inaccesibles, como períodos y velocidades características, tiempos de amortiguamiento, de los que es posible inferir parámetros de plasma atmosféricos como densidades, temperaturas e intensidades de campo magnético. La sismología también realiza importantes aportes como indicador de actividad solar, al calentamiento coronal y a los mecanismos de aceleración del viento vía la transferencia y deposición de energía y momento.

La tesis aquí presentada se enmarca en dos tópicos de la física solar que se relacionan indirecta o directamente con la meteorología del espacio. Tanto la temática de las manchas solares, de importancia para estudiar y establecer la variabilidad de la actividad estelar, como la temática de las eyecciones coronales de masa, que pueden afectar la actividad espacial humana, entre otros, son de gran importancia para el diagnóstico y predicción de la meteorología espacial.

En este trabajo se propuso hacer aportes al estudio de dos fenómenos de la atmósfera solar. Por un lado se propuso analizar perturbaciones periódicas detectadas en regiones activas

estudiando una en particular, considerando que ella resulta un estudio de caso representativo de casos generales. Por otro lado, se abordó el análisis de deflexiones de eyecciones coronales de masa considerando aquellas que se produjeron durante un año completo.

Para investigación de la propagación de una señal periódica observada en una región activa se realizó un estudio observacional multifrecuencia con imágenes del instrumento *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) a bordo del *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Las líneas de campo de la región activa se visualizan ancladas a una región de la umbra de la mancha solar y la señal parece propagarse a lo largo de éstas. El estudio multifrecuencia constó de un análisis cinemático y de las periodicidades en los canales coronales (171 Å, 193 Å y 211 Å) a través de una rendija virtual paralela a una línea de campo magnético en el plano del cielo. Se contruyeron mapas *distancia-tiempo* ( $d-t$ ) que permitieron describir la propagación de perturbaciones a lo largo de la línea de campo en función del tiempo. De ellos fue posible obtener la velocidad de propagación de la perturbación y los períodos dominantes. Realizamos este mismo análisis de períodos para los canales de AIA asociados a la baja atmósfera (1700 Å, 1600 Å y 304 Å). Obtuvimos también los mapas de periodicidades dominantes en toda la región de la umbra y la penumbra de la mancha solar asociada a la región activa.

Encontramos que los períodos en la corona se corresponden con los encontrados en la baja atmósfera y tienen un rango entre 2.4 y 3 minutos en la umbra y son de aproximadamente 5 minutos en la penumbra. En la fotosfera los períodos de  $\sim 3$  minutos están acotados a una pequeña región de la umbra, correspondiendo con la descripción de *umbral dots* (UDs). En la corona las amplitudes de estos períodos son mayores para 171Å. Esto sugiere que las perturbaciones observadas en la corona podrían originarse en la umbra de la mancha solar resultando más intensas en 171Å dado que la capa de la atmósfera asociada a este filtro está más cerca de la perturbación. Resultados similares de perturbaciones observadas en la corona interpretadas como ondas magnetoacústicas lentas generadas desde la umbra fotosférica por *modos-p* han sido reportados por autores como [Jess et al. \(2012\)](#); [Sheeley et al. \(2014\)](#); [Krishna Prasad et al. \(2015\)](#).

En cuanto a la velocidad de propagación de la señal los mapas  $d-t$  muestran regularidades. Las velocidades medias para cada filtro son  $\sim 69$  km/s para 171Å, 36 km/s para 193 Å y 41 km/s para 211 Å. Todas las velocidades son menores a la velocidad del sonido, lo que podría indicar que la velocidad observada es la proyección de esta velocidad a lo largo de las líneas de campo o podría ser un indicio de que el fenómeno no se debe exclusivamente a ondas magnetoacústicas puras sino que nos encontramos ante presencia de flujo de materia. El filtro de 171 Å exhibe un perfil notablemente acelerado y muestra también una mayor distancia recorrida por la perturbación a lo largo de la rendija. Esto sugiere que la perturbación se manifiesta de manera más intensa en este filtro, estando de acuerdo con los resultados obtenidos en el estudio de periodicidades.

Por otro lado las velocidades calculadas son mayores en 171 Å, luego sigue 211 Å y finalmente 193 Å, donde el fenómeno se percibe con menor intensidad tanto en amplitud de velocidad como de períodos. De ello puede interpretarse que el material observado en 193 Å está más lejos del lugar donde se origina la perturbación.

Varios autores afirman que estas perturbaciones observadas en la corona son la manifestación de ondas magnetoacústicas lentas que se originan en la fotosfera debido a los modos heliosismológicos y se propagan hasta la corona a lo largo de las líneas de campo magnético. Con el objetivo de explicar estas observaciones en términos de un forzado desde la fotosfera realizamos una simulación MHD ideal en dos dimensiones emulando el campo magnético de una mancha solar desde la fotosfera hasta la corona en un plano perpendicular al plano del cielo. Consideramos además una atmósfera estratificada gravitacionalmente con temperatura variable, teniendo en cuenta la inversión térmica de las capas superiores. Para realizar una simulación con estas condiciones se desarrolló e implementó un método numérico que resuelve las ecuaciones de la MHD ideal para apartamientos del equilibrio de las variables conservadas. Para simular las perturbaciones periódicas observadas en la corona aplicamos un forzado en la base fotosférica con período de 3 minutos y localizado en una región de 1 Mm. Construimos los mapas  $d-t$  considerando que cada punto de la rendija es un punto sobre la línea de campo, que recorre distintas alturas. Tomamos distintas líneas de campo con distinta inclinación respecto a la vertical. Fuimos capaces de reproducir el mapa para 171 Å con el perfil acelerado y calculamos los valores de velocidad y de períodos de la misma forma que en las observaciones. Corroboramos que las velocidades a lo largo de las líneas de campo se corresponden con los modos magnetoacústicos lentos, para todas las líneas de campo. Sin embargo, las velocidades proyectadas sobre el plano del cielo varían de una línea a otra, confirmando el efecto de proyección que supusimos en las observaciones. También obtuvimos valores de velocidad similares a los de la umbra de la mancha. Con respecto a los períodos, encontramos que al forzar en la base fotosférica con un período de 3 minutos aparece un desplazamiento a 3.2 minutos en la umbra coronal. Este corrimiento está de acuerdo con el corrimiento de período de las observaciones, aunque no se distingue un aumento de amplitud en los períodos de 5 minutos para la penumbra. Suponemos que esto puede deberse al modelo de forzado que estamos utilizando o que el tiempo de la simulación no es el suficiente para que los modos se acoplen.

Otros autores argumentan que los períodos observados son la respuesta del medio ante perturbaciones a las frecuencias naturales. En este sentido para tratar de explicar las observaciones en términos de las frecuencias naturales, alternativamente al modelo del forzado, presentamos un enfoque analítico. Considerando una atmósfera estratificada con temperatura y peso molecular variable y aproximación de tubo fino obtuvimos una expresión para la frecuencia de corte de las

ondas magnetoacústicas de gravedad. Encontramos que bajo esta aproximación y eligiendo una inclinación de campo determinada podemos reproducir también los períodos observados en la atmósfera solar de una mancha.

Vemos que, en el marco de las aproximaciones realizadas, tanto desde la perspectiva del modelo de forzado desde las bases como desde el de las frecuencias naturales obtenemos resultados compatibles con las observaciones. Debido a la coincidencia entre los períodos naturales, o respuesta del medio a la frecuencia de corte de la atmósfera solar, y los modos heliosismológicos es por tanto difícil discernir cuál es el modelo que describe el fenómeno. Sin embargo cabe plantear una hipótesis acerca de la coincidencia de períodos hallados. Ella es que dicha coincidencia se habría originado como resultado evolutivo del cambio dinámico y termodinámico de la atmósfera. Esto habría resultado en el ajuste de los modos propios atmosféricos a los heliosismológicos correspondiendo a una configuración de menor energía del sistema interior-atmósfera del Sol.

Por otro lado en este trabajo realizamos un estudio sistemático de deflexiones de eyecciones coronales de masa (CMEs). Hicimos un relevamiento de eventos ocurridos entre octubre de 2010 y septiembre de 2011 para encontrar deflexiones de CMEs. En una primera búsqueda seleccionamos los eventos cuya diferencia entre el ángulo de posición del filamento y el ángulo central de posición de la CME fuera mayor a  $18^\circ$ . De estos eventos estudiamos aquellos que eran observables en SWAP para aprovechar su campo extendido de visión y así poder seguir la evolución del filamento en EUV. Para todos estos eventos obtuvimos las coordenadas de latitud y longitud del ápex del filamento y del eje central de la CME aplicando los métodos de Triangulación y *Forward Modeling*. Calculamos la deflexión real entre la coordenada inicial y la final. Obtuvimos un solo caso en el que la CME se deflecta en el campo visual de los coronógrafos empleados, es decir que la diferencia de las coordenadas del eje central para un tiempo final e inicial superan los  $18^\circ$ . La dinámica de la prominencia y la CME parece estar afectada por la cercanía de un agujero coronal, haciendo que la prominencia se mueva alejándose de él, y por la presencia de un *pseudostreamer*, que trata de canalizar la CME a través de él modificando su trayectoria. Este resultado está de acuerdo con otros trabajos de la literatura ([Cremades et al. 2006](#); [Panasenco et al. 2011](#); [López et al. 2012](#), por ejemplo).

Vemos que los factores determinantes de la deflexión de las prominencias y las CMEs son variados, pueden darse en forma múltiple y afectar con distinto grado de intensidad al fenómeno. Esta variedad de factores, ya sean los del entorno magnético o las características intrínsecas de la propia estructura de la prominencia y la CME, sumado a las limitaciones observacionales hacen difícil establecer y sistematizar la importancia relativa de los factores que influyen en la dinámica de estas estructuras. Dado que el caso positivo de deflexión a grandes alturas en el campo visual de los coronógrafos utilizados, es uno entre 11 analizados, concluimos preliminarmente que la

estadística de casos positivos es poco frecuente.

## 6.1. Trabajo futuro

Tratando de responder a la pregunta de si los períodos observados son producto del forzado de las bases o de las frecuencias naturales es necesario poder emular la propagación periódica en otros filtros, ya que solo pudimos reproducir el comportamiento de  $171 \text{ \AA}$ . Esto es necesario para poder comparar las velocidades proyectadas con las observadas y para verificar si efectivamente hay una amortiguación del forzado con la altura. También analizar otro tipo de forzado que utilice la inyección de material, para verificar si las observaciones pueden ser explicadas con un flujo recurrente.

En caso de las deflexiones de CMEs analizar en detalle la deflexión a bajas altitudes. Para expandir el número de eventos consideraremos aquellos casos que son observables en el campo de visión de SWAP. También analizar las CMEs provenientes de regiones activas, ya que las fuentes analizadas en este trabajo son en su mayoría filamentos quiescentes. De esta manera tendremos una muestra de eventos rápidos (fulguraciones) y eventos lentos (prominencias quiescentes).

**BIBLIOGRAFÍA**

Cremades, H., Bothmer, V., & Tripathi, D. 2006, *Advances in Space Research*, 38, 461

Jess, D. B., De Moortel, I., Mathioudakis, M., et al. 2012, *ApJ*, 757, 160

Krishna Prasad, S., Jess, D. B., & Khomenko, E. 2015, *ApJL*, 812, L15

López, F. M., Cremades, H., & Balmaceda, L. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 286, *Comparative Magnetic Minima: Characterizing Quiet Times in the Sun and Stars*, ed. C. H. Mandrini & D. F. Webb, 225–228

Panasenco, O., Martin, S., Joshi, A. D., & Srivastava, N. 2011, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73, 1129

Sheeley, Jr., N. R., Warren, H. P., Lee, J., et al. 2014, *ApJ*, 797, 131

Parte IV

Apéndice





---

Método de resolución de ecuaciones MHD para variables separadas

---

En este apéndice se detalla el método de separación de variables desarrollado e implementado en el código GUACHO.

El método implementado consiste en la separación de variables considerando cada una de ellas como la suma de un término que cumple con la condición de equilibrio del problema y una perturbación no necesariamente pequeña. La evolución de las ecuaciones se realiza considerando como variables los términos perturbados que luego se adicionan al estado de equilibrio. El método es una extensión del desarrollado en [Miyoshi et al. \(2010\)](#) para el conjunto total de variables del sistema. El objetivo de esta implementación es obtener soluciones en equilibrio numérico.

### A.1. Ecuaciones ideales MHD

Las ecuaciones MHD ideales en forma conservativa y adimensional se escriben:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v}] = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial [\rho \vec{v}]}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v} \vec{v} + (p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})I - \vec{B} \vec{B}] = \vec{0} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})\vec{v} - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B})] = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v}) = \vec{0} \quad (\text{A.4})$$

donde  $E = \frac{1}{2}\rho v^2 + c_v p + \frac{|\vec{B}|^2}{2}$ . La gravedad, es considerada como un término fuente de las ecuaciones ideales

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v}] = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial [\rho \vec{v}]}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v} \vec{v} + (p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})I - \vec{B} \vec{B}] = \rho \vec{g} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})\vec{v} - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B})] = \rho \vec{v} \cdot \vec{g} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v}) = \vec{0} \quad (\text{A.8})$$

En forma compacta:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\mathbf{F}} = \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial y} + \frac{\partial \vec{H}}{\partial z} = \vec{S} \quad (\text{A.9})$$

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ E \\ \vec{B} \end{pmatrix} \quad \vec{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} \vec{v} + (p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})I - \vec{B} \vec{B} \\ (E + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})\vec{v} - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ \vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v} \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \vec{g} \\ \rho \vec{v} \cdot \vec{g} \\ \vec{0} \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

donde  $\vec{U} = (u_1, \dots, u_8)$  corresponde a las variables conservadas,  $\vec{\mathbf{F}} = (\vec{F}, \vec{H}, \vec{G})$  son los flujos en la dirección  $x, y$  y  $z$ , respectivamente, y el vector  $\vec{S}$  son las fuentes.

## Flujos

$\vec{P} = (P_1, \dots, P_8)$  es el vector que contienen las variables primitivas.

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ E \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad \vec{P} = \begin{pmatrix} \rho \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ p \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2/u_1 \\ u_3/u_1 \\ u_4/u_1 \\ (u_5 - \frac{1}{2}P_1(P_2^2 + P_3^2 + P_4^2) - \frac{1}{2}(u_6^2 + u_7^2 + u_8^2))/c_v \\ u_6 \\ u_7 \\ u_8 \end{pmatrix}$$

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2} - B_x^2 \\ \rho v_x v_y - B_x B_y \\ \rho v_x v_z - B_x B_z \\ (E + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})v_x - B_x(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ 0 \\ v_x B_y - v_y B_x \\ v_x B_z - v_z B_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 P_2 \\ P_1 P_2^2 + P_5 + \frac{1}{2}(P_6^2 + P_7^2 + P_8^2) - P_6^2 \\ P_1 P_2 P_3 - P_6 P_7 \\ P_1 P_2 P_4 - P_6 P_8 \\ (E + P_5 + \frac{1}{2}(P_6^2 + P_7^2 + P_8^2))P_2 - P_6(P_2 P_6 + P_3 P_7 + P_4 P_8) \\ 0 \\ P_2 P_7 - P_6 P_3 \\ P_2 P_8 - P_6 P_4 \end{pmatrix}$$

$$\vec{G} = \begin{pmatrix} \rho v_y \\ \rho v_y v_x - B_y B_x \\ \rho v_y^2 + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2} - B_y^2 \\ \rho v_y v_z - B_y B_z \\ (E + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})v_y - B_y(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ v_y B_x - v_x B_y \\ 0 \\ v_y B_z - v_z B_y \end{pmatrix} \quad \vec{H} = \begin{pmatrix} \rho v_z \\ \rho v_z v_x - B_z B_x \\ \rho v_z v_y - B_z B_y \\ \rho v_z^2 + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2} - B_z^2 \\ (E + p + \frac{|\vec{B}|^2}{2})v_z - B_z(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ v_z B_x - v_x B_z \\ v_z B_y - v_y B_z \\ 0 \end{pmatrix}$$

donde  $E = \frac{1}{2}P_1(P_2^2 + P_3^2 + P_4^2) + c_v P_5 + \frac{1}{2}(P_6^2 + P_7^2 + P_8^2)$

## A.2. *Splitting* o separación de variables en densidad y presión

Separamos las variables  $\rho = \rho_0 + \rho_1$  y  $p = p_0 + p_1$ . Asumimos que  $\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0$  y que  $\frac{\partial p_0}{\partial t} = 0$ . Considerando la gravedad:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_1 + \rho_0)\vec{v}] = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\partial [(\rho_1 + \rho_0)\vec{v}]}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_1 + \rho_0)\vec{v}\vec{v} + (p_1 + \frac{|\vec{B}|^2}{2})I - \vec{B}\vec{B}] = \rho_1 \vec{g} + \rho_0 \vec{g} - \nabla p_0 \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_1 + p_1 + \frac{|\vec{B}|^2}{2} + (c_v + 1)\rho_0)\vec{v} - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B})] = (\rho_1 + \rho_0)\vec{v} \cdot \vec{g} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}\vec{B} - \vec{B}\vec{v}) = \vec{0} \quad (\text{A.15})$$

donde  $E_1 = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_0)v^2 + c_v p_1 + \frac{|\vec{B}|^2}{2}$  y  $E = E_1 + c_v p_0$

## Flujos

El arreglo  $\vec{U}_1 = (u_{11}, \dots, u_{18})$  contiene a las variables perturbadas (apartamentos del estado de equilibrio), salvo  $u_{1i}$  con  $i = 2, 3, 4$  que es combinada. El vector  $\vec{P}_1 = (P_{11}, \dots, P_{18})$  contiene las primitivas de  $\vec{U}_1$  y agregamos un arreglo  $\vec{P}_0 = (P_{01}, \dots, P_{08})$  que incluye las primitivas de las variables no perturbadas, es decir  $\rho_0$  y  $p_0$ .

$$\vec{U}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x \\ (\rho_0 + \rho_1)v_y \\ (\rho_0 + \rho_1)v_z \\ E_1 \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad \vec{P}_0 = \begin{pmatrix} \rho_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ p_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{P}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ p_1 \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{11} \\ u_{12}/(P_{01} + P_{11}) \\ u_{13}/(P_{01} + P_{11}) \\ u_{14}/(P_{01} + P_{11}) \\ (u_{15} - \frac{1}{2}(P_{01} + P_{11})(P_{12}^2 + P_{13}^2 + P_{14}^2) \\ - \frac{1}{2}(u_{16}^2 + u_{17}^2 + u_{18}^2))/c_v \\ u_{16} \\ u_{17} \\ u_{18} \end{pmatrix}$$

El flujo en la dirección  $x$ ,  $\vec{F}_1$  queda determinado de la siguiente manera:

$$\vec{F}_1 = \begin{pmatrix} (\rho_0 + \rho_1)v_x \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x^2 + p_1 + \frac{|\vec{B}|^2}{2} - B_x^2 \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x v_y - B_x B_y \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x v_z - B_x B_z \\ (E_1 + p_1 + (c_v + 1)p_0 + \frac{|\vec{B}|^2}{2})v_x - B_x(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ 0 \\ v_x B_y - v_y B_x \\ v_x B_z - v_z B_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (P_{01} + P_{11})P_{12} \\ (P_{01} + P_{11})P_{12}^2 + P_{15} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2) - P_{16}^2 \\ (P_{01} + P_{11})P_{12}P_{13} - P_{16}P_{17} \\ (P_{01} + P_{11})P_{12}P_{14} - P_{16}P_{18} \\ (E_1 + P_{15} + (c_v + 1)P_{05} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2))P_{12} - P_6(P_2P_6 + P_3P_7 + P_4P_8) \\ 0 \\ P_{12}P_{17} - P_{13}P_{16} \\ P_{12}P_{18} - P_{14}P_{16} \end{pmatrix}$$

donde  $E_1 = \frac{1}{2}(P_{01} + P_{11})(P_{12}^2 + P_{13}^2 + P_{14}^2) + c_v P_{15} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2)$

### A.3. *Splitting* en campo

Separamos el campo  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$  y consideramos que  $\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} = \vec{0}$  y que  $\nabla \cdot \vec{B}_0 = 0$ . Para aplicar el método el campo magnético tiene que cumplir con la condición de ser *force-free*, es decir  $\vec{B}_0 \times (\nabla \times \vec{B}_0) = \vec{0}$ . En este caso por las características del estado de equilibrio del problema  $\nabla \times \vec{B}_0 = \vec{0}$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v}] = 0 \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\partial [\rho \vec{v}]}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v} \vec{v} + (p + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1)I - \vec{B}_1 \vec{B}_1 - \vec{B}_1 \vec{B}_0 - \vec{B}_0 \vec{B}_1] = \rho \vec{g} + (\nabla \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 \quad (\text{A.17})$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_1 + p + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_1 \cdot \vec{B}_0) \vec{v} - (\vec{B}_1 + \vec{B}_0)(\vec{v} \cdot \vec{B}_1)] = \rho \vec{v} \cdot \vec{g} - (\vec{v} \times (\vec{B}_1 + \vec{B}_0)) \cdot (\nabla \times \vec{B}_0) \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}(\vec{B}_1 + \vec{B}_0) - (\vec{B}_1 + \vec{B}_0)\vec{v}) = \vec{0} \quad (\text{A.19})$$

donde  $E_1 = \frac{1}{2}\rho v^2 + c_v p + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2}$  y  $E = E_1 + \frac{|\vec{B}_0|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1$

### Flujos

Los flujos resultantes son:

$$\vec{U}_1 = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ E_1 \\ B_{1x} \\ B_{1y} \\ B_{1z} \end{pmatrix} \quad \vec{P}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ B_{0x} \\ B_{0y} \\ B_{0z} \end{pmatrix} \quad \vec{P}_1 = \begin{pmatrix} \rho \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ p \\ B_{1x} \\ B_{1y} \\ B_{1z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{11} \\ u_{12}/P_{11} \\ u_{13}/P_{11} \\ u_{14}/P_{11} \\ (u_{15} - \frac{1}{2}P_{11}(P_{12}^2 + P_{13}^2 + P_{14}^2) - \frac{1}{2}(u_{16}^2 + u_{17}^2 + u_{18}^2))/c_v \\ u_{16} \\ u_{17} \\ u_{18} \end{pmatrix}$$

$$\vec{F}_1 = \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + p + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1 - B_{1x}^2 - 2\mathbf{B}_{0x}\mathbf{B}_{1x} \\ \rho v_x v_y - B_{1x}B_{1y} - \mathbf{B}_{1y}\mathbf{B}_{0x} - \mathbf{B}_{0y}\mathbf{B}_{1x} \\ \rho v_x v_z - B_{1x}B_{1z} - \mathbf{B}_{1z}\mathbf{B}_{0x} - \mathbf{B}_{0z}\mathbf{B}_{1x} \\ (E_1 + p + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1)v_x - (B_{1x} + \mathbf{B}_{0x})(\vec{v} \cdot \vec{B}_1) \\ 0 \\ v_x(\mathbf{B}_{1y} + \mathbf{B}_{0y}) - (B_{1x} + \mathbf{B}_{0x})v_y \\ v_x(\mathbf{B}_{1z} + \mathbf{B}_{0z}) - (B_{1x} + \mathbf{B}_{0x})v_z \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} P_{11}P_{12} \\ P_{11}P_{12}^2 + P_{15} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2) + P_{01}P_{11} + P_{02}P_{12} + P_{03}P_{13} - P_{16}^2 - 2P_{01}P_{11} \\ P_{11}P_{12}P_{13} - P_{16}P_{17} - P_{17}P_{06} - P_{07}P_{16} \\ P_{11}P_{12}P_{14} - P_{16}P_{18} - P_{18}P_{06} - P_{08}P_{16} \\ (E_1 + P_{15} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2) + P_{01}P_{11} + P_{02}P_{12} + P_{03}P_{13})P_{12} - \\ (P_{01} + P_{11})(P_{12}P_{16} + P_{13}P_{17} + P_{14}P_{18}) \\ 0 \\ P_{12}(P_{17} + P_{07}) - (P_{16} + P_{06})P_{13} \\ P_{12}(P_{18} + P_{08}) - (P_{16} + P_{06})P_{14} \end{pmatrix}$$

donde  $E_1 = \frac{1}{2}P_{11}(P_{12}^2 + P_{13}^2 + P_{14}^2) + c_v P_{15} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2)$

#### A.4. *Splitting* en densidad, presión y campo

Consideremos la separación en todas las variables,  $\rho = \rho_0 + \rho_1$ ,  $p = p_0 + p_1$ ,  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$  y  $\vec{v} = \vec{v}_1$  ( $\vec{v}_0 = 0$ ). Asumimos que  $\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0$ ,  $\frac{\partial p_0}{\partial t} = 0$  y  $\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} = \vec{0}$ .

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho_1)\vec{v}] = 0 \quad (\text{A.20})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial [(\rho_0 + \rho_1)\vec{v}]}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho_1)\vec{v}\vec{v} + (p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1)I - \vec{B}_1\vec{B}_1 - \vec{B}_1\vec{B}_0 - \vec{B}_0\vec{B}_1] \\ = \rho_1\vec{g} + \rho_0\vec{g} - \nabla p_0 + (\nabla \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_1 + p_1 + \mathbf{E}_0 + \mathbf{p}_0 + \frac{|\vec{B}_0 + \vec{B}_1|^2}{2})\vec{v} - (\vec{B}_0 + \vec{B}_1)(\vec{v} \cdot (\vec{B}_0 + \vec{B}_1))] \\ = \rho_1\vec{v} \cdot \vec{g} + \rho_0\vec{v} \cdot \vec{g} \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}(\vec{B}_0 + \vec{B}_1) - (\vec{B}_0 + \vec{B}_1)\vec{v}) = \vec{0} \quad (\text{A.23})$$

donde  $E_1 = \frac{1}{2}(\rho_0 + \rho_1)v^2 + c_v p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1$ ,  $E_0 = c_v p_0 + \frac{|\vec{B}_0|^2}{2}$  y  $E = E_1 + E_0$ . Notar que en la ecuación de momento el término  $(\nabla \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 = (\vec{B}_0 \cdot \nabla)\vec{B}_0 - \nabla(\frac{B_0^2}{2})$  es la tensión y la

presión magnética, respectivamente.

## Flujos

$$\vec{U}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x \\ (\rho_0 + \rho_1)v_y \\ (\rho_0 + \rho_1)v_z \\ E_1 \\ B_{1x} \\ B_{1y} \\ B_{1z} \end{pmatrix} \quad \vec{P}_0 = \begin{pmatrix} \rho_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ p_0 \\ B_{0x} \\ B_{0y} \\ B_{0z} \end{pmatrix} \quad \vec{P}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ p_1 \\ B_{1x} \\ B_{1y} \\ B_{1z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{11} \\ u_{12}/(P_{11} + P_{01}) \\ u_{13}/(P_{11} + P_{01}) \\ u_{14}/(P_{11} + P_{01}) \\ (u_{15} - \frac{1}{2}(P_{01} + P_{11})(P_{12}^2 + P_{13}^2 + P_{14}^2) - \\ \frac{1}{2}(u_{16}^2 + u_{17}^2 + u_{18}^2) - (P_{06}u_{16} + P_{07}u_{17} + P_{08}u_{18}))/c_v \\ u_{16} \\ u_{17} \\ u_{18} \end{pmatrix}$$

$$\vec{F}_1 = \begin{pmatrix} (\rho_0 + \rho_1)v_x \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x^2 + p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1 - B_{1x}^2 - 2B_{0x}B_{1x} \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x v_y - B_{1x}B_{1y} - B_{1y}B_{0x} - B_{0y}B_{1x} \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x v_z - B_{1x}B_{1z} - B_{1z}B_{0x} - B_{0z}B_{1x} \\ (E_1 + p_1 + E_0 + p_0 + \frac{|\vec{B}_1 + \vec{B}_0|^2}{2})v_x - (B_{1x} + B_{0x})(\vec{v} \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_0)) \\ 0 \\ v_x(\vec{B}_{1y} + \vec{B}_{0y}) - v_y(\vec{B}_{1x} + \vec{B}_{0x}) \\ v_x(\vec{B}_{1z} + \vec{B}_{0z}) - v_z(\vec{B}_{1x} + \vec{B}_{0x}) \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} (P_{01} + P_{11})P_{12} \\ (P_{01} + P_{11})P_{12}^2 + P_{15} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2) + P_{01}P_{11} + P_{02}P_{12} + P_{03}P_{13} - P_{16}^2 - 2P_{01}P_{11} \\ (P_{01} + P_{11})P_{12}P_{13} - P_{16}P_{17} - P_{17}P_{06} - P_{07}P_{16} \\ (P_{01} + P_{11})P_{12}P_{14} - P_{16}P_{18} - P_{18}P_{06} - P_{08}P_{16} \\ (E_1 + P_{15} + E_0 + P_{05} + \frac{1}{2}((P_{06} + P_{16})^2 + (P_{07} + P_{17})^2 + (P_{08} + P_{18})^2) - \\ (P_{01} + P_{11})(P_{12}(P_{06} + P_{16}) + P_{13}(P_{07} + P_{17}) + P_{14}(P_{08} + P_{18})) \\ 0 \\ P_{12}(P_{17} + P_{07}) - (P_{16} + P_{06})P_{13} \\ P_{12}(P_{18} + P_{08}) - (P_{16} + P_{06})P_{14} \end{pmatrix}$$

donde  $E_1 = \frac{1}{2}(P_{01} + P_{11})(P_{12}^2 + P_{13}^2 + P_{14}^2) + c_v P_{15} + \frac{1}{2}(P_{16}^2 + P_{17}^2 + P_{18}^2) + P_{06}P_{16} + P_{07}P_{17} + P_{08}P_{18}$   
y  $E_0 = c_v P_{05} + \frac{1}{2}(P_{06}^2 + P_{07}^2 + P_{08}^2)$

## A.5. Riemann Solvers

### HLLE

El *Riemann Solver* que presentamos fue propuesto por Harten (1983) y es uno de los más simples. Consideremos la ecuación (A.9) en una sola dimensión y sin fuentes, es decir

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} = \vec{0} \quad (\text{A.24})$$

De esta ecuación unidimensional y teniendo en cuenta que el campo magnético tiene divergencia nula, se deduce que en la dirección  $x$ ,  $B_x$  es una constante dada ( $\partial_t B_x = 0$  y  $\partial_x B_x = 0$ ). En este solver se asume un solo estado intermedio entre la onda más rápida y la onda más lenta. La solución aproximada propuesta por Harten (1983) es:

$$\vec{U}_{HLLE} = \begin{cases} \vec{U}_L & \text{si } S_L > 0 \\ \vec{U}^* & \text{si } S_L \leq 0 \leq S_R \\ \vec{U}_R & \text{si } S_R < 0 \end{cases} \quad (\text{A.25})$$

donde  $\vec{U}_L$  y  $\vec{U}_R$  se corresponden con el estado izquierdo y derecho, respectivamente. Para evaluarlos se toma  $\vec{U}_L = \vec{U}(i, j, k)$  y  $\vec{U}_R = \vec{U}(i+1, j, k)$ .  $S_L$  es la velocidad mínima de la señal y  $S_R$  es la máxima.

$$S_R = \max(\lambda_m(\vec{U}_L), \lambda_m(\vec{U}_R)) = \max(v_{xL} + c_{fL}, v_{xR} + c_{fR}) \quad (\text{A.26})$$

$$S_L = \min(\lambda_1(\vec{U}_L), \lambda_1(\vec{U}_R)) = \min(v_{xL} - c_{fL}, v_{xR} - c_{fR}) \quad (\text{A.27})$$

$\lambda_1$  y  $\lambda_m$  son los autovalores más chicos y más grandes, respectivamente, de (A.24),  $c_{fL}$  y  $c_{fR}$  son las velocidades magnetoacústicas rápidas para el estado izquierdo y derecho, definida como

$$c_{f\alpha} = \sqrt{\frac{\gamma p_\alpha + |\vec{B}_\alpha|^2 + \sqrt{(\gamma p_\alpha + |\vec{B}_\alpha|^2)^2 - 4\gamma p_\alpha B_x^2}}{2\rho_\alpha}} \quad (\text{A.28})$$

donde  $\alpha$  corresponde a  $L$  o  $R$  y  $B_{xL} = B_{xR} = B_x$ . La variable  $\vec{U}^*$  denota el estado subsónico intermedio y está definido como:

$$\vec{U}^* = \frac{S_R \vec{U}_R - S_L \vec{U}_L - \vec{F}_R + \vec{F}_L}{S_R - S_L} \quad (\text{A.29})$$

donde  $\vec{F}_L = \vec{F}(\vec{U}_L)$  y  $\vec{F}_R = \vec{F}(\vec{U}_R)$ . El flujo correspondiente a la interfase es:

$$\vec{F}_{HLLE} = \begin{cases} \vec{F}_L & \text{si } S_L > 0 \\ \vec{F}^* & \text{si } S_L \leq 0 \leq S_R \\ \vec{F}_R & \text{si } S_R < 0 \end{cases} \quad (\text{A.30})$$

$$\vec{F}^* = \frac{S_R \vec{F}_L - S_L \vec{F}_R + S_L S_R (\vec{U}_R - \vec{U}_L)}{S_R - S_L} \quad (\text{A.31})$$



**HLL E Split**

Consideremos la separación en todas las variables  $\rho$ ,  $p$  y  $\vec{B}$ . Recordemos que para este caso

$$\vec{U}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x \\ (\rho_0 + \rho_1)v_y \\ (\rho_0 + \rho_1)v_z \\ E_1 \\ B_{1x} \\ B_{1y} \\ B_{1z} \end{pmatrix} \quad \vec{F}_1 = \begin{pmatrix} (\rho_0 + \rho_1)v_x \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x^2 + p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1 - B_{1x}^2 - 2\mathbf{B}_{0x}\mathbf{B}_{1x} \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x v_y - B_{1x}B_{1y} - \mathbf{B}_{1y}\mathbf{B}_{0x} - \mathbf{B}_{0y}\mathbf{B}_{1x} \\ (\rho_0 + \rho_1)v_x v_z - B_{1x}B_{1z} - \mathbf{B}_{1z}\mathbf{B}_{0x} - \mathbf{B}_{0z}\mathbf{B}_{1x} \\ (E_1 + p_1 + \mathbf{E}_0 + \mathbf{p}_0 + \frac{|\vec{B}_1 + \vec{B}_0|^2}{2})v_x - (B_{1x} + \mathbf{B}_{0x})(\vec{v} \cdot (\vec{B}_1 + \vec{B}_0)) \\ 0 \\ v_x(\vec{B}_{1y} + \vec{B}_{0y}) - v_y(\vec{B}_{1x} + \vec{B}_{0x}) \\ v_x(\vec{B}_{1z} + \vec{B}_{0z}) - v_z(\vec{B}_{1x} + \vec{B}_{0x}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.32})$$

Así como consideramos que  $B_x$  es constante en el tiempo y en la región de Riemann, también vamos a considerar que  $\rho_0$ ,  $p_0$  y  $\vec{B}_0$  son constantes en todo el espacio  $x - t$ ,  $y - t$  y  $z - t$  local, incluyendo no sólo los estados derecho e izquierdo sino también el intermedio, es decir que  $\rho_{0\alpha} = \rho_0^* = \rho_0$ ,  $p_{0\alpha} = p_0^* = p_0$  y  $\vec{B}_{0\alpha} = \vec{B}_0^* = \vec{B}_0$ .

Las velocidades  $S_R$  y  $S_L$  se calculan mediante la ecuación (A.28) utilizando las variables completas, es decir,  $\rho = \rho_0 + \rho_1$ ,  $p = p_0 + p_1$  y  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$ . En las ecuaciones (A.29) y (A.31) se reemplaza  $\vec{U}_\alpha$  y  $\vec{F}_\alpha$  por  $\vec{U}_{1\alpha}$  y  $\vec{F}_{1\alpha}$  para poder obtener los estados intermedios.

**HLLD**

En este solver, desarrollado por [Miyoshi & Kusano \(2005\)](#), se considera que, además de  $B_x$ , la velocidad normal ( $v_x$  en este caso) es constante en la región de Riemann y es igual a la velocidad de la onda de entropía. La variable  $p_T = p + \frac{|\vec{B}|^2}{2}$  también se considera constante en esta región. La región de Riemann se divide en cuatro estados intermedios:  $\vec{U}_L^*$ ,  $\vec{U}_L^{**}$ ,  $\vec{U}_R^*$  y  $\vec{U}_R^{**}$ . Estos estados se encuentran separados por 5 ondas, una de entropía ( $S_M$ ), dos de Alfvén ( $S_L^*$  y  $S_R^*$ ) y dos magnetoacústicas rápidas ( $S_L^{**}$  y  $S_R^{**}$ ).

Para calcular  $S_M$  se evalúa la ecuación (A.29) en la componente normal de la velocidad,  $v_x^*$ . Se obtiene:

$$S_M = \frac{(S_R - v_{xR})\rho_R v_{xR} - (S_L - v_{xL})\rho_L v_{xL} - p_{TR} + p_{TL}}{(S_R - v_{xR})\rho_R - (S_L - v_{xL})\rho_L} \quad (\text{A.33})$$

Para obtener los estados intermedios tenemos en cuenta las siguientes hipótesis:

$$v_{x\alpha}^* = v_{x\alpha}^{**} = S_M \quad (\text{A.34})$$

$$p_{T\alpha}^* = p_{T\alpha}^{**} = p_T^* \quad (\text{A.35})$$

y utilizamos las siguientes condiciones de salto a través de las distintas velocidades

$$S_\alpha \rightarrow S_\alpha(\vec{U}_\alpha^* - \vec{U}_\alpha) = \vec{F}_\alpha^* - \vec{F}_\alpha \quad (\text{A.36})$$

$$S_\alpha^* \rightarrow S_\alpha^*(\vec{U}_\alpha^{**} - \vec{U}_\alpha^*) = \vec{F}_\alpha^{**} - \vec{F}_\alpha^* \quad (\text{A.37})$$

$$S_M \rightarrow S_M(\vec{U}_R^{**} - \vec{U}_L^{**}) = \vec{F}_R^{**} - \vec{F}_L^{**} \quad (\text{A.38})$$

Evaluando la segunda componente en la condición de salto a través de  $S_\alpha$  se obtiene la expresión para  $p_T^*$

$$p_T^* = \frac{\rho_R \rho_L (S_R - v_{xR})(S_L - v_{xL})(v_{xR} - v_{xL}) - p_{TR} \rho_L (S_L - v_{xL}) + p_{TL} \rho_R (S_R - v_{xR})}{\rho_R (S_R - v_{xR}) - \rho_L (S_L - v_{xL})} \quad (\text{A.39})$$

Evaluando las demás componentes se obtiene el estado  $\vec{U}_\alpha^*$  completo

$$\rho_\alpha^* = \rho_\alpha \frac{S_\alpha - v_{x\alpha}}{S_\alpha - S_M} \quad (\text{A.40})$$

$$v_{y\alpha}^* = v_{y\alpha} - B_x B_{y\alpha} \frac{S_M - v_{x\alpha}}{\rho_\alpha (S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} \quad (\text{A.41})$$

$$B_{y\alpha}^* = B_{y\alpha} \frac{\rho_\alpha (S_\alpha - v_{x\alpha})^2 - B_x^2}{\rho_\alpha (S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} \quad (\text{A.42})$$

$$v_{z\alpha}^* = v_{z\alpha} - B_x B_{z\alpha} \frac{S_M - v_{x\alpha}}{\rho_\alpha (S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} \quad (\text{A.43})$$

$$B_{z\alpha}^* = B_{z\alpha} \frac{\rho_\alpha (S_\alpha - v_{x\alpha})^2 - B_x^2}{\rho_\alpha (S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} \quad (\text{A.44})$$

$$E_\alpha^* = \frac{(S_\alpha - v_{x\alpha})E_\alpha - p_{T\alpha} v_{x\alpha} + p_T^* S_M + B_x (\vec{v}_\alpha \cdot \vec{B}_\alpha) - \vec{v}_\alpha^* \cdot \vec{B}_\alpha^*}{S_\alpha - S_M} \quad (\text{A.45})$$

De las condiciones de salto planteadas para  $S_\alpha^*$ , evaluando las componentes 1 y 2 obtenemos que

$$\rho_\alpha^{**} = \rho_\alpha^* \quad (\text{A.46})$$

$$p_{T\alpha}^{**} = p_{T\alpha}^* \quad (\text{A.47})$$

Utilizando las condiciones de salto a través de  $S_M$  obtenemos de las componentes 3, 4, 7 y 8

$$B_{yR}^{**} = B_{yL}^{**} = B_y^{**} \quad (\text{ídem para } B_z) \quad (\text{A.48})$$

$$v_{yR}^{**} = v_{yL}^{**} = v_y^{**} \quad (\text{ídem para } v_z) \quad (\text{A.49})$$

Definimos

$$S_L^* = S_M - \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho_L^*}} \quad (\text{A.50})$$

$$S_R^* = S_M + \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho_R^*}} \quad (\text{A.51})$$

y planteamos la ley integral de conservación en la región de Riemann

$$(S_R - S_R^*)\vec{U}_R^* + (S_R^* - S_M)\vec{U}_R^{**} + (S_M - S_L^*)\vec{U}_L^{**} + (S_L^* - S_L)\vec{U}_L^* - S_R \vec{U}_R + S_L \vec{U}_L + \vec{F}_R - \vec{F}_L = 0 \quad (\text{A.52})$$

Teniendo en cuenta las expresiones de las ecuaciones (A.47) y (A.49) y las velocidades definidas en (A.51), evaluamos la ley (A.52) (componentes 3, 4, 7 y 8) en conjunto con las condiciones de salto a través de  $S_\alpha$

$$v_y^{**} = \frac{\sqrt{\rho_L^*} v_{yL}^* + \sqrt{\rho_R^*} v_{yR}^* + (B_{yR}^* - B_{yL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_L^*} + \sqrt{\rho_R^*}} \quad (\text{A.53})$$

$$v_z^{**} = \frac{\sqrt{\rho_L^*} v_{zL}^* + \sqrt{\rho_R^*} v_{zR}^* + (B_{zR}^* - B_{zL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_L^*} + \sqrt{\rho_R^*}} \quad (\text{A.54})$$

$$B_y^{**} = \frac{\sqrt{\rho_L^*} B_{yR}^* + \sqrt{\rho_R^*} B_{yL}^* + \sqrt{\rho_L^* \rho_R^*} (v_{yR}^* - v_{yL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_L^*} + \sqrt{\rho_R^*}} \quad (\text{A.55})$$

$$B_z^{**} = \frac{\sqrt{\rho_L^*} B_{zR}^* + \sqrt{\rho_R^*} B_{zL}^* + \sqrt{\rho_L^* \rho_R^*} (v_{zR}^* - v_{zL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_L^*} + \sqrt{\rho_R^*}} \quad (\text{A.56})$$

$$\text{sign}(B_x) = \begin{cases} 1 & \text{si } B_x > 0 \\ -1 & \text{si } B_x < 0 \end{cases} \quad (\text{A.57})$$

Para obtener la energía utilizamos la condición de salto a través de  $S_\alpha^*$

$$E_\alpha^{**} = e_\alpha^* \mp \sqrt{\rho_\alpha^*} (\vec{v}_\alpha^* \cdot \vec{B}_\alpha^* - \vec{v}^{**} \cdot \vec{B}^{**}) \text{sign}(B_x) \quad (\text{A.58})$$

De esta manera podemos determinar el estado completo y sus correspondientes flujos

$$\vec{U}_{HLLD} = \begin{cases} \vec{U}_L & \text{si } S_L > 0 \\ \vec{U}_L^* & \text{si } S_L \leq 0 \leq S_L^* \\ \vec{U}_L^{**} & \text{si } S_L^* \leq 0 \leq S_M \\ \vec{U}_R^{**} & \text{si } S_M \leq 0 \leq S_R^* \\ \vec{U}_R^* & \text{si } S_R^* \leq 0 \leq S_R \\ \vec{U}_R & \text{si } S_R < 0 \end{cases} \quad \vec{F}_{HLLD} = \begin{cases} \vec{F}_L & \text{si } S_L > 0 \\ \vec{F}_L^* & \text{si } S_L \leq 0 \leq S_L^* \\ \vec{F}_L^{**} & \text{si } S_L^* \leq 0 \leq S_M \\ \vec{F}_R^{**} & \text{si } S_M \leq 0 \leq S_R^* \\ \vec{F}_R^* & \text{si } S_R^* \leq 0 \leq S_R \\ \vec{F}_R & \text{si } S_R < 0 \end{cases} \quad (\text{A.59})$$

donde  $\vec{F}_\alpha = \vec{F}(\vec{U}_\alpha)$ ,  $\vec{F}_\alpha^* = \vec{F}(\vec{U}_\alpha^*)$  y  $\vec{F}_\alpha^{**} = \vec{F}(\vec{U}_\alpha^{**})$

### HLLD Split

Tenemos en cuenta el estado y sus correspondientes flujos de la ecuación (A.32). Al igual que en los métodos HLLE y HLLD vamos a considerar que  $B_x$  es constante en la región de Riemann, es decir  $B_{x\alpha} = B_{x\alpha}^* = B_{x\alpha}^{**} = B_x$  y análogo al método HLLE *split* consideramos que las variables primitivas de fondo,  $\vec{P}_0$ , son también constantes en toda la región de Riemann. Esto implica que  $B_{1x\alpha} = B_{1x\alpha}^* = B_{1x\alpha}^{**} = B_{1x}$ ,  $B_{y\alpha} = B_{1y\alpha} + B_{0y}$ ,  $B_{y\alpha}^* = B_{1y\alpha}^* + B_{0y}$ ,  $B_{y\alpha}^{**} = B_{1y\alpha}^{**} + B_{0y}$ . Definimos

también

$$p_T = p_{T_0} + p_{T_1} \quad (\text{A.60})$$

$$p_{T_0} = p_0 + \frac{|\vec{B}_0|^2}{2} \quad (\text{A.61})$$

$$p_{T_1} = p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1 \quad (\text{A.62})$$

Y recordamos también las definiciones de la energía

$$E = E_0 + E_1 \quad (\text{A.63})$$

$$E_0 = c_v p_0 + \frac{|\vec{B}_0|^2}{2} \quad (\text{A.64})$$

$$E_1 = c_v p_1 + \frac{|\vec{B}_1|^2}{2} + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1 + \frac{(\rho_0 + \rho_1)|\vec{v}|^2}{2} \quad (\text{A.65})$$

Vamos a asumir como antes que

$$v_{x_\alpha}^* = v_{x_\alpha}^{**} = S_M \quad (\text{A.66})$$

$$p_{T_\alpha}^* = p_{T_\alpha}^{**} \Rightarrow p_{T_{1\alpha}}^* + p_{T_0} = p_{T_{1\alpha}}^{**} + p_{T_0} \Rightarrow p_{T_{1\alpha}}^* = p_{T_{1\alpha}}^{**} \quad (\text{A.67})$$

Con estas suposiciones y siguiendo el mismo procedimiento que realizamos anteriormente para deducir los estados y sus correspondientes flujos para el método HLLD, obtenemos  $\vec{U}_{1\alpha}^*$  y  $\vec{U}_{1\alpha}^{**}$

$$\rho_{1\alpha}^* = \frac{\rho_{1\alpha}(S_\alpha - v_{x\alpha}) + \rho_0(S_M - v_{x\alpha})}{S_\alpha - S_M} \quad (\text{A.68})$$

$$v_{x\alpha}^* = S_M = \frac{(S_R - v_{xR})(\rho_0 + \rho_{1R})v_{xR} - (S_L - v_{xL})(\rho_0 + \rho_{1L})v_{xL} - p_{T_{1R}} + p_{T_{1L}}}{(S_R - v_{xR})\rho_R - (S_L - v_{xL})\rho_L} \quad (\text{A.69})$$

$$v_{y\alpha}^* = v_{y\alpha} - B_x B_{y\alpha} \frac{S_M - v_{x\alpha}}{(\rho_0 + \rho_{1\alpha})(S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} \quad (\text{A.70})$$

$$v_{z\alpha}^* = v_{z\alpha} - B_x B_{z\alpha} \frac{S_M - v_{x\alpha}}{(\rho_0 + \rho_{1\alpha})(S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} \quad (\text{A.71})$$

$$E_{1\alpha}^* = \frac{(S_\alpha - v_{x\alpha})E_{1\alpha} - p_{T_{1\alpha}}v_{x\alpha} + p_{T_{1\alpha}}^* S_M + B_x(\vec{v}_\alpha \cdot \vec{B}_\alpha - \vec{v}_\alpha^* \cdot \vec{B}_\alpha^*) + (S_M - v_{x\alpha})(E_0 + p_{T_0})}{S_\alpha - S_M} \quad (\text{A.72})$$

$$B_{1x\alpha}^* = B_{1x} \quad (\text{A.73})$$

$$B_{1y\alpha}^* = B_{y\alpha} \frac{(\rho_0 + \rho_{1\alpha})(S_\alpha - v_{x\alpha})^2 - B_x^2}{(\rho_0 + \rho_{1\alpha})(S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} - B_{0y} \quad (\text{A.74})$$

$$B_{1z\alpha}^* = B_{z\alpha} \frac{(\rho_0 + \rho_{1\alpha})(S_\alpha - v_{x\alpha})^2 - B_x^2}{(\rho_0 + \rho_{1\alpha})(S_\alpha - v_{x\alpha})(S_\alpha - S_M) - B_x^2} - B_{0z} \quad (\text{A.75})$$

$$p_{T_{1\alpha}}^* = \frac{(\rho_0 + \rho_{1R})(\rho_0 + \rho_{1L})(S_R - v_{xR})(S_L - v_{xL})(v_{xR} - v_{xL})}{(\rho_0 + \rho_{1R})(S_R - v_{xR}) - (\rho_0 + \rho_{1L})(S_L - v_{xL})} - \frac{p_{1TR}(\rho_0 + \rho_{1L})(S_L - v_{xL}) + p_{1TL}(\rho_0 + \rho_{1R})(S_R - v_{xR})}{(\rho_0 + \rho_{1R})(S_R - v_{xR}) - (\rho_0 + \rho_{1L})(S_L - v_{xL})} \quad (\text{A.76})$$

$$S_L^* = S_M - \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*}} \quad S_R^* = S_M + \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*}} \quad (\text{A.77})$$

$$\rho_{1\alpha}^{**} = \rho_{1\alpha}^* \quad (\text{A.78})$$

$$v_x^{**} = S_M \quad (\text{A.79})$$

$$v_y^{**} = \frac{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} v_{yL}^* + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*} v_{yR}^* + (B_{1yR}^* - B_{1yL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*}} \quad (\text{A.80})$$

$$v_z^{**} = \frac{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} v_{zL}^* + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*} v_{zR}^* + (B_{1zR}^* - B_{1zL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*}} \quad (\text{A.81})$$

$$e_{1\alpha}^{**} = e_{1\alpha}^* \mp \sqrt{\rho_0 + \rho_{1\alpha}^*} (\vec{v}_\alpha^* \cdot \vec{B}_\alpha^* - \vec{v}^{**} \cdot \vec{B}^{**}) \text{sign}(B_x) \quad (\text{A.82})$$

$$B_{1y}^{**} = \frac{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} B_{1yR}^* + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*} B_{1yL}^* + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*} (v_{yR}^* - v_{yL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*}} \quad (\text{A.83})$$

$$B_{1z}^{**} = \frac{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} B_{1zR}^* + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*} B_{1zL}^* + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*} (v_{zR}^* - v_{zL}^*) \text{sign}(B_x)}{\sqrt{\rho_0 + \rho_{1L}^*} + \sqrt{\rho_0 + \rho_{1R}^*}} \quad (\text{A.84})$$

$$p_{T1}^{**} = p_{T1}^* \quad (\text{A.85})$$

El desarrollo de las ecuaciones y de los Riemann Solvers se pueden consultar en [Toro \(1997\)](#) para el caso hidrodinámico.

**BIBLIOGRAFÍA**

Harten, A. 1983, *J. Comput. Phys.*, 135, 357

Miyoshi, T. & Kusano, K. 2005, *Journal of Computational Physics*, 208, 315

Miyoshi, T., Terada, N., Matsumoto, Y., et al. 2010, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38, 2236

Toro, E. 1997, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction* (Springer)