

Tesis Doctoral

Modelado semiempírico de estructuras de la corona solar

Nuevo, Federico Alberto

2017-03-21

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Nuevo, Federico Alberto. (2017-03-21). Modelado semiempírico de estructuras de la corona solar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Nuevo, Federico Alberto. "Modelado semiempírico de estructuras de la corona solar". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2017-03-21.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Modelado semiempírico de estructuras de la corona solar

Tesis presentada para optar por el título de

Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por **Lic. Federico Alberto Nuevo**

Directores de tesis: Dr. Alberto Marcos Vásquez

Dra. Cristina Hemilse Mandrini

Consejero de estudios: Dr. Daniel Osvaldo Gómez

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA)

Buenos Aires, 2017

Resumen

La corona solar está constituida por un plasma tenue y caliente, caracterizado por una conductividad eléctrica muy elevada. Así, el campo magnético que la atraviesa, generado por los movimientos convectivos del plasma del interior solar, se encuentra congelado a la materia y determina su carácter altamente estructurado e inhomogéneo. Esta tesis contribuye a la comprensión de la estructura 3D de la corona y aporta resultados de relevancia a la investigación de dos problemas aún abiertos en la física solar: el calentamiento del plasma coronal y el origen del viento solar lento. Se aborda el desarrollo de modelos semiempíricos de estructuras coronales de diversa escala espacial y temporal. A escala global, se estudia la estructura termodinámica 3D de la corona quiescente y su evolución en el entorno del último mínimo. A escala local, se realiza un análisis similar de los arcos magnéticos en regiones coronales activas y se estudia la topología de su campo magnético y su posible conexión con el viento solar lento. También desarrollamos un método para estimar la masa evacuada por las eyecciones coronales de masa y se lo aplica a casos particulares.

Palabras clave: *Corona Solar - Regiones Activas - Viento Solar Lento - Radiación EUV - DEM - Campos Magnéticos.*

Semiempirical modelling of coronal structures

Abstract

The solar corona is constituted by a low density and hot plasma, characterized by its very high electric conductivity. The magnetic field that permeates the corona, generated by the convective motions at the solar interior, is frozen to the plasma and determines its highly structured and inhomogeneous characteristics. This thesis contributes to the understanding of 3D structure of the solar corona, in particular to two still open problems in solar physics research: the heating of the coronal plasma and the origin of the slow solar wind. We develop semiempirical models of coronal structures in several spatio-temporal scales. In a global scale, we study the 3D thermodynamic structure of the quiescent solar corona and its evolution around the last solar minimum. In a local scale, we perform a similar analysis of magnetic loops in coronal active regions and study the topology of its magnetic field and its possible connection with the slow solar wind. We also design a method to estimate the mass evacuated by coronal mass ejections and apply it to particular events.

Keywords: Solar Corona - Active Regions - Slow Solar Wind - EUV Radiation - DEM - Magnetic Fields.

Agradecimientos

En primer lugar agradezco a mis directores Alberto y Cristina por haberme brindado las herramientas y conocimientos necesarios para llevar a cabo el trabajo realizado durante estos años e iniciarme en el camino de la investigación científica. También por su constante apoyo humano, especialmente en los momentos difíciles.

A todos los integrantes del grupo de física solar, especialmente a Marcelo que fue una referencia constante en todas las discusiones sobre la física del calentamiento de la corona.

A los miembros y al personal del IAFE por brindarme un lugar de trabajo cálido y humano en el que pude desarrollar mi tesis.

A mi familia por brindarme todo su afecto y ayuda para llegar adonde estoy ahora.

Finalmente, quiero agradecer especialmente a Romina, mi pareja, mi compañera de la vida, por todo su amor y comprensión en estos últimos meses que fueron muy difíciles.

Índice general

Introducción	1
1. El Sol y la corona solar	5
1.1. Estructura solar	5
1.2. La corona solar	8
1.2.1. La corona quiescente y los agujeros coronales	9
1.2.2. Las regiones activas	11
1.3. Las eyecciones coronales de masa	12
1.4. El viento solar	15
2. El campo magnético coronal	19
2.1. Observaciones del campo magnético	19
2.2. Modelo potencial	22
2.3. Modelo libre de fuerzas lineal	24
2.4. Topología del campo magnético solar	28
2.4.1. Puntos de campo magnético nulo	30
2.4.2. Cuasiseparatrices	32
3. Emisión EUV. DEM paramétrica 2D y 3D	35
3.1. Emisión coronal EUV	35
3.2. Tomografía EUV	40
3.2.1. Señal detectada por los telescopios EUV y emisividad 3D	40
3.2.2. La reconstrucción tomográfica	42
3.3. Análisis DEM 2D y 3D	47
3.3.1. Funciones de respuesta en temperatura	47
3.3.2. La DEM 2D	49

3.3.3. La DEM 3D	53
3.3.4. Determinación de la DEM	54
3.3.5. Los modelos paramétricos de la DEM	55
3.4. Reconstrucción DEM a partir de datos simulados	58
4. Estudio global: Temperaturas características de la corona quiescente	63
4.1. Introducción	64
4.2. Resultados DENT con 3 bandas	65
4.3. Resultados DENT con 4 bandas	69
4.4. Análisis de la corona bimodal	77
4.5. Análisis de incertezas sistemáticas de la técnica DENT	82
4.6. Análisis DEM 2D	86
4.7. Discusión y conclusiones	87
5. Estudio global: Variación de la estructura termodinámica de la corona quiescente con el nivel de actividad	95
5.1. Introducción	96
5.2. Períodos analizados y datos	97
5.2.1. Rotaciones seleccionadas	97
5.2.2. Datos utilizados	99
5.2.3. Nivel de regularización tomográfico	99
5.3. Análisis MLDT	100
5.4. Análisis comparativo de resultados	104
5.5. Discusión y conclusiones	119
6. Estudio local: Análisis termodinámico de eventos dinámicos en regiones quiescentes y activas	125
6.1. Evolución de la pérdida de masa en la baja corona debida a CMEs usando datos EUV	125
6.1.1. Eventos seleccionados	126
6.1.2. Definición de la región de oscurecimiento	127
6.1.3. Cálculo de la masa evacuada	129
6.1.4. Determinación de la masa de las CMEs	131

6.1.5.	Comparación de la masa de las CMEs y la masa evacuada en la baja corona	133
6.1.6.	Discusión y conclusiones	134
6.2.	Propiedades termodinámicas de arcos magnéticos en ARs	138
6.2.1.	Datos EUV y modelado magnético	138
6.2.2.	Sustracción del fondo y análisis DEM	140
6.2.3.	Resultados	145
6.2.4.	Discusión y conclusiones	152
7.	Estudio local: Topología magnética y viento solar lento	155
7.1.	Introducción	156
7.2.	El entorno magnético y coronal de la AR 10978	157
7.2.1.	Observaciones durante la CR 2064	157
7.2.2.	El campo magnético de la CR 2064	159
7.3.	Topología global del campo magnético de la CR 2064	162
7.3.1.	Puntos de campo nulo coronales	162
7.3.2.	Nulos con una configuración magnética cerrada en la vecindad de la AR 10978	163
7.3.3.	Nulos con una configuración magnética abierta en la vecindad de la AR 10978	166
7.3.4.	¿Cómo el plasma de la AR puede escapar al viento solar?	168
7.4.	Topología local de la AR 10978 y análisis del primer paso de reconexión . .	171
7.4.1.	Modelado local del campo magnético coronal de la AR 10978	171
7.4.2.	Puntos nulos en el entorno de la AR 10978	173
7.4.3.	Evolución de las QSLs y su relación con los flujos ascendentes	173
7.5.	Discusión y conclusiones	179
8.	Conclusiones generales	181

Introducción

La corona solar está constituida por un plasma tenue y extremadamente caliente de muy elevada conductividad eléctrica, de manera que el campo magnético, generado en el interior solar, se encuentra congelado a la materia. Así, los fenómenos de transporte en la corona están fuertemente condicionados a producirse a lo largo de las líneas del campo magnético que la atraviesan, lo que determina su carácter altamente estructurado e inhomogéneo. La corona presenta regiones con distintos regímenes físicos; entre ellas hay zonas de campo magnético relativamente intenso denominadas *regiones activas* (ARs, por sus siglas en inglés) y zonas con campos cuya intensidad es relativamente más baja, denominadas *regiones quiescentes*. En las primeras la presión magnética supera a la presión local de gas, mientras que en las últimas una u otra pueden dominar la dinámica local.

Mientras que la superficie solar, denominada fotosfera, se encuentra a una temperatura de ≈ 6000 K, la corona solar tiene temperaturas características de 1 MK. El problema del calentamiento coronal, es decir, la comprensión de los procesos físicos que permiten que la temperatura aumente dos órdenes de magnitud entre la cromósfera y la corona solar, en una delgada capa de ~ 100 km de espesor denominada región de transición, es un área de investigación abierta y de activo debate en la comunidad astrofísica. Existe un consenso en que el calentamiento coronal se debe a la transformación de energía cinética que proviene de la región convectiva, debajo de la fotosfera, en energía térmica en la alta cromósfera y la corona, siendo el campo magnético el medio de transferencia y liberación de energía.

Los modelos físicos propuestos para explicar el calentamiento coronal pueden dividirse en dos categorías principales: los basados en la disipación de esfuerzos magnéticos (también denominados modelos DC) y los basados en disipación de ondas (también denominados modelos AC). En los primeros, el campo magnético es deformado lentamente por los movimientos de plasma producidos en la fotosfera. Esta deformación del campo es transferida a la corona, donde las condiciones son propicias para la denominada reconexión magnética.

A partir de la reconexión se forman láminas de corriente con el consiguiente calentamiento del plasma (por disipación óhmica y otros mecanismos propuestos). En los segundos, el movimiento del plasma en la fotosfera produce perturbaciones que se propagan como ondas a lo largo de las líneas de campo. En la corona estas ondas pueden disiparse por diversos mecanismos físicos, depositando la energía necesaria para calentar el plasma. Los procesos de plasma mayormente invocados para disipar las ondas son mezcla de fases, cascada turbulenta y absorción resonante.

El avance en el conocimiento de la estructura espacial tridimensional (3D) de los parámetros fundamentales del plasma coronal, su campo magnético y su densidad y temperatura electrónica, resulta un ingrediente esencial tanto para la interpretación de las observaciones coroneales como para condicionar el modelado de los procesos físicos que producen el calentamiento de la corona.

La técnica observacional adecuada para proveer información sobre la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica de la corona solar a escala global, sin necesidad de modelado ad hoc, es la tomografía basada en imágenes en el *extremo ultravioleta* (EUV). La técnica, denominada *tomografía de medida de emisión diferencial* (DEMT, por sus siglas en inglés), descrita en detalle en el Capítulo 3, fue desarrollada originalmente por Frazin et al. (2009). Basándose en series de imágenes EUV en diversos filtros pasa bandas, se reconstruye tomográficamente la distribución 3D de la emisividad coronal en cada banda utilizada. Posteriormente, utilizando las emisividades en las diferentes bandas se determina la *medida de emisión diferencial local* (LDEM, por sus siglas en inglés), que es una medida de la distribución térmica del plasma contenido en un dado elemento de volumen de la corona solar. Tomando momentos de la LDEM se generan mapas 3D de la densidad y temperatura electrónica. La técnica DEMT ha sido aplicada tanto a estudios observacionales (Huang et al., 2012; Vásquez et al., 2009, 2010, 2011), como al condicionamiento y validación de modelos *magnetohidrodinámicos* (MHD) de la corona solar (Evans et al., 2012; Jin et al., 2012; Oran et al., 2015). Una revisión reciente del tema puede encontrarse en Vásquez (2016).

Si bien el campo magnético tiene un rol central en la dinámica coronal, su intensidad relativamente débil en la corona no permite aún su observación directa, siendo medible solamente en la capa fotosférica de la atmósfera solar. El conocimiento del campo magnético coronal se basa principalmente en su modelado por medio de diferentes métodos que utilizan como condición de contorno el campo fotosférico observado por los magnetógrafos.

La dinámica del campo magnético es responsable de numerosos procesos. En particular, la reconexión magnética (Priest, 2014) es el mecanismo de liberación de energía generalmente invocado para explicar los fenómenos solares, tanto en regiones activas como quiescentes. La reconexión del campo es provocada fundamentalmente por los movimientos fotosféricos que fuerzan la formación de zonas de pequeña escala en donde el campo se puede disipar y reconectar. Para el modelado de *fulguraciones*, *eyecciones coronales de masa* (CMEs, por sus siglas en inglés) y otros fenómenos, el conocimiento de la topología del campo magnético, definida en términos de su conectividad (ver los trabajos de revisión de Mandrini 2010, 2016 y referencias allí citadas), es fundamental para determinar el origen de estos fenómenos y las características del mecanismo de liberación de energía. Dado que la distribución fotosférica del flujo magnético y su evolución determinan la configuración del campo magnético coronal que propicia la ocurrencia de eventos activos, el estudio de la emisión en distintas longitudes de onda combinado con el modelado del campo y el cálculo de su topología a nivel coronal (puntos de campo nulo, separatrices, cuasiseparatrices, ver, por ejemplo, Mandrini et al. 2014) resultan indispensables para comprender su origen y la factibilidad de su ocurrencia.

Esta tesis abordó el desarrollo de modelos semiempíricos de estructuras coronales de diversa escala espacial y temporal, tanto de la corona global quiescente como de regiones dinámicas de menor escala. A escala global, se estudió la estructura térmica de la corona quiescente, su evolución en torno del último mínimo, y sus temperaturas características. Para ello se calcularon mapas 3D de la LDEM obtenidos mediante el desarrollo y aplicación de técnicas DMT. A fin de asociar los resultados a distintas estructuras magnéticas, se desarrollaron originalmente herramientas numéricas para combinar los mismos con modelos magnéticos coronales. Los resultados obtenidos aportan importantes condicionamientos, de carácter global, para los modelos de calentamientos de la corona quiescente. Asimismo, las técnicas desarrolladas para determinar la LDEM 3D en tomografía se adaptaron y aplicaron a estudios no tomográficos de imágenes EUV. Esto se orienta al estudio de regiones donde suceden procesos dinámicos rápidos, para los cuales la tomografía no es adecuada. En particular se desarrollaron y aplicaron herramientas para el estudio de la masa evacuada por las CMEs, así como para determinar el estado termodinámico de los arcos magnéticos en las ARs. En este último caso, se ha utilizado una técnica de sustracción de “emisión de fondo” para determinar la *medida de emisión diferencial* (DEM, por sus siglas en inglés) correspondiente a los arcos brillantes detectados en imágenes EUV, lo

cual, en combinación con extrapolaciones magnéticas coronales lineales libres de fuerza, permite obtener la distribución 3D de la densidad y la temperatura de dichos arcos. Los resultados obtenidos aportan información relevante para los modelos de calentamiento de arcos de ARs. También en relación al estudio de las mismas, se desarrolló el estudio de la topología magnética de un caso particular y su posible relación con el viento solar lento. Este estudio requirió la combinación del modelado magnético global y el local, y el desarrollo de herramientas numéricas para el análisis de la topología del campo modelado.

En el Capítulo 1 se describen las características generales del Sol y su atmósfera. En el Capítulo 2 se presentan los diferentes modelos magnéticos utilizados en esta tesis. En el Capítulo 3 se explica en detalle la técnica DMT, así como la técnica de análisis DEM bidimensional (2D). En el Capítulo 4 se muestran los resultados obtenidos al extender la técnica DMT al uso de datos de instrumentos recientes y las distribuciones de temperaturas características obtenidas para la corona quiescente. El Capítulo 5 presenta un estudio DMT combinado con modelos magnéticos globales de varias rotaciones solares alrededor del último mínimo de actividad solar para determinar la evolución de los perfiles de densidad y temperatura de los arcos magnéticos de la corona quiescente. En el capítulo 6 se desarrollan dos aplicaciones del análisis DEM 2D al estudio de eventos dinámicos en regiones locales, tanto quiescentes como activas. En el Capítulo 7 se muestra un estudio de la topología magnética y su relación con el viento solar lento. Finalmente, en el Capítulo 8 se presentan las conclusiones generales de esta tesis.

Capítulo 1

El Sol y la corona solar

El Sol es la estrella que puede estudiarse con mayor resolución espacial, temporal y espectral. La gran cantidad de instrumentos de observación terrestre, junto con el sostenido desarrollo de misiones espaciales dedicadas a su estudio y la continua mejora de las capacidades del instrumental a bordo, ha permitido desarrollar ampliamente nuestra comprensión de los procesos físicos que lo gobiernan. En este capítulo describimos la estructura del sol y su atmósfera, focalizándonos en la corona solar (Sección 1.2) que es el objeto de estudio de esta tesis. Describimos las diferentes regiones que la componen (ARs, regiones quiescentes y agujeros coronales). Además, damos una breve introducción sobre los fenómenos de CME y viento solar (Secciones 1.3 y 1.4 respectivamente).

1.1. Estructura solar

El Sol es una estrella de la secuencia principal, de tipo espectral G2 V. Se encuentra ubicada a $\approx 1.5 \times 10^8$ km de la Tierra (dicha distancia define la unidad astronómica, UA). Tiene una masa de $\approx 2 \times 10^{30}$ kg y una edad de $\approx 4.6 \times 10^9$ años. La distancia del centro a la superficie visible es de 6.96×10^5 km, lo que define el radio solar ($R_{\odot}$). El Sol está formado por gas ionizado, compuesto por $\approx 90\%$ de hidrógeno (H), $\approx 10\%$ de Helio (He) y menos de 1% de elementos pesados. A pesar de su baja abundancia, los elementos pesados proveen líneas de emisión que constituyen poderosos diagnósticos termodinámicos de la corona (ver Capítulo 3).

El modelo de la estructura del interior solar la divide a gran escala en tres regiones diferenciadas (ver Figura 1.1): el núcleo solar, la región radiativa y la región convectiva

(Schrijver & Zwaan, 2000). El núcleo es denso y caliente, rota rígidamente y en él ocurren las reacciones termonucleares que originan la energía solar. El mismo se extiende desde el centro del Sol hasta aproximadamente $0.25 R_{\odot}$. En la siguiente capa (región radiativa) las condiciones del plasma son tales que la energía producida en el núcleo es eficientemente transportada hacia el exterior en forma de radiación electromagnética hasta aproximadamente $0.7 R_{\odot} \approx 5 \times 10^5$ km. Las numerosas colisiones de los fotones con el plasma de esta región transforman la gran mayoría de los fotones de rayos γ ($> 99.99\%$) provenientes del núcleo en fotones del espectro visible. En la zona convectiva, el transporte radiativo se torna ineficiente, ya que el plasma se vuelve ópticamente grueso, y el transporte de energía se produce por complejos movimientos convectivos con corrientes de plasma caliente ascendentes y corrientes de plasma más frío descendentes. Estas corrientes de plasma no producen transporte neto de materia pero logran eficientemente un transporte de calor hacia el exterior solar. Esta región se extiende desde $0.7 R_{\odot}$ hasta $1.0 R_{\odot}$ y rota diferencialmente con un período de 26 días cerca del ecuador y de casi 37 días cerca de los polos.

Por encima de la región convectiva se encuentra la atmósfera solar, clasificada en las regiones (en orden creciente con la altura, ver Figura 1.1): fotosfera, cromósfera, región de transición (RT) y corona. La Figura 1.2 muestra un modelo 1D promedio de la variación de la densidad y la temperatura electrónica en el rango de alturas correspondiente a la cromósfera, la RT y la corona baja, suponiendo un fluido estratificado verticalmente por la gravedad. La fotosfera es una delgada capa ~ 500 km de espesor con una temperatura efectiva de unos $\approx 6 \times 10^3$ K y una densidad de $\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (Schrijver & Zwaan, 2000). En ella la profundidad óptica se torna menor a 1 en el ultravioleta (UV) cercano, visible y en el espectro continuo del infrarrojo (IR) cercano, por lo que la radiación puede escapar del sol, constituyendo su “superficie visible” (Hansteen, 2009). En esta región la temperatura disminuye con la altura hasta un valor mínimo de 4400 K a unos ≈ 500 km de altura sobre su base. Por encima de ella, la cromósfera se extiende a lo largo de 2000 km, tiene una temperatura entre $1 - 2 \times 10^4$ K y una densidad de $10^{11-13} \text{ cm}^{-3}$. La misma es ópticamente delgada en los continuos del UV cercano, del visible y del IR cercano, pero ópticamente gruesa en líneas espectrales fuertes (por ejemplo, en las de la serie de Balmer del H, Ca II, Mg II y Na I) (Hansteen, 2009). Además, puede ser observada en ondas de radio cortas. En esta zona el H se encuentra parcialmente ionizado. La siguiente zona es la RT, una delgada capa de ≈ 100 km que separa la densa y relativamente fría cromósfera de la tenue y caliente

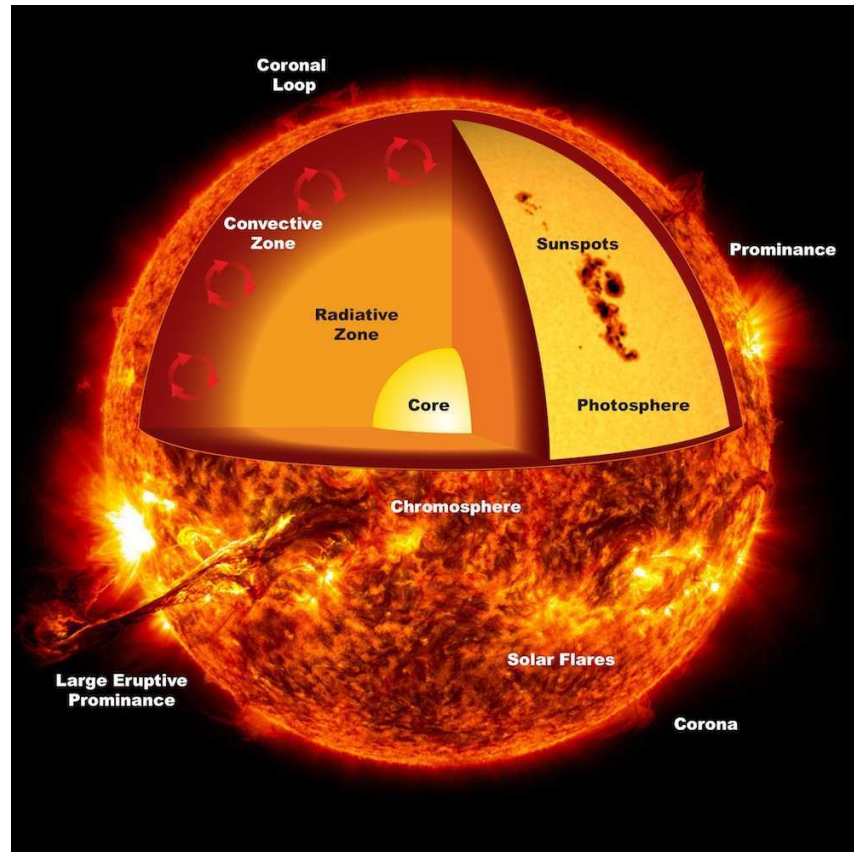
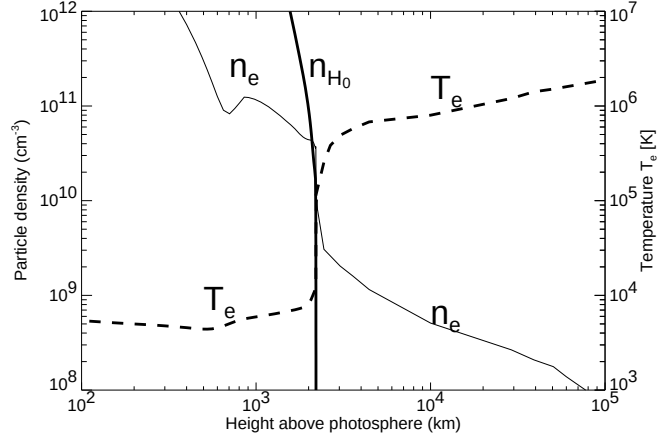


Figura 1.1: Esquema del interior del sol (núcleo, región radiativa y región convectiva) y de su atmósfera (fotosfera, cromósfera y corona). Ver texto para una descripción detallada de las diferentes regiones.

Figura 1.2: Modelo 1D promedio de la densidad (n_e) y temperatura (T_e) electrónica en la cromósfera, RT y la corona baja. En el gráfico n_{H0} representa la densidad de hidrógeno neutro, que decrece abruptamente en la RT. Reproducido de Aschwanden (2004).



corona. En la RT la temperatura varía entre 10^4 y 10^6 K y la densidad entre 10^9 y 10^{11} cm^{-3} . En esta región el H se torna completamente ionizado modificando fundamentalmente el espectro de emisión del plasma. La corona, por encima de la RT, tiene un rango típico de temperaturas de $10^6 - 10^7$ K y sus valores de densidad varían entre 10^{8-9} cm^{-3} . Su apariencia es variable en extensión y compleja en su forma (Schrijver & Zwaan, 2000). Es ópticamente delgada para todo el espectro electromagnético salvo para ondas de radio y algunas líneas espectrales (Hansteen, 2009). Es visible en luz blanca por dispersión de la luz fotosférica por electrones libres y polvo. Las emisiones coronales incluyen líneas espectrales de elementos pesados altamente ionizados en el visible, UV y EUV (especialmente Fe y Ca), y también emisiones continuas (rayos X y radio) debido a electrones libres (Démoulin & Klein, 2000).

1.2. La corona solar

Como se mencionó en la sección anterior, la corona es la capa más externa de la atmósfera solar. A causa de su temperatura del orden del millón de grados, emite significativamente en los rangos de rayos X y EUV. En dichas longitudes de onda pueden observarse en detalle las diferentes regiones de la corona solar: las ARs, la corona quiescente y los agujeros coronales.

La estructura coronal oscila con el tiempo en forma periódica, siguiendo el *ciclo de actividad solar*. El nivel de actividad es medido por el número manchas solares presentes en el disco. Las manchas solares corresponden a la base fotosférica de las ARs¹, por lo tanto

¹Sin embargo, existen ARs de menor tamaño que no están asociadas a manchas solares en la fotosfera.

el número de ARs presentes en la corona también varía a lo largo del ciclo. La latitud a la que emergen las ARs cambia durante el ciclo, de manera que al comenzar el mismo se observan a unos 35° de latitud (en ambos hemisferios) y al finalizar aparecen sobre el ecuador (ley de Spörer). El período del ciclo de actividad solar es de aproximadamente 11 años. El campo magnético coronal se aproxima a un dipolo en época de mínimo, cuya polaridad se invierte cada ~ 11 años. En época de máximo el campo magnético resulta más complejo con fuertes componentes multipolares. La Figura 1.3 muestra una serie temporal de imágenes EUV cubriendo un ciclo solar completo que ilustra como varía la morfología de la corona a lo largo del ciclo solar. Las imágenes fueron tomada en la banda de $284 \text{ \AA}$ del telescopio Extreme ultraviolet Imaging Telescope (EIT) a bordo de la nave Solar and Heliospheric Observatory (SoHO).

1.2.1. La corona quiescente y los agujeros coronales

Como se mencionó, en los mínimos de actividad el campo magnético coronal es dominado por una componente dipolar global y la estructura de la corona alcanza su estado más organizado y simple. La estructura dipolar de la corona en mínimo solar se evidencia en las imágenes en luz blanca, tomadas durante un eclipse de sol o a partir de instrumentos denominados coronógrafos que obturan el disco solar. El panel izquierdo de la Figura 1.4 muestra un ejemplo de imagen en luz blanca de la corona correspondiente a un período de mínimo solar, tomada durante un eclipse de sol.

Las latitudes altas (regiones polares) están dominadas por líneas de campo magnético abiertas. En las imágenes EUV estas regiones denominadas *agujeros coronales*, se observan más tenues debido al material que escapa al medio interplanetario a lo largo de las líneas de campo abiertas. Durante las épocas de mayor actividad también pueden observarse agujeros coronales en latitudes bajas (ver panel derecho de la Figura 1.4).

Las latitudes más cercanas al ecuador están dominadas por estructuras asociadas a líneas de campo magnético cerradas. Estas estructuras tienen bases de polaridad opuesta y están rodeadas por líneas de campo magnético abiertas. Los arcos magnéticos cerrados de gran escala, denominados *streamers coronales* que contienen la corona quiescente y ARs, se alzan sobre la *línea neutra* ecuatorial (la región fotosférica en torno de la cual se invierte la polaridad magnética de las líneas que conforman los arcos cerrados de gran escala). Durante el mínimo, un “cinturón” de streamers ecuatoriales domina la estructura coronal desde el ecuador hasta latitudes medias. La zona cerrada de estos streamers llegan

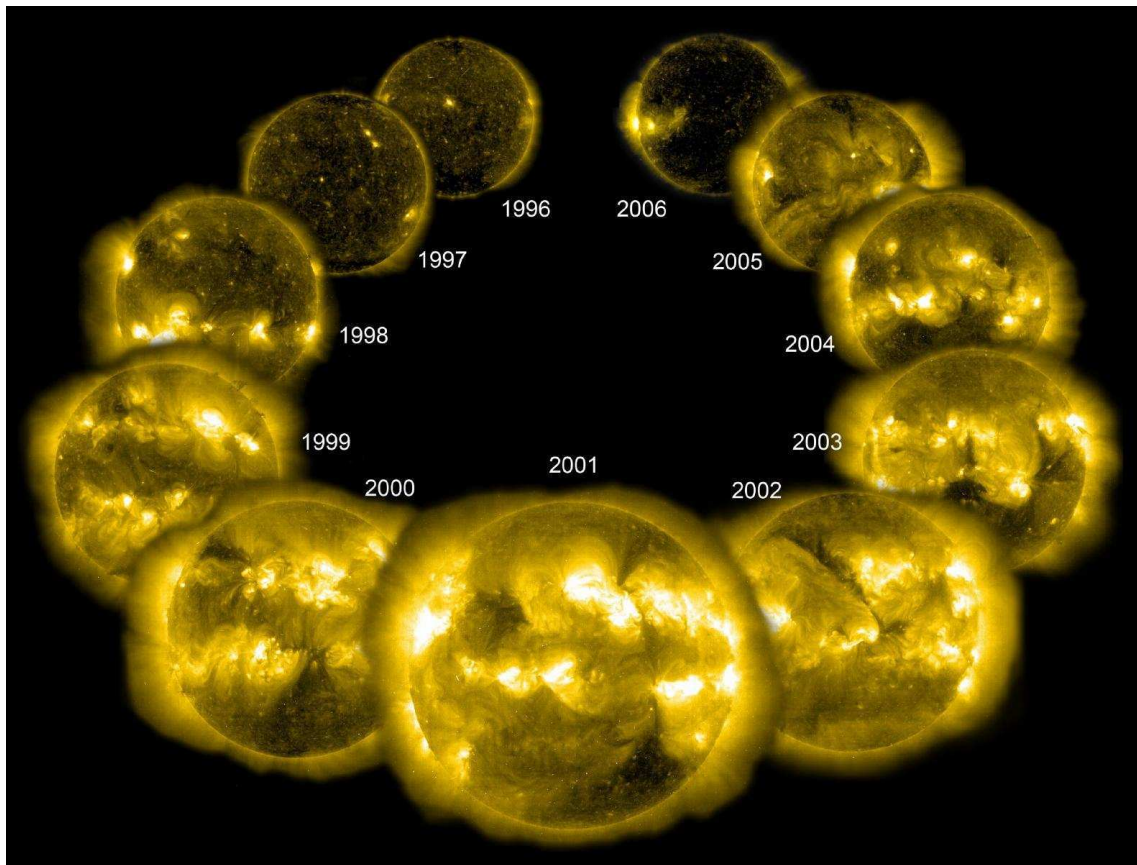


Figura 1.3: Imágenes EUV de un ciclo solar completo (11 años). Las imágenes fueron tomadas en la banda de $284 \text{ \AA}$ del instrumento EIT a bordo de la misión SoHO. Dicha banda observa plasma con temperatura $\sim 2 \text{ MK}$. Se indica el año correspondiente a cada una de las imágenes. El máximo del ciclo corresponde a la imagen del frente y el mínimo del ciclo a las imágenes del fondo.

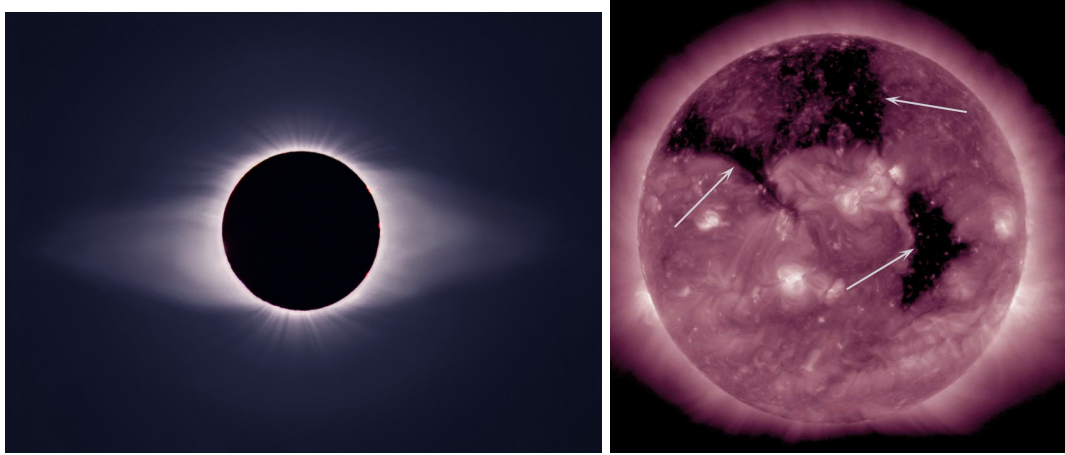


Figura 1.4: Panel izquierdo: imagen en luz blanca de la corona correspondiente al eclipse de sol ocurrido el 24 de octubre de 1995, en época de mínima actividad magnética. Panel derecho: imagen EUV en la banda 211 Å tomada el 31 de marzo de 2015, correspondiente a una época de mayor actividad magnética. Las flechas blancas indican los agujeros coronales.

a alturas de $1.5\text{--}2.5 R_{\odot}$ por encima de la fotosfera, y la extensión latitudinal de la base de su zona cerrada puede extenderse hasta $\sim \pm 60^\circ$ alrededor del ecuador. Estas enormes estructuras son muy estables, pudiendo observarse durante meses en épocas de mínima actividad (ver panel izquierdo de la Figura 1.4). Las líneas magnéticas abiertas que rodean los streamers, se extienden por encima de estos conformando eventualmente la *hoja de corriente interplanetaria*.

En el Capítulo 4 mostraremos un estudio de las temperaturas características de la corona quiescente y los agujeros coronales basado en la técnica DMT. En el Capítulo 5 mostraremos como la estructura térmica de la corona quiescente varía a lo largo del ciclo de actividad solar combinando la técnica DMT con modelos globales del campo magnético. A partir de los resultados obtenidos en estos estudios discutiremos las implicancias respecto a los mecanismos físicos de calentamiento que operan en la corona quiescente.

1.2.2. Las regiones activas

Las ARs son regiones de la corona solar con mayor concentración de flujo magnético que las regiones quiescentes periféricas. Las ARs son la manifestación de tubos de flujo magnético que emergen a la corona desde debajo de la superficie solar, donde los mismos

se encuentran anclados. En los magnetogramas son identificables como extensas zonas de campo magnético muy intenso (de hasta varios miles de Gauss). Desde su emergencia hasta su desaparición, que usualmente se produce por difusión del campo magnético, pueden transcurrir desde semanas hasta meses. Por lo general son configuraciones bipolares cuyo tamaño es del orden de las decenas de Megámetros (Mm). La orientación de los bipolos es aproximadamente en la dirección este-oeste.

Debido a sus valores característicos de densidad y temperatura (mayores a los de su entorno quiescente), algunos de los arcos magnéticos que la atraviesan son directamente observables en el rango EUV y en rayos X blandos. La Figura 1.5 muestra un ejemplo de AR, observada en las diferentes bandas del telescopio EUV Atmospheric imaging Assembly (AIA) a bordo de la misión Solar Dynamic Observatory (SDO).

En la Sección 6.2 mostraremos un estudio de las propiedades termodinámicas de los arcos brillantes en ARs utilizando análisis DEM con sustracción de fondo a partir de imágenes EUV simultáneas en diferentes pasabandas.

1.3. Las eyecciones coronales de masa

Las CMEs son los eventos eruptivos solares más energéticos. Una CME transporta millones de toneladas de plasma desde la corona al espacio interplanetario. Observacionalmente se definen como un cambio observable en la estructura coronal que ocurre en una escala de tiempo de minutos a horas e involucra la aparición y prolongación hacia afuera de una nueva, discreta y brillante componente en luz blanca en el campo de visión de un coronógrafo (Hundhausen et al., 1984; Schwenn, 1996). La Figura 1.6 muestra imágenes en luz blanca tomadas por los coronógrafos Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO) C2 y C3 de una CME producida el 27 de febrero de 2000. La interacción entre el campo magnético asociado a este plasma y el campo magnético terrestre puede generar tormentas geomagnéticas con el potencial de afectar seriamente los recursos tecnológicos humanos, tanto espaciales como terrestres. La gran mayoría de las CMEs muestran una estructura dividida en tres componentes (de su interior a su exterior):

- Un núcleo brillante, conformado por material cromosférico análogo a los filamentos eruptivos observados en $H\alpha$.
- Una cavidad, correspondiente a la región intermedia de la CME con un brillo significativamente menor al resto de la misma debido a una disminución del 50 al 75 % en

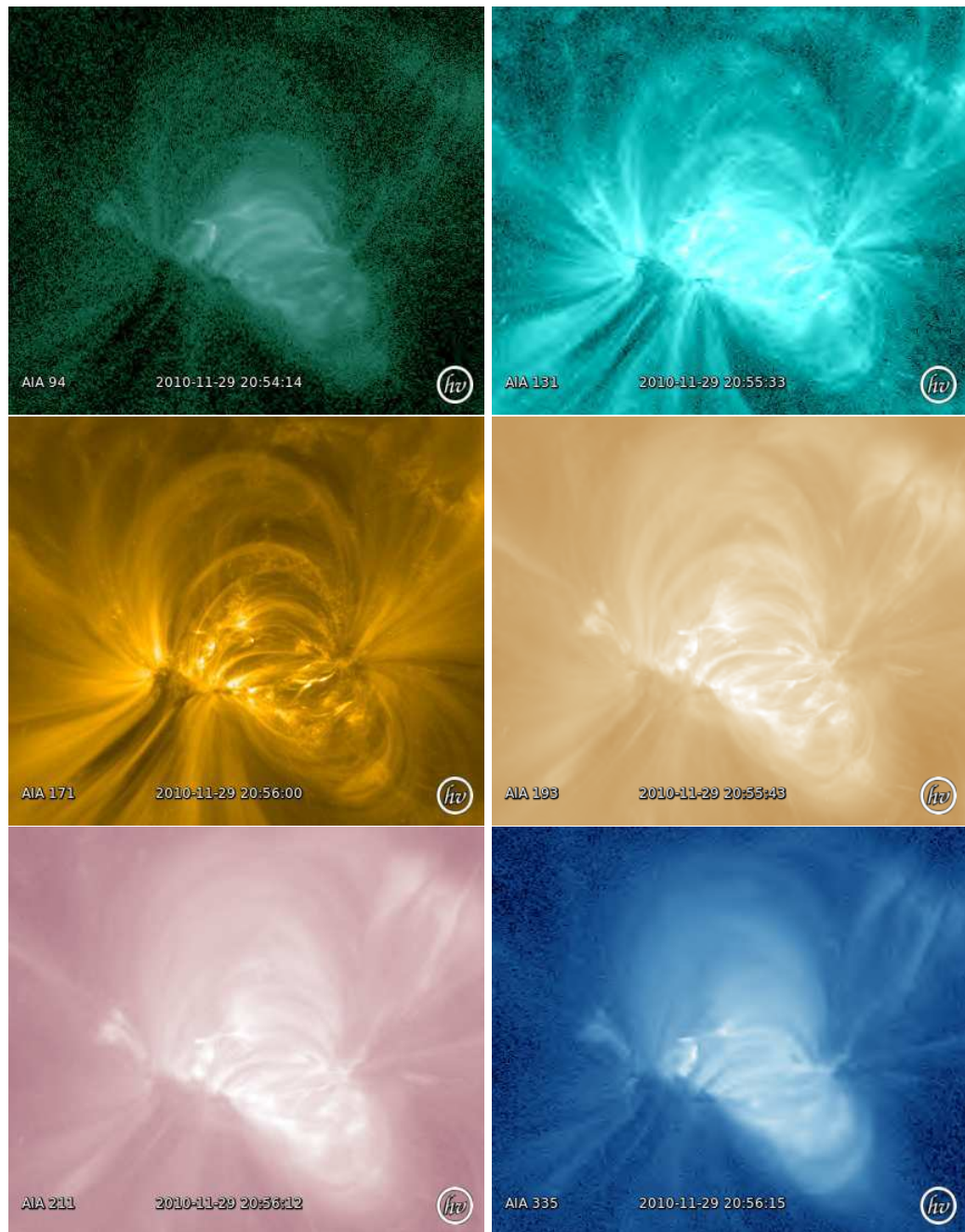


Figura 1.5: imágenes EUV de la AR NOAA 11130 en las 6 bandas coronales del telescopio AIA, correspondientes al 29 de noviembre de 2010 a las 20:56 TU. Fuente: <http://www.helioviewer.org>

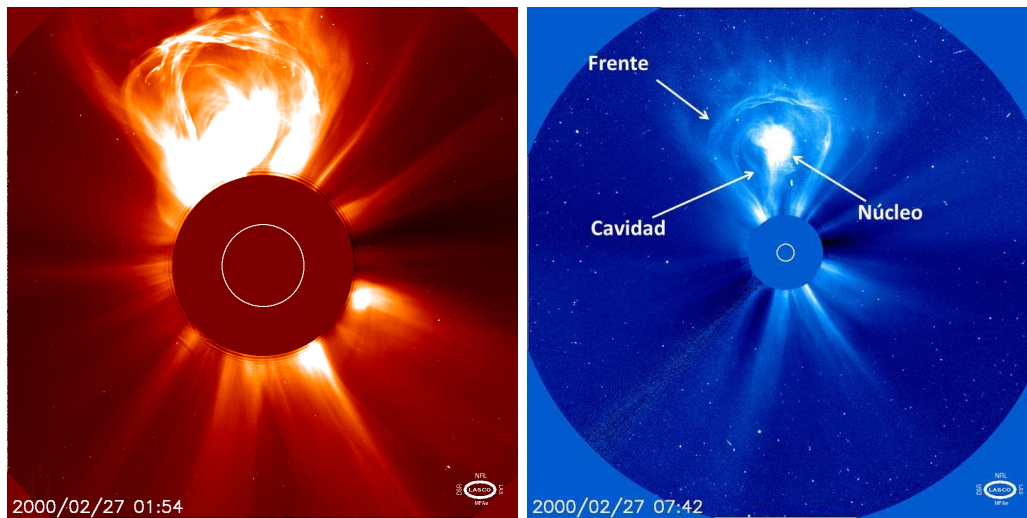


Figura 1.6: CME producida el 27 de febrero de 2000, observada por los coronógrafos LASCO/C2 (izquierda) y LASCO/C3 (derecha) abordo de la misión SoHO. Fuente: <https://soho.nascom.nasa.gov/>. En el panel derecho pueden observarse las tres componentes de la estructura de una CME: núcleo brillante, cavidad y frente (ver texto).

la densidad electrónica local.

- Un frente, con una densidad del orden de 10 a 100 veces mayor a la de la corona circundante en la que se expande.

En el panel derecho de la Figura 1.6 pueden observarse claramente las tres componentes mencionadas.

Ya desde los primeros estudios realizados sobre CMEs se estableció que las mismas están generalmente asociadas a la erupción de filamentos y fulguraciones (Munro et al., 1979). Sin embargo, el origen y la naturaleza del grueso del material de la CME resultaba poco claro. El uso de datos del coronógrafo de la misión Skylab permitió a Hildner et al. (1975) especular que las CMEs estaban principalmente compuestas por material de la baja corona. Los análisis a partir de observaciones en rayos X blandos usando también datos de la misión Skylab hicieron posible el descubrimiento de disminuciones de intensidad en las regiones donde se ubicaban los arcos en expansión para un evento observado en el limbo solar (Rust & Hildner, 1976). Más adelante, las imágenes en rayos X blandos del instrumento Yohkoh permitieron la observación de disminuciones de intensidad asociadas

a CMEs tipo halo (CMEs que se propagan en una dirección cercana a la de la visual) en eventos cerca del centro solar (Hudson et al., 1998; Sterling & Hudson, 1997). También se observaron disminuciones de intensidad en el rango EUV usando datos del telescopio EIT. Estas disminuciones resultaron similares en apariencia a los agujeros coronales, razón por la cual fueron denominadas “agujeros coronales transitorios” (Zhukov & Auchère, 2004). Estudios posteriores confirmaron la asociación espacial y temporal de las CMEs con los agujeros coronales transitorios (e.g., Harrison et al., 2003) que actualmente son denominados oscurecimientos coronales.

En la Sección 6.1 de esta tesis desarrollamos un estudio de determinación de la masa coronal evacuada por CMEs. Nuestro estudio se basa en una metodología original de análisis de oscurecimientos coronales EUV a partir del modelado paramétrico de la DEM del plasma emisor (Sección 3.3.2). Para este estudio utilizamos el telescopio EUV de última generación AIA/SDO. Estudiamos tres eventos CME diferentes y sus oscurecimientos EUV asociados. En todos los casos las estimaciones de la masa de la CME y de la masa coronal evacuada resultan consistentes.

1.4. El viento solar

La corona solar no se encuentra en equilibrio, sino que se expande de forma continua hacia el medio interplanetario dando lugar al llamado viento solar. El mismo está compuesto principalmente por electrones, protones y núcleos de He. Presenta una conductividad muy alta, por lo cual el campo magnético está congelado a la materia. De esta forma, debido a la gran diferencia de presión entre la corona y el medio interplanetario, que supera el efecto atractivo de la gravedad solar, el plasma coronal escapa en dirección radial transportando campo magnético. En su origen el viento solar se acelera para luego alcanzar una velocidad terminal aproximadamente constante.

Varias misiones espaciales han observado las propiedades in situ del viento solar, comenzando desde Luna 1 (1959) y Mariner 2 (1962), en un amplio rango de distancias al Sol: desde 0.3 AU (Helio 1 y 2) hasta los límites del sistema solar (Pioneer 10 y 11 y Voyager 1 y 2). Sin embargo, la misión espacial que más ha contribuido al conocimiento del viento solar ha sido Ulysses (McComas et al., 1995) que logró medir propiedades del viento solar en un rango grande de latitudes debido a su órbita fuera del plano de la eclíptica. La Figura 1.7 muestra la variación de la velocidad del viento solar observada por la misión Ulysses en función de la latitud en épocas de mínimo y de máximo solar. A partir de este conjunto

de observaciones se estableció que el viento solar posee dos componentes, una denominada rápida y otra denominada lenta, con características bien diferentes:

- La componente rápida del viento solar posee propiedades muy estacionarias y velocidades mayores a 600 km s^{-1} . La misma se origina en los agujeros coronales, de los cuales los polares son los más prominentes.
- La componente lenta del viento solar (con velocidades menores a 400 km s^{-1}) resulta mucho más intermitente en sus propiedades que el viento solar rápido.

Mientras que el viento solar rápido muestra una composición química estable, con valores similares a los correspondientes a niveles fotosféricos (von Steiger et al., 1997, 2001; Zurbuchen et al., 2002, 1999), el viento solar lento está caracterizado por abundancias generalmente diferentes a las fotosféricas y usualmente presentan características intermitentes. Estas abundancias dependen principalmente del *potencial de primera ionización* (FIP, por sus siglas en inglés) de los elementos considerados, donde los elementos de alto FIP se encuentran en mayor abundancia que los elementos de bajo FIP en un factor que varía ampliamente entre 2 a 10, siendo los valores típicos de las ARs entre 3 y 5 (e.g. Feldman & Widing 2003; Zurbuchen & von Steiger 2006; Brooks & Warren 2011).

Actualmente, no existe un consenso sobre los mecanismos físicos que generan el viento solar lento. Los escenarios propuestos para explicar el origen del viento solar lento pueden dividirse en 3 categorías:

- i) El viento solar se origina en la frontera de los agujeros coronales (Cranmer et al., 2007; Oran et al., 2015; Suess, 1979; Vásquez et al., 2003; Wang & Sheeley, 1990). En estos modelos, la velocidad terminal del viento solar está inversamente relacionada con el factor de expansión de las líneas de campo magnético abiertas, que depende a su vez de la altura de deposición de calor por ondas MHD. La relación es tal que para alturas de deposición bajas la velocidad terminal del viento solar es menor (Holzer & Leer, 1980). Sin embargo, estos modelos no logran explicar las características intermitentes del viento solar, como por ejemplo, las variabilidades anómalas de la composición química con valores similares a los de ARs.
- ii) Los modelos de reconexión de intercambio (Fisk, 2003; Fisk et al., 1998; Fisk & Zhao, 2009) sugieren que el viento solar lento se origina por reconexión de arcos magnéticos cerrados con líneas de campo magnético abiertas sobre zonas del sol quiescente. Este

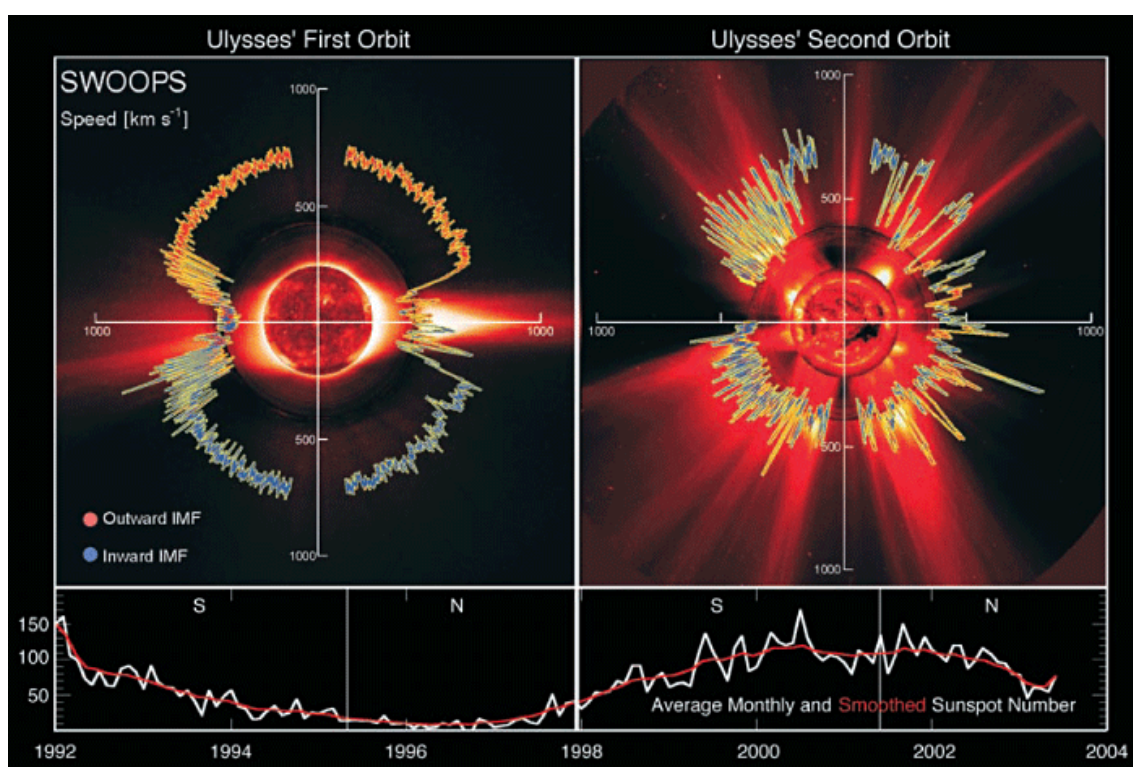


Figura 1.7: Diagrama polar de la velocidad del viento solar en función de la latitud. Las mediciones corresponden a la misión Ulysses durante un mínimo solar (izquierda) y un máximo solar (derecha).

modelo explica naturalmente las propiedades dinámicas del viento solar lento, sin embargo, Antiochos et al. (2007) han cuestionado la factibilidad de la coexistencia de líneas abiertas y cerradas en base a consideraciones sobre el balance de la fuerza de Lorentz.

- iii) El viento solar lento se origina en la cima de los streamers. Los tubos de flujo cerrados se podrían expandir dando lugar a la reconexión de intercambio entre líneas de campo abiertas y cerradas (Wang et al., 2000). A pesar de la extensa evidencia observacional, la escasa extensión latitudinal de la región donde ocurre la reconexión implica que se necesitarían otros mecanismos para cubrir el extenso rango latitudinal donde se observa el viento solar lento (McComas et al., 1998).

La génesis del viento solar lento es un tema de investigación abierto debido a la diversidad de escenarios en los que se observa y lo variable de sus características. En general pueden contribuir a su origen una combinación de los mecanismos antes enumerados. Por ejemplo, desde el descubrimiento de flujos ascendentes en los bordes de las ARs a partir de observaciones del telescopio X-Ray Telescope (XRT) y del espectrómetro EUV Imaging Spectrometer (EIS), ambos instrumentos abordo de la nave HINODE, se ha sospechado que estos flujos ascendentes son en realidad flujos salientes que podrían contribuir al viento solar lento. En el Capítulo 7 presentaremos un estudio de topología magnética que apoya esta conjetura y contribuye a la discusión sobre el origen del viento solar lento.

Capítulo 2

El campo magnético coronal

La comprensión de los fenómenos físicos que ocurren en la corona solar, tales como la liberación de energía magnética en un amplio rango de escalas, desde el calentamiento de la corona hasta la producción de fulguraciones y CMEs, requiere el conocimiento detallado de la estructura del campo magnético. Sin embargo, la medición del campo magnético coronal resulta hasta el momento extremadamente difícil, por lo que se recurre a su modelado en base a su observación fotosférica. Teniendo en cuenta que el mecanismo de liberación de energía propuesto para explicar los diferentes fenómenos activos en la corona es la reconexión del campo magnético, el modelado del campo sirve para determinar su topología y predecir las regiones donde se podrían formar láminas de corriente y liberar la energía magnética. En la Sección 2.1 de este capítulo se discuten las técnicas de observación del campo magnético solar. En las Secciones 2.2 y 2.3 se detalla el modelado del campo magnético bajo diferentes suposiciones físicas, apropiadas para su descripción en distintas regiones de la corona y diferentes escalas espaciales. En la Sección 2.4 se describen las distintas estructuras topológicas que se pueden encontrar en el campo magnético solar y su cálculo.

2.1. Observaciones del campo magnético

A nivel fotosférico la intensidad del campo magnético es lo suficientemente alta (cientos a miles de Gauss) como para que el efecto Zeeman sobre las líneas de emisión provenientes de esa zona sea medible con precisión. De esta manera, se puede medir el campo magnético de la fotosfera utilizando telescopios especiales denominados *magnetógrafos*. Estos telescopios proveen mapas que describen la variación espacial de la intensidad del campo magné-

tico, denominados *magnetogramas*. Existen dos tipos de magnetogramas, longitudinales y vectoriales. Las mediciones provistas por los magnetogramas longitudinales corresponden a la componente del campo magnético a lo largo de la línea de visión (LDV), que es transformada en la componente radial suponiendo que el campo es aproximadamente ortogonal a la superficie solar. El panel izquierdo de la Figura 2.1 muestra un ejemplo de magnetograma longitudinal. Los píxeles claros (oscuros) corresponden a campo magnético con polaridad positiva (negativa). Las mediciones provistas por los magnetogramas vectoriales corresponden a la componente longitudinal y a la componente transversal (perpendicular a la LDV) del campo magnético. Para obtener estos magnetogramas se considera conjuntamente el efecto Zeeman y el efecto Hanle y se invierten los respectivos parámetros de Stokes (para una explicación detallada del procedimiento, ver LaBonte et al. 1999). La componente transversal posee una relación señal/ruido mucho menor que la componente longitudinal y se la conoce con una ambigüedad de 180° (Metcalf et al., 2006). Así, la utilización de magnetogramas vectoriales involucra técnicas avanzadas de procesamiento de datos (Fuhrmann et al., 2007; Jiang & Feng, 2014).

Los magnetogramas longitudinales individuales pueden combinarse para construir mapas globales del campo magnético fotosférico que cubran toda la superficie solar. Estos mapas se denominan *magnetogramas sinópticos*. Los mismos son provistos regularmente por diversos observatorios. Para la presente tesis se utilizaron modelos magnéticos globales potenciales (ver próxima sección) basados en magnetogramas sinópticos del Michelson Doppler Imager¹ (MDI) a bordo del SoHO y por el National Solar Observatory (NSO) de la red de magnetómetros Global Oscillation Network Group² (GONG). El panel derecho de la Figura 2.1 muestra un ejemplo de magnetograma sinóptico correspondiente al instrumento MDI. Para construir los magnetogramas sinópticos primero se convierte la componente longitudinal a intensidad total, asumiendo un campo magnético aproximadamente radial en la fotosfera. Luego la intensidad de campo se promedia en cada punto de la malla del magnetograma sinóptico, que usualmente es uniforme en longitud y seno de la latitud, a partir de una serie temporal de ≈ 20 magnetogramas individuales. Estos últimos proveen datos para esos puntos de la malla en el rango longitudinal de $\pm(10^\circ)$ alrededor del meridiano central. Antes de promediar, los magnetogramas individuales son interpolados a la resolución del centro del disco. El proceso descrito de promediado elimina las variaciones espaciales de muy alta frecuencia. Los efectos de proyección afectan seriamente los datos

¹<http://soi.stanford.edu/magnetic/index.html>

²<http://gong.nso.edu/data/magmap/>

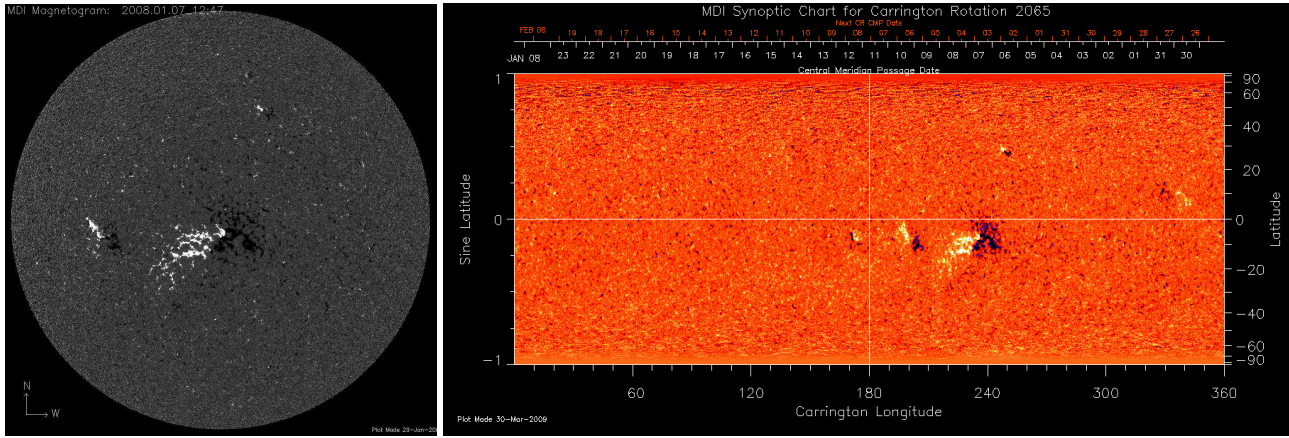


Figura 2.1: Panel izquierdo: Magnetograma correspondiente al 7 de enero de 2008 a las 12:47 TU (long. de Carrington central 230°). Panel derecho: Magnetograma sinóptico de la rotación de Carrington 2065 (del 29 de diciembre de 2007 al 25 de enero de 2008). Los píxeles claros (oscuros) corresponden a campo magnético con polaridad positiva (negativa).

de campo magnético medidos en las latitudes mayores. En el rango de latitudes $\pm 60^\circ$, los magnetogramas sinópticos preservan solo datos observados. Para latitudes mayores se utilizan esquemas especiales que combinan datos e interpolaciones de los mismos (Sun et al., 2011). Este procedimiento se repite hasta cubrir todas las longitudes de Carrington de una rotación solar entera.

En la actualidad se exploran métodos para la posible determinación del campo magnético coronal a partir de la polarización de líneas de emisión corales (Judge et al., 2013), por ejemplo, a partir de tomografía vectorial de series de imágenes de la polarización de la línea de Fe XIII 10747 Å (Kramar et al., 2016). Sin embargo, existen aún muchas dificultades para su implementación práctica (debilidad señal/ruido, efectos de proyección, etc.). Por lo tanto, la disponibilidad de mediciones de alta calidad del campo magnético coronal no es factible en el futuro inmediato.

Como se anticipó, para obtener una descripción del campo magnético coronal, se requiere de modelos que extrapolen los valores de campo magnético medidos a nivel fotosférico. Existen distintos tipos de modelos (Aschwanden, 2004): potencial, libre de fuerzas lineal y libre de fuerzas no lineal. En la Sección 2.2 describimos la extrapolación potencial utilizada en esta tesis para el modelado global del campo magnético coronal (Capítulos 4, 5 y 7) y en la Sección 2.3 describimos la extrapolación libre de fuerzas lineal utilizada para el

modelado del campo de ARs (Capítulos 6 y 7).

2.2. Modelo potencial

El modelo magnético coronal más sencillo es el denominado *potencial* (Schatten et al., 1969), que corresponde a despreciar la densidad de corriente $\mathbf{J}$ por encima de la fotosfera. Bajo esta suposición, el rotor del campo magnético coronal es nulo ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$) y el campo puede escribirse como el gradiente de una función potencial,

$$\mathbf{B} = \nabla \Phi, \quad (2.1)$$

donde el potencial Φ debe satisfacer la ecuación de Laplace en el volumen coronal, debido a que la divergencia del campo magnético es nula

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (\nabla \Phi) = \nabla^2 \Phi = 0. \quad (2.2)$$

De esta forma, bajo la aproximación potencial, el problema de extrapolar el campo de la fotosfera a la corona consiste en resolver la ecuación de Laplace en la región considerada (corona solar), sujeta a las siguientes condiciones de contorno

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r}(r = 1R_{\odot}, \theta, \phi) = M(\theta, \phi), \quad (2.3)$$

$$\Phi(r = R_s, \theta, \phi) = 0, \quad (2.4)$$

donde θ y ϕ son la colatitud y longitud solares, respectivamente, y $M(\theta, \phi)$ es la componente radial del campo magnético en la fotosfera derivada del magnetograma sinóptico utilizado. La condición de contorno dada por la Ecuación (2.4) corresponde a la suposición de que el campo magnético es puramente radial a partir de una determinada altura R_s , usualmente tomada como $R_s = 2.5 R_{\odot}$. A la esfera de radio R_s se la denomina *superficie fuente*. Tal tipo de modelo se denomina *modelo potencial con superficie fuente* (o modelo PFSS, por sus siglas en inglés).

Las extrapolaciones PFSS se basan tradicionalmente en la descomposición de los magnetogramas en armónicos esféricos (Altschuler et al., 1977; Altschuler & Newkirk, 1969) utilizando mallas de cálculo regulares en el seno de la latitud. Este método es propenso a generar artificios de distinto tipo, especialmente, en las regiones polares. Existen dos enfoques que pueden mitigar o eliminar completamente estos problemas (Tóth et al., 2011): 1) interpolar el magnetograma original a una malla regular en latitud, 2) utilizar un algoritmo

de diferencias finitas para obtener el campo potencial. En la presente tesis, para modelar el campo magnético de la corona solar global, hemos optado por el segundo enfoque. Los modelos potenciales utilizados se calcularon con un código iterativo basado en diferencias finitas, denominado *Finite Difference Iterative Potential-field Solver* (FDIPS). El código es de acceso público. Un análisis comparativo de sus resultados y los derivados de métodos basados en armónicos esféricos puede hallarse en Tóth et al. (2011).

Los modelos PFSS-FDIPS utilizados en esta tesis se calculan en una malla numérica esférica uniforme en la dirección radial, en el seno de la latitud y en longitud. La malla tiene $N_r \times N_\theta \times N_\phi$ celdas, donde N_r , N_θ y N_ϕ son el número de celdas en las direcciones radial, latitudinal y longitudinal, respectivamente. Para los modelos utilizados en los Capítulos 4 y 5 se utilizó una cantidad de celdas dada por $N_r = 150$, $N_\theta = 180$ y $N_\phi = 360$, que corresponde a una resolución de $0.01R_\odot$ en la dirección radial, 1×10^{-2} en el seno de la latitud y 1° en longitud. Para el modelo utilizado en el Capítulo 7 se cuadruplicó la resolución numérica, ya que el mismo fue usado para el cálculo de la topología magnética (ver Sección 2.4), lo que requiere una mayor precisión del campo, debido a que involucra el cálculo de sus derivadas espaciales.

Una forma útil de visualizar el campo magnético es el trazado de sus líneas de campo. Para ello se integra numéricamente el conjunto de ecuaciones diferenciales de primer orden

$$dr/B_r = r d\theta/B_\theta = r \sin \theta d\phi/B_\phi. \quad (2.5)$$

En la presente tesis, la integración se realiza mediante el método de Euler de primer orden a partir de un punto inicial en ambas direcciones hasta que cada extremo de la línea intersecta una frontera del dominio espacial del modelo PFSS (la fotosfera o la superficie fuente). El paso de integración es adaptivo y se limita a la mitad del tamaño local de la celda de cálculo del modelo. Si ambos extremos de la línea intersectan la fotosfera se considera que la misma es “cerrada”. Si uno de los extremos de la línea intersecta la superficie fuente, la línea es considerada “abierta”.

Una descripción del campo magnético global más realista es la provista por modelos MHD. Estos modelos son de desarrollo más reciente y constituyen un área de investigación muy activa. Los modelos MHD utilizan generalmente modelos PFSS como condición inicial para el campo magnético. Tal es el caso del modelo MHD del *Space Weather Modelling Framework* (SWMF)³ desarrollado por el Center for Space Environment Modeling (CSEM) de la Universidad de Michigan.

³<http://csem.engin.umich.edu/tools/swmf/>

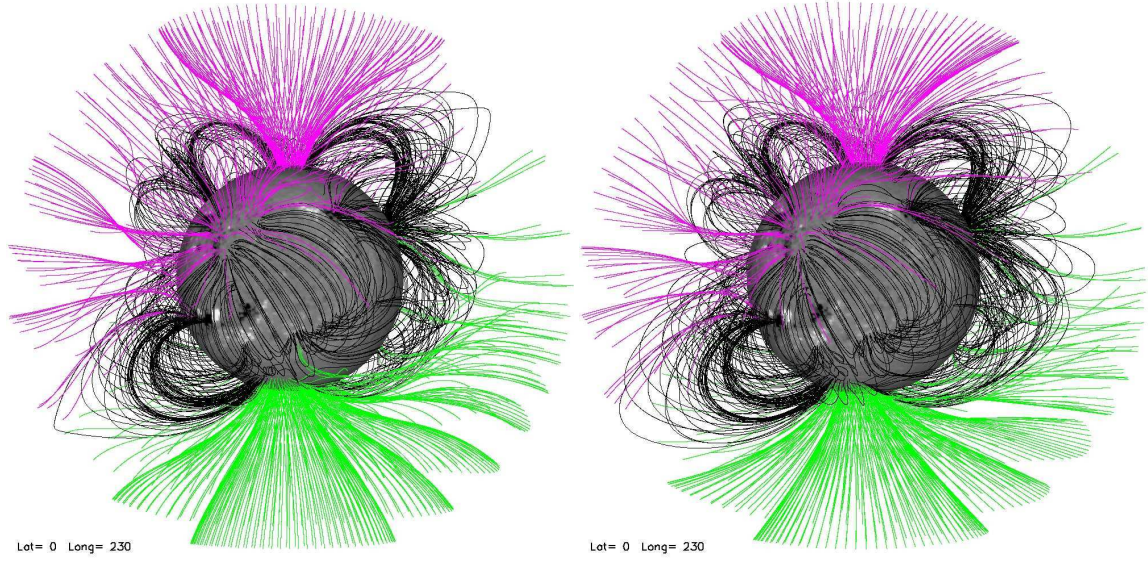


Figura 2.2: Visualización del campo magnético obtenido con un modelo PFSS-FDIPS (izquierda) y con un modelo MHD-SWMF (derecha) en el rango de alturas de $1.0-2.5 R_{\odot}$. Las líneas de campo magnético cerradas están indicadas en negro y las líneas de campo magnético abiertas con polaridad positiva (negativa) están indicadas en verde (magenta).

La Figura 2.2 muestra una visualización del campo magnético obtenido con un modelo PFSS-FDIPS y con un modelo MHD-SWMF en el rango de alturas $1.0-2.5 R_{\odot}$. La comparación visual permite apreciar la gran similitud entre las estructuras magnéticas correspondientes de ambos modelos a diversas escalas, presentando diferencias más notables con altura creciente. Un análisis comparativo cuantitativo detallado entre modelos PFSS y MHD que verifica esta similitud puede hallarse en Riley et al. (2006). El modelo PFSS resulta así adecuado a los estudios de esta tesis. En particular, la Figura 2.2 permite apreciar cualitativamente que, en el rango de alturas cubierto por la técnica tomográfica DENT (1.0 a $1.25 R_{\odot}$), las diferencias entre ambos modelos son muy sutiles globalmente, con la posible excepción de regiones donde las corrientes coroneas resultaran importantes. Pero esto se limita a regiones exteriores a la corona quiescente, objeto de estudio de la técnica DENT.

2.3. Modelo libre de fuerzas lineal

Los modelos potenciales son frecuentemente usados por su simplicidad matemática y porque proveen una descripción razonable de la estructura magnética global de la corona solar. Sin embargo, para modelar el campo magnético de las ARs se utilizan otras aproximaciones dado que en el modelo potencial no hay energía magnética libre para dar origen a erupciones y fulguraciones. La siguiente extrapolación magnética que satisface las condiciones físicas en la corona y contiene energía magnética libre en forma de corrientes es la libre de fuerzas; esta supone un campo magnético con fuerza de Lorentz nula ($\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$). Esta condición corresponde a que la densidad de corriente $\mathbf{J}$ sea paralela al campo magnético. Usualmente, estas extrapolaciones son utilizadas para modelar localmente el campo magnético de ARs, ya que en las mismas la presión magnética domina sobre la presión de plasma ($\beta \ll 1$). En esta situación, el gradiente de presión puede despreciarse respecto a la fuerza de Lorentz. Despreciando la corriente de desplazamiento, la condición $\mathbf{J} \parallel \mathbf{B}$ puede escribirse como:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}, \quad (2.6)$$

donde $\alpha(\mathbf{r})$ es una magnitud escalar, en principio, dependiente de la posición. Aplicando el operador divergencia a la Ecuación (2.6) y usando que la divergencia del campo magnético es nula encontramos la ecuación que debe cumplir α ,

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) \alpha = 0. \quad (2.7)$$

Esta condición corresponde a que α tome un valor constante a lo largo de las líneas de campo.

Si α no depende de la posición la extrapolación se denomina libre de fuerzas lineal (LFFF, por sus siglas en ingles), en caso contrario se denomina libre de fuerzas no lineal (NLFFF, por sus siglas en ingles).

Las extrapolaciones NLFFF permiten configuraciones con distribuciones no uniformes de corriente, como es esperable en las ARs. El desarrollo de modelos NLFFF es un área de investigación actual. Esto se debe a la complejidad de abordar la no linealidad de la Ecuación (2.6) y la dificultad de su implementación a partir de magnetogramas vectoriales en los que los valores del campo transversal aun resultan inciertos (De Rosa et al., 2009).

En el caso de las extrapolaciones LFFF se utilizan magnetogramas longitudinales como condición de contorno. Además, α es un parámetro libre y constante para toda la región que usualmente se determina buscando que su valor sea tal que dé el mejor acuerdo entre

las líneas de campo del modelo y los arcos magnéticos observados en el EUV o en rayos X blandos (ver Green et al. 2002).

En esta tesis utilizaremos extrapolaciones LFFF para modelar el campo magnético de diferentes ARs (Secciones 6.2 y 7.4). Los modelos usados se obtuvieron a partir del método descrito en Alissandrakis (1981), que resuelve la Ecuación (2.6) con α constante usando la transformada de Fourier

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \sum_u \sum_v \hat{\mathbf{B}}(u, v, z) \exp [2\pi i(ux + vy)] , \quad (2.8)$$

donde se toma el eje z perpendicular a la superficie solar ubicada en $z = 0$. Se buscan soluciones en el semieje z positivo y se realiza la transformada de Fourier en las coordenadas x e y . $\hat{\mathbf{B}}(u, v, z)$ son las amplitudes de Fourier a determinar a partir de la condición de contorno en la fotósfera, $u = n_x/L$ y $v = n_y/L$, donde $n_{x,y}$ son enteros que numeran los modos de Fourier y L es la dimensión horizontal de la malla numérica donde se calcula el campo.

Como el campo magnético coronal decrece con la altura, es razonable pedir que para $z \rightarrow +\infty$ el campo magnético se anule. Bajo esta suposición vale que (Alissandrakis, 1981)

$$\hat{\mathbf{B}}(u, v, z) = \exp(-kz) \hat{\mathbf{B}}(u, v, 0) . \quad (2.9)$$

El valor de k se determina como se muestra a continuación. Aplicando la transformada de Fourier a la Ecuación (2.6) y usando el teorema de la derivada de la transformada de Fourier (ver, por ejemplo, Bracewell 2000) se obtiene

$$\alpha \hat{B}_x - k \hat{B}_y - 2\pi i v \hat{B}_z = 0 , \quad (2.10)$$

$$k \hat{B}_x + \alpha \hat{B}_y + 2\pi i u \hat{B}_z = 0 , \quad (2.11)$$

$$2\pi i v \hat{B}_x - 2\pi i u \hat{B}_y + \alpha \hat{B}_z = 0 . \quad (2.12)$$

Este sistema de ecuaciones tiene solución no trivial cuando su determinante es nulo. De dicha condición se deduce que $k = \pm(4\pi q^2 - \alpha^2)^{1/2}$, con $q^2 = u^2 + v^2$. Esta expresión combinada con las Ecuaciones (2.9)-(2.12) permite escribir $\hat{\mathbf{B}}$ en términos de la transformada de Fourier de la componente vertical del campo magnético en el contorno ($\hat{B}_z(u, v, 0)$)

$$\hat{\mathbf{B}}(u, v, z) = \hat{\mathbf{G}}(u, v, z) \hat{B}_z(u, v, 0) . \quad (2.13)$$

Existen dos conjuntos de soluciones para el operador $\hat{\mathbf{G}}$, dependiendo si k es real o imaginario. Si $q > |\alpha|/2\pi$, k es real y se toma el valor positivo para obtener un campo magnético

decreciente con la altura. En este caso, las soluciones se denominan de "pequeña escala" (con respecto a $2\pi/\alpha$) y están dadas por la siguiente expresión del operador $\hat{\mathbf{G}}$

$$\hat{G}_x = -\frac{i(uk - v\alpha)}{2\pi q^2} \exp(-kz), \quad (2.14)$$

$$\hat{G}_y = -\frac{i(vk + u\alpha)}{2\pi q^2} \exp(-kz), \quad (2.15)$$

$$\hat{G}_z = \exp(-kz). \quad (2.16)$$

Si, al contrario, $q < |\alpha|/2\pi$, k resulta imaginario y las soluciones se obtienen como combinación lineal de los valores con parte imaginaria positiva y negativa, de manera tal que el campo magnético resultante sea real. Estas soluciones se llaman de "gran escala" y son en general descartadas dado que su comportamiento oscilatorio con la altura no tiene sentido físico. Para impedir valores imaginarios de k y por lo tanto evitar las soluciones de gran escala, se impone la condición $\alpha \leq 2\pi\sqrt{u^2 + v^2}$ siendo el valor crítico $\alpha_{max} = \min\{2\pi u, 2\pi v\}$.

Finalmente, el procedimiento puede resumirse de la siguiente manera, dada la componente vertical del campo magnético en la fotosfera ($B_z(x, y, 0)$), se le aplica la transformada de Fourier para obtener $\hat{B}_z(u, v, 0)$. Luego, se aplica el operador $\hat{\mathbf{G}}$ para obtener las amplitudes de Fourier a partir de la Ecuación (2.13), y finalmente se aplica la transformada de Fourier inversa (Ecuación (2.8)), en cada valor de la coordenada z de la malla numérica, para obtener el campo magnético coronal.

Cerca del centro del disco la componente del campo magnético a lo largo de la LDV (B_l), que es la que proveen los magnetogramas longitudinales utilizados como condición de contorno, puede aproximarse como la componente vertical del campo magnético (B_z). Cuando se modela el campo magnético de una AR lejos del centro del disco, B_l no coincide con la componente vertical del campo magnético y resulta una combinación lineal de las 3 componentes

$$B_l = a B_x + b B_y + c B_z, \quad (2.17)$$

donde a , b y c son los cosenos directores de la LDV con respecto a los ejes x , y y z , respectivamente.

Para poder obtener $\hat{B}_z(u, v, 0)$, aplicamos la transformada de Fourier a la Ecuación (2.17)

$$\hat{B}_z(u, v, 0) = \frac{\hat{B}_l(u, v, 0)}{a \hat{G}_x(u, v, 0) + b \hat{G}_y(u, v, 0) + c \hat{G}_z(u, v, 0)}, \quad (2.18)$$

donde se utilizó la Ecuación (2.13). De esta forma, las Ecuaciones (2.13)-(2.16) junto con

la Ecuación (2.18) permiten obtener el campo magnético bajo la suposición LFFF usando como condición de contorno la componente longitudinal del campo magnético fotosférico.

Además, cuando el magnetograma utilizado como condición de contorno se encuentra alejado del centro del disco solar se requiere eliminar los efectos de proyección, ya que la componente normal no coincide con la componente medida por el magnetograma. Por lo tanto, deben transformarse el campo medido (Hagyard, 1987) y las coordenadas espaciales del plano de la imagen (Venkatakrishnan, 1988). Los cálculos de transformación de coordenadas solares y los errores que afectan al método se discuten en (Démoulin et al., 1997).

Para los modelos LFFF calculados en esta tesis se utilizan, en general, $N_x = N_y = 512$ modos de Fourier o puntos de malla. Este número es suficiente para extrapolar con precisión el campo fotosférico observado según su resolución espacial. La malla en la dirección z contiene entre 80 y 100 puntos, los que también son suficientes para las alturas características de las estructuras modeladas. El tamaño de la malla numérica, L^2 , se toma lo suficientemente grande respecto de la región de interés de modo de evitar los efectos de periodicidad no físicos en los bordes, pero suficientemente pequeño para que la aproximación cartesiana siga siendo válida.

2.4. Topología del campo magnético solar

El cálculo de la topología magnética está asociado a predecir las zonas donde es plausible la reconexión magnética y, por lo tanto, la liberación de energía en diversos fenómenos activos como fulguraciones, jets, CMEs, etc.

Los modelos clásicos 2D de reconexión magnética (Parker, 1957; Sweet, 1958) proponen que esta ocurre en el entorno de un punto de campo magnético nulo ($\mathbf{B} = 0$, denominado punto tipo X). Alrededor del punto X hay una discontinuidad en la conectividad de las líneas de campo. Cuando estos modelos se extienden a 2.5D (con la tercera dimensión invariante por translación), el punto X pasa a ser una línea de campo nulo.

En los modelos clásicos de reconexión 3D (Priest & Forbes, 2007) se propone que esta ocurre en los puntos de campo nulo, las separatrices (superficies que separan volúmenes con campo magnético de conectividad independiente; es decir, en estas superficies la conectividad del campo es discontinua) y los separadores (curvas correspondientes a la intersección de dos separatrices). La Figura 2.3 muestra una representación esquemática de las separatrices del campo magnético de un conjunto de cuatro concentraciones de flujo magnético,

dos positivas y dos negativas. Se muestra el separador de la configuración magnética; es decir, una línea de puntos de campo nulo X_1 y X_2 son dos de estos puntos sobre la fotosfera. Se han trazado dos líneas de campo que pertenecen a volúmenes con conectividad independiente. El gráfico debajo de las separatrices esquematiza la base fotosférica de estos volúmenes.

En los años 90 se desarrollaron varios trabajos que estudiaron la relación entre las estructuras topológicas mencionadas y la ubicación de la liberación de energía en diversos fenómenos activos. Se encontró una coincidencia entre la ubicación de las mismas y los abrigamientos en diferentes longitudes de onda debidos a la liberación de energía en dichos eventos. Por ejemplo, Mandrini et al. (1991) encontraron, modelando el campo coronal mediante un conjunto de dipolos magnéticos debajo de la fotosfera, coincidencia entre la intersección de las separatrices con la cromósfera y los abrigamientos en H α debidos a diversas fulguraciones.

Sin embargo, en numerosas observaciones de fulguraciones no se encontró una relación entre los abrigamientos debido a la liberación de energía y los puntos de campo nulo o separadores (ver, por ejemplo, Démoulin et al. 1994). Esto último, llevó al desarrollo de un nuevo concepto de estructura topológica, denominada capa o banda cuasiseparatriz (Quasi-Separatrix Layer, QSL, por sus siglas en inglés; Démoulin et al. 1996). Las QSLs son volúmenes muy delgados donde la conectividad del campo magnético varía drásticamente pero de forma continua. La aplicación del cálculo de las QSLs demostró que la liberación de energía podía ocurrir en las regiones donde estas se encontraban (ver Mandrini et al. 2014 y referencias allí citadas). Las QSLs tienen anchos comparables al de las láminas de corriente propuestas en los modelos teóricos de reconexión y están relacionadas con la presencia de núcleos de corrientes fotosféricas (Démoulin et al., 1996; Mandrini et al., 1997). De esta forma, las QSLs generalizan el concepto de separatrices para las configuraciones magnéticas que no poseen puntos de campo nulos. A continuación describimos matemáticamente las estructuras topológicas que serán utilizadas en el estudio mostrado en el Capítulo 7.

2.4.1. Puntos de campo magnético nulo

Un punto de campo nulo, con coordenadas $\mathbf{r}_N$, se define matemáticamente como un punto en el cual el campo magnético se anula,

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_N) = 0. \quad (2.19)$$

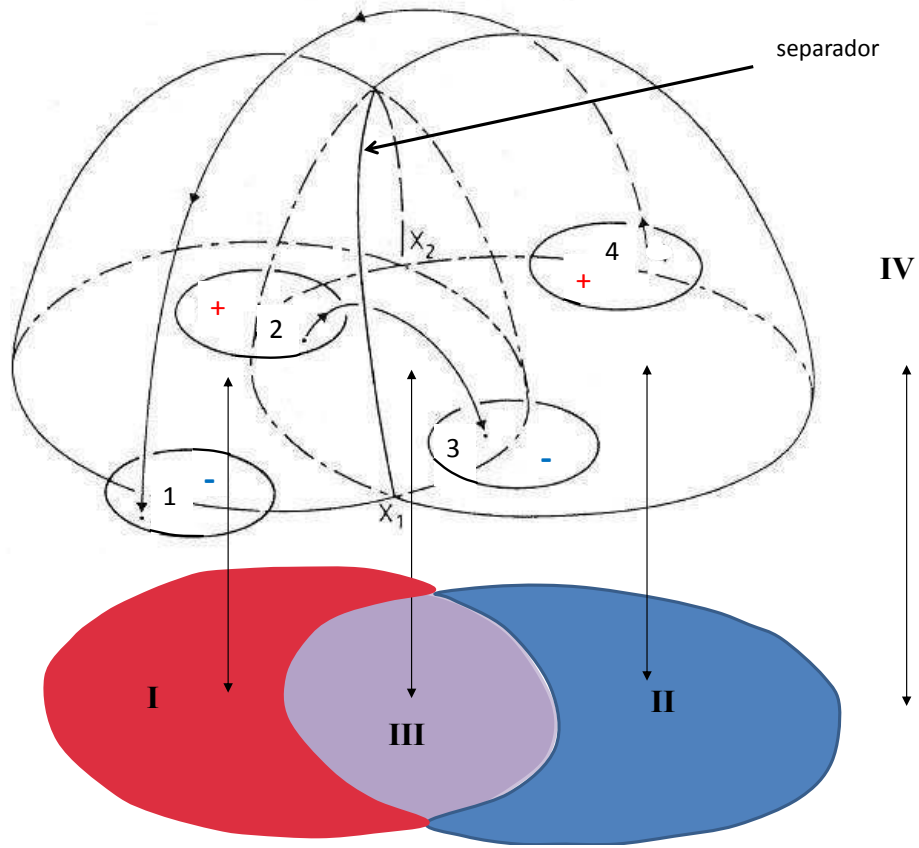


Figura 2.3: Representación esquemática de las separatrices del campo magnético correspondiente a un conjunto de cuatro concentraciones de flujo indicadas con los números 1, 2, 3 y 4, dos positivas (números pares) y dos negativas (números impares). Se muestra el separador de la configuración magnética (intersección de las superficies separatrices) que es una línea de puntos de campo nulo. Con X_1 y X_2 se indican dos de los puntos nulos pertenecientes al separador, ubicados sobre la fotosfera. Se han trazado dos líneas de campo contenidas en volúmenes con conectividad independiente que conectan las polaridades 2 y 3 (línea de campo pequeña) y las polaridades 4 y 1 (línea de campo grande). El gráfico debajo de las separatrices esquematiza la base fotosférica de estos volúmenes que son indicados con números romanos I, II, III y IV.

En el entorno de un punto de campo nulo, el campo magnético se puede aproximar a primer orden como

$$\mathbf{B} \approx M(\mathbf{r} - \mathbf{r}_N), \quad (2.20)$$

donde M es la matriz jacobiana:

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial x} & \frac{\partial B_x}{\partial y} & \frac{\partial B_x}{\partial z} \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} & \frac{\partial B_y}{\partial y} & \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_z}{\partial x} & \frac{\partial B_z}{\partial y} & \frac{\partial B_z}{\partial z} \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

La estructura del campo en el entorno de $\mathbf{r}_N$ está determinada por los autovalores, λ_1 , λ_2 y λ_3 , y los autovectores correspondientes. Como la divergencia del campo magnético es nula ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$), la traza de la matriz M debe ser nula y por lo tanto, la suma de los autovalores debe ser cero

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0. \quad (2.22)$$

Para un campo magnético en equilibrio con la presión termodinámica del plasma ($\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla P$) y en el caso particular límite de un campo libre de fuerzas o potencial, Lau & Finn (1990) demostraron que los autovalores de M deben ser reales. Teniendo en cuenta esto, podemos clasificar a los puntos de campo nulo en dos tipos, positivo o negativo. Un punto nulo es de tipo positivo si tiene un único autovalor negativo y los otros dos positivos. Alternativamente, es de tipo negativo si tiene un único autovalor positivo y los otros dos negativos. La dirección a lo largo del autovector asociado al autovalor de signo distinto a los otros dos se denomina *espina del nulo*. Los otros dos autovalores están asociados a autovectores perpendiculares a la espina. Estos dos autovectores definen localmente un plano que denominaremos *abanico*. La Figura 2.4 muestra un esquema de un punto de campo nulo positivo, indicando su espina y plano del abanico. El abanico no determina solamente la topología del campo magnético cerca del nulo. El conjunto de líneas magnéticas trazadas desde un punto inicial contenido en el abanico, en un entorno suficientemente pequeño del punto nulo, conforma la separatriz.

En la presente tesis, extendimos el cálculo de estructuras topológicas a modelos globales de campo magnético coronal. En particular, al modelo PFSS descrito en la Sección 2.2. Hemos adaptado los códigos desarrollados anteriormente para el cálculo de la ubicación de los puntos nulos de modelos locales del campo magnético en coordenadas cartesianas a modelos globales en coordenadas esféricas. Además hemos desarrollado en forma original códigos en lenguaje IDL (Interactive Data Language) que determinan la topología magné-

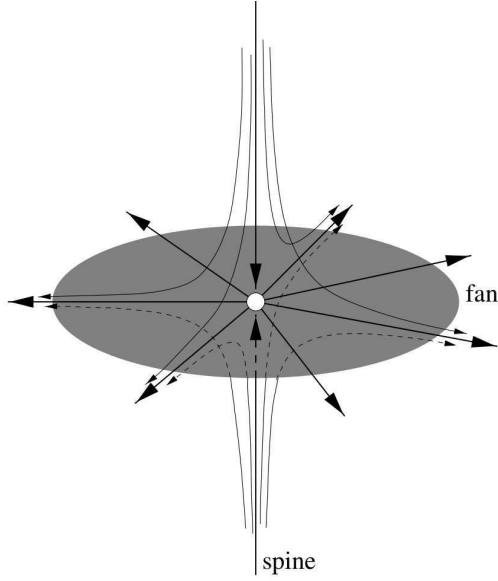


Figura 2.4: Esquema de un punto de campo nulo positivo (circulo blanco). Se indica la espina del nulo (spine) como una línea negra gruesa con flechas apuntando al nulo. El plano del abanico (fan) corresponde a la superficie gris. El nulo mostrado corresponde a uno con simetría cilíndrica ($\lambda_2 = \lambda_3$).

tica en el entorno de un punto nulo de un modelo global. Para ello calculamos, a partir del modelo global, la matriz jacobiana M en coordenadas esféricas

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial B_r}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} & \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial B_r}{\partial \phi} \\ \frac{\partial B_\theta}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} & \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial B_\theta}{\partial \phi} \\ \frac{\partial B_\phi}{\partial r} & \frac{1}{r} \frac{\partial B_\phi}{\partial \theta} & \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

y determinamos sus autovalores y autovectores para obtener la espina y el abanico asociados. En el Capítulo 7 aplicaremos estas herramientas numéricas para calcular los puntos nulos cerca de una AR y su topología a partir de un modelo PFSS, con el objeto de estudiar la factibilidad de que las líneas de campo de la AR se reconecten con líneas de campo abiertas y el plasma de la AR pueda liberarse al viento solar lento.

2.4.2. Cuasiseparatrices

Las QSLs son volúmenes muy delgados donde existe un gradiente abrupto de la conectividad magnética. Las mismas fueron introducidas originalmente por Démoulin et al. (1996) y aplicadas por primera vez al estudio de diversas fulguraciones asociados a configuraciones magnéticas sin puntos de campo nulo para evaluar la factibilidad de los procesos de reconexión magnética por Mandrini et al. (1996) y Démoulin et al. (1997).

Para definir matemáticamente las QSLs consideremos una transformación biyectiva que mapea a partir de una línea campo, puntos fotosféricos de polaridad positiva (x_+, y_+) con

puntos fotosféricos de polaridad negativa (x_-, y_-) : $\mathbf{r}_+(x_+, y_+) \rightarrow \mathbf{r}_-(x_-, y_-)$ y su transformación inversa: $\mathbf{r}_-(x_-, y_-) \rightarrow \mathbf{r}_+(x_+, y_+)$. Estos mapeos están representados por alguna función vectorial $[X_-(x_+, y_+), Y_-(x_+, y_+)]$ y $[X_+(x_-, y_-), Y_+(x_-, y_-)]$, respectivamente. La norma $N(x_+, y_+)$ y $N(x_-, y_-)$ de las respectivas matrices jacobianas de la transformación en coordenadas cartesianas es

$$N_{\pm} \equiv N(x_{\pm}, y_{\pm}) = \sqrt{\left(\frac{\partial X_{\mp}}{\partial x_{\pm}}\right)^2 + \left(\frac{\partial X_{\mp}}{\partial y_{\pm}}\right)^2 + \left(\frac{\partial Y_{\mp}}{\partial x_{\pm}}\right)^2 + \left(\frac{\partial Y_{\mp}}{\partial y_{\pm}}\right)^2}. \quad (2.24)$$

La QSL fue definida originalmente a partir de la condición $N(x_{\pm}, y_{\pm}) \gg 1$ en ambas polaridades fotosféricas (Démoulin et al., 1996).

Consideremos ahora una línea de campo que conecta dos puntos fotosféricos (x_+, y_+) y (x_-, y_-) con componente normal del campo magnético b_{z+} y b_{z-} , respectivamente. Si $|b_{z+}| \neq |b_{z-}|$, entonces $N(x_+, y_+) \neq N(x_-, y_-)$ y la QSL no satisface una condición única en ambas polaridades.

Para evitar esta ambigüedad, Titov et al. (2002) definieron otra función característica para las QSLs que es independiente de la dirección del mapeo: el *factor de compresión* Q , que se calcula a partir de

$$Q_+ \equiv \frac{N_+^2}{|b_{z+}/b_{z-}|} = Q_- \equiv \frac{N_-^2}{|b_{z-}/b_{z+}|} \equiv Q. \quad (2.25)$$

Utilizando el factor de compresión, la QSL queda definida si $Q \gg 2$.

En el Capítulo 7 utilizaremos el cálculo de las QSLs para estudiar su relación causal con los flujos de plasma ascendente observados en los bordes de una AR.

Capítulo 3

Emisión EUV. DEM paramétrica 2D y 3D

En este Capítulo describimos los mecanismos de emisión EUV de la corona solar (Sección 3.1) y la técnica de tomografía que, aplicada a series temporales de imágenes de banda angosta de telescopios EUV, permite reconstruir la distribución 3D de la emisividad coronal en cada banda del telescopio utilizado (Sección 3.2). En la Sección 3.3 describimos las técnicas de análisis que, a partir de los datos EUV, permiten obtener la *medida de emisión diferencial* (DEM, por sus siglas en inglés) del plasma coronal. La DEM es una descripción cuantitativa de la distribución térmica del plasma que puede obtenerse tanto en 2D como en 3D. Mientras que la DEM 2D describe el plasma a lo largo de toda la línea de visión asociada a cada píxel de una imagen, la DEM 3D describe el plasma local en cada celda de la malla de cálculo tomográfica. En ambos casos, las DEM obtenidas permiten inferir la densidad y temperatura electrónica del plasma coronal descrito. En ambas técnicas la DEM se modela mediante funciones de la temperatura con un conjunto de parámetros libres. Desarrollamos un estudio original de modelado paramétrico mediante diversas familias de funciones, explorando su utilidad para realizar estudios solares con los distintos telescopios EUV existentes.

3.1. Emisión coronal EUV

El plasma de la corona solar emite radiación electromagnética en todo el rango espectral, abarcando desde ondas de radio hasta rayos gamma. La emisividad en todo el rango

electromagnético se debe a la gran variedad de procesos físicos que afectan al plasma coronal, tanto a niveles térmicos como supra-térmicos. Para la presente tesis es de interés la emisión térmica en el rango EUV, debida fundamentalmente a la emisión de líneas espectrales por parte de iones de elementos pesados excitados colisionalmente por los electrones libres de la corona. En el rango de temperaturas y densidades características de la corona solar, los elementos que gobiernan esta emisión son el hierro (Fe), silicio (Si), azufre (S) y oxígeno (O).

El problema del cálculo teórico de la emisión coronal resulta ser de gran complejidad. Para cada elemento existe una competencia entre varios mecanismos que remueven electrones de un átomo (ionización) y otros que agregan electrones a los iones (recombinación). De esta forma, cada elemento se encuentra en varios estados de ionización diferentes a una dada temperatura del plasma. Por ejemplo, a temperaturas coronales típicas, del orden del millón de grados, el Fe (cuya emisión gobierna las mediciones de los instrumentos EUV que fueron utilizados en esta tesis) se encuentra en forma de Fe IX a Fe XIII. A su vez, para un dado nivel de ionización, existe una competencia entre mecanismos de excitación y desexcitación. A fin de realizar los cálculos, es usual realizar la hipótesis que el plasma se encuentra en equilibrio, y así utilizar ecuaciones de balance entre los varios mecanismos de ionización y recombinación, y de excitación y desexcitación. Tales suposiciones son razonables para describir situaciones no transitorias, perdiendo validez durante mecanismos rápidos de liberación y transporte de energía, tales como fulguraciones. Otro aspecto importante es que las abundancias coronales de elementos pesados no son uniformes ni estáticas en la corona solar.

La emisión de una línea espectral de un determinado elemento X ocurre por transición de un estado de mayor energía j a un nivel de menor energía i

$$X_j^{+m} \rightarrow X_i^{+m} + h\nu_{ij}, \quad (3.1)$$

donde X^{+m} indica un átomo del elemento X que se encuentra m veces ionizado. En este proceso de emisión ligada, el fotón es emitido con frecuencia ν_{ij} correspondiente a la diferencia de energía de los niveles i y j : $\nu_{ij} = (E_j - E_i)/h$, donde h es la constante de Planck. La longitud de onda del fotón emitido es $\lambda_{ij} = c/\nu_{ij}$, donde c es la velocidad de la luz. La emisividad espectral del plasma asociada a esta transición energética, en unidades de $[\text{ph}/(\text{cm}^3 \text{ sr s } \text{\AA})]$, está dada por (Golub & Pasachoff, 2009)

$$P_{ij}(\lambda) = \frac{1}{4\pi} N_j(X^{+m}) A_{ji} \psi_{ij}(\lambda), \quad (3.2)$$

donde $N_j(X^{+m})$ es la densidad de iones de la especie X^{+m} en el nivel de energía j , A_{ji} es el coeficiente de emisión espontánea de Einstein del nivel j al nivel i y $\psi_{ij}(\lambda)$ es el perfil de emisión de la línea espectral, una función angosta y centrada en torno de λ_{ij} . La emisividad espectral coronal debida a todas las líneas es

$$\eta(\lambda) = \sum_{ij} P_{ij}(\lambda) = \sum_{ij} \frac{1}{4\pi} N_j(X^{+m}) A_{ji} \psi_{ij}(\lambda), \quad (3.3)$$

donde la sumatoria se extiende sobre todas las líneas espectrales asociadas a todas las transiciones $j \rightarrow i$ de todos los elementos coronales¹.

En el rango EUV que nos concierne, la corona solar es ópticamente delgada. Esto último permite expresar la intensidad de la línea espectral vista por el observador, en unidades de $[\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}]$, como:

$$I(\lambda_{ij}) = \int_{\text{LDV}} dz \int_0^\infty d\lambda P_{ij}(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{LDV}} dz N_j(X^{+m}) A_{ji}, \quad (3.4)$$

donde z es la coordenada a lo largo de la *línea de visión* (LDV) que atraviesa el plasma emisor y se utilizó que

$$\int_0^\infty d\lambda \psi_{ij}(\lambda) = 1. \quad (3.5)$$

En las expresiones anteriores, la incógnita fundamental es la densidad de iones en el nivel energético j , que se puede expresar convenientemente de la siguiente forma

$$N_j(X^{+m}) = N_e \frac{N(H)}{N_e} \frac{N(X)}{N(H)} \frac{N(X^{+m})}{N(X)} \frac{N_j(X^{+m})}{N(X^{+m})}, \quad (3.6)$$

donde:

- $N(H)/N_e$ es la abundancia del hidrógeno relativa a la densidad de electrones. Aproximando un plasma completamente ionizado con 10% de He, $N(H)/N_e \approx 0,83$,
- $N(X)/N(H) \equiv A_x$ es la abundancia del elemento X relativa al hidrógeno, que será tratada como un parámetro libre (Sección 3.3.1).
- $N(X^{+m})/N(X)$ es la fracción del elemento X en estado de ionización X^{+m} ,
- $N_j(X^{+m})/N(X^{+m})$ es la fracción del ion X^{+m} en el estado excitado j .

¹Deben en general agregarse contribuciones adicionales de otros procesos, como por ejemplo Bremsstrahlung, que producen emisión continua. Estas contribuciones no son importantes a temperaturas coronales normales, aunque pueden ser dominantes a temperaturas más elevadas, como en fulguraciones.

En los modelos estándar de emisividad coronal se realizan determinadas suposiciones físicas a fin de simplificar considerablemente el cálculo de los dos últimos factores, que describimos a continuación.

Para calcular la fracción de ionización $N(X^{+m})/N(X)$, se asume que el plasma está en equilibrio entre los mecanismos de ionización y recombinación, de manera que esta fracción es constante a una dada temperatura. En un plasma de alta temperatura y baja densidad, como la corona solar, la ionización ocurre básicamente por colisión con los electrones térmicos libres. La curva de abundancia para un dado ion es mínima a temperaturas suficientemente bajas (ya que los electrones no tienen energía suficiente para producir tal grado de ionización), y es mínima también a temperaturas suficientemente elevadas (ya que entonces el grado medio de ionización es mucho mayor). De esta forma, un grado de ionización dado alcanza un máximo a una determinada *temperatura de formación máxima*. Debido a que los niveles electrónicos más internos tienen progresivamente energías de ligadura más altas, los grados de ionización mayores tienen temperaturas de formación máxima más altas. El conjunto de condiciones de equilibrio para todos los grados de ionización forman un conjunto de ecuaciones acopladas cuya solución constituye el cálculo de balance de ionización.

El último factor, la fracción de iones en un dado estado excitado j , se determina considerando el equilibrio entre las tasas totales de excitación que llevan a tal nivel, y las de desexcitación del mismo, incluyendo todos los mecanismos importantes que contribuyen a las mismas, colisionales y radiativos. Bajo condiciones que usualmente se cumplen en la corona solar para las líneas EUV de interés, es posible llevar a cabo un cálculo simplificado denominado *aproximación coronal*. El mismo asume que el nivel j es poblado exclusivamente desde el nivel fundamental g por colisiones con electrones térmicos, y que el mismo es despoblado exclusivamente por decaimiento radiativo a niveles más bajos. Es decir, se desprecian los mecanismos de desexcitación colisional y excitación radiativa, la excitación colisional desde estados más altos que el fundamental y la población del estado j por decaimiento desde niveles más altos. Esta aproximación es válida para los valores característicos de temperatura y densidad electrónica coronales. Bajo esta aproximación, la tasa de excitación al nivel j está dada por el producto de la densidad de iones en el estado fundamental, $N_g(X^{+m})$, la densidad electrónica, N_e , y la tasa de excitación colisional electrónica, C_{gj}^e . La tasa de desexcitación del nivel j está dada por el producto entre la densidad del nivel excitado, $N_j(X^{+m})$, y la suma de todos los coeficientes de emisión

espontánea a niveles inferiores, $\sum_{k<j} A_{jk}$. Planteando el equilibrio entre ambas tasas, se obtiene entonces,

$$N_g(X^{+m}) N_e C_{gj}^e = N_j(X^{+m}) \sum_{k<j} A_{jk}. \quad (3.7)$$

Considerando que la grán mayoría de los iones están en el estado fundamental, $N(X^{+m}) \approx N_g(X^{+m})$, se obtiene

$$N_j(X^{+m})/N(X^{+m}) = \frac{C_{gj}^e}{\sum_{k<j} A_{jk}} N_e. \quad (3.8)$$

Reemplazando esta expresión en la Ecuación (3.6), puede reescribirse la intensidad dada por la Ecuación (3.4) como

$$I(\lambda_{ij}) = \int_{\text{LDV}} dz G(T, \lambda_{ij}, A_X) N_e^2, \quad (3.9)$$

donde se ha definido la *función de contribución*

$$G(T, \lambda_{ij}, A_X) \equiv \frac{0,83}{4\pi} A_X \frac{A_{ji}}{\sum_{k<j} A_{jk}} \frac{N(X^{+m})}{N(X)} C_{gj}^e, \quad (3.10)$$

fuertemente dependiente de la temperatura, y con unidades de $[\text{ph cm}^+3 \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}]$. Debido a que contiene el factor de fracción de ionización $N(X^{+m})/N(X)$, $G(T)$ alcanza su valor máximo en la temperatura de formación máxima del ion. En el rango EUV, la función de contribución es independiente de la densidad electrónica en muy buena aproximación y la intensidad de las líneas, dada por la Ecuación (3.9), es proporcional a la densidad electrónica cuadrática. La emisividad espectral $\eta(\lambda)$ se puede reescribir reemplazando las ecuaciones (3.6) y (3.8) en la expresión de la Ecuación (3.3)

$$\eta(\lambda) = \sum_{ij} N_e^2 G(T, \lambda_{ij}, A_X) \psi_{ij}(\lambda) \equiv N_e^2 \psi(A_X, T; \lambda), \quad (3.11)$$

donde $\psi \equiv \sum_{ij} G(T, \lambda_{ij}, A_X) \psi_{ij}(\lambda)$, que tiene unidades de $[\text{ph cm}^3 / (\text{sr s } \text{\AA})]$, es la suma de las funciones contribución, que depende de la física atómica de los procesos de emisión, y resulta de la superposición de las funciones contribución de todas las transiciones del espectro. La misma depende del conjunto de abundancias coronales, de la temperatura electrónica y de la longitud de onda. Esta función será útil en la Sección 3.3.1 para definir las funciones de respuesta en temperatura de los filtros de los telescopios EUV utilizados en esta tesis.

El cálculo de la función de contribución para cada transición involucra el uso de bases de datos de física atómica (coeficientes colisionales, tasas de decaimiento), así como el

cálculo de las fracciones de ionización. En la presente tesis utilizamos para realizar estos cálculos la versión 7.1 del modelo CHIANTI² (Landi et al., 2013).

3.2. Tomografía EUV

La corona solar puede ser observada en luz blanca, radiación EUV y rayos X. En estos rangos de longitudes de onda la corona resulta ser ópticamente delgada, siendo las imágenes obtenidas en estos rangos proyecciones 2D de las estructuras 3D emisoras. El conocimiento detallado de la distribución 3D de los parámetros físicos básicos del plasma coronal (campo magnético, densidad y temperatura) resulta fundamental para el avance del conocimiento de la física solar. La estereocopia y la tomografía (Aschwanden, 2011; Inhester, 2006; Vásquez, 2016) son dos técnicas observacionales muy poderosas que permiten inferir cuantitativamente información 3D de los parámetros físicos básicos del plasma. La estereocopia es usada para la reconstrucción local de la geometría de arcos magnéticos. La tomografía solar rotacional (SRT, por sus siglas en inglés) utiliza series temporales de imágenes que cubran una rotación solar completa para reconstruir globalmente la distribución de emisividad 3D de la corona. En esta sección describimos la técnica de tomografía EUV, que fue utilizada en la presente tesis para diversos estudios observacionales de la corona solar (ver Capítulos 4 y 5). En la Sección 3.3.3 describimos como las emisividades reconstruidas tomográficamente pueden ser usadas para obtener mapas 3D de la DEM coronal y a partir de estos, mapas 3D de la densidad y temperatura electrónica.

3.2.1. Señal detectada por los telescopios EUV y emisividad 3D

En esta sección relacionamos la señal medida por los detectores de los telescopios EUV con las unidades físicas de la radiación solar incidente y definimos la cantidad física (relacionada con la emisividad) que será la incógnita del problema tomográfico.

Consideremos una región de plasma coronal emitiendo luz, parte de la cual es recolectada por la apertura del telescopio. Llamando $J(\lambda)$ a la intensidad que arriba al telescopio, en unidades de $[\text{ph}/(\text{cm}^2 \text{ sr s } \text{\AA})]$, el flujo total capturado por el telescopio en unidades de $[\text{ph}/(\text{s } \text{\AA})]$ es (Frazin et al., 2009):

$$F(\lambda) = J(\lambda) \Omega_p A_T, \quad (3.12)$$

²CHIANTI es una base de datos atómica de acceso público para diagnósticos espectroscópicos de plasmas astrofísicos. URL: <http://www.chiantidatabase.org>

donde Ω_p es el ángulo sólido que subtiende un píxel del detector y A_T el área total de la apertura de entrada del telescopio.

El telescopio EUV tiene un factor de eficiencia óptica dependiente de la longitud de onda para el k -ésimo filtro, que llamaremos $\epsilon_k(\lambda)$. El factor de eficiencia es adimensional y cumple $0 \leq \epsilon_k(\lambda) \leq 1$. La señal medida en el j -ésimo píxel de una imagen del k -ésimo filtro ($I_{k,j}$) tiene unidades de [dn/s], donde “dn” es la unidad específica del instrumento llamada “número digital”. El detector tiene un factor de conversión de fotones a dn, dependiente de la longitud de onda y que tiene unidades de (dn/ph), dado por $p(\lambda) = \kappa/\lambda$, donde κ es una constante diferente para cada telescopio EUV. La señal medida es entonces

$$I_{k,j} = \int_0^\infty d\lambda \epsilon_k(\lambda) p(\lambda) F_j(\lambda), \quad (3.13)$$

donde hemos usado el subíndice j para $F(\lambda)$ porque el flujo registrado en el detector es diferente para cada píxel, acorde a la distribución espacial de la emisión coronal. Usando la Ecuación (3.12), podemos escribir

$$I_{k,j} = \int_0^\infty d\lambda \Omega_p A_T \epsilon_k(\lambda) p(\lambda) J_j(\lambda). \quad (3.14)$$

Definiendo la *respuesta instrumental* como

$$\Phi_k(\lambda) \equiv \Omega_p A_T \epsilon_k(\lambda) p(\lambda), \quad (3.15)$$

podemos reescribir la Ecuación (3.14)

$$I_{k,j} = \int_0^\infty d\lambda \Phi_k(\lambda) J_j(\lambda). \quad (3.16)$$

Es conveniente introducir la *función pasabanda*

$$\phi_k(\lambda) \equiv \Phi_k(\lambda) / \Phi_{k,0}, \quad (3.17)$$

donde $\Phi_{k,0}$ es el valor máximo de la respuesta instrumental. De esta forma, la función pasabanda es adimensional y cumple $0 \leq \phi_k(\lambda) \leq 1$. Utilizando la definición de la función pasabanda, la ecuación (3.16) puede escribirse como,

$$I_{k,j} = \Phi_{k,0} \int_0^\infty d\lambda \phi_k(\lambda) J_j(\lambda). \quad (3.18)$$

En un plasma ópticamente delgado, la intensidad específica $J_j(\lambda)$ que arriba al observador está dada por la integral de la emisividad $\eta(\lambda)$, definida en la Ecuación (3.3), a lo largo de la LDV correspondiente al píxel j -ésimo, es decir,

$$J_j(\lambda) = \int_{\text{LDV}} dz \eta(\mathbf{r}_j(z), \lambda), \quad (3.19)$$

donde z es la coordenada a lo largo de la LDV, y $\mathbf{r}_j(z)$ describe la posición de los puntos a lo largo de la misma, parametrizados en función de z . Combinando las Ecuaciones (3.18) y (3.19), obtenemos:

$$I_{k,j} = \Phi_{k,0} \int_{\text{LDV}} dz \int_0^\infty d\lambda \phi_k(\lambda) \eta(\mathbf{r}_j(z), \lambda). \quad (3.20)$$

Para cada filtro EUV, la integral en longitud de onda en la Ecuación (3.20) puede ser utilizada para definir una cantidad relacionada con la emisividad que incluye la función pasabanda. Llamaremos a esta cantidad *emisividad de banda de filtro* (FBE, por sus siglas en inglés), definida por:

$$\zeta_k(\mathbf{r}) \equiv \int_0^\infty d\lambda \phi_k(\lambda) \eta(\mathbf{r}, \lambda), \quad (3.21)$$

cuyas unidades son $[\text{ph}/(\text{cm}^3 \text{ s})]$. Combinando las Ecuaciones (3.21) y (3.20), obtenemos

$$I_{k,j} = \Phi_{k,0} \int_{\text{LDV}} dz \zeta_k(\mathbf{r}_j(z)). \quad (3.22)$$

Esta ecuación es la base del problema tomográfico. Para cada filtro EUV, el objetivo de la tomografía es reconstruir la distribución 3D de la FBE, $\zeta_k(\mathbf{r})$, que satisfaga la Ecuación (3.22), a partir de una serie temporal de imágenes que provean un número suficiente de datos $I_{k,j}$. En la próxima sección discutimos la metodología utilizada para resolver el problema tomográfico.

3.2.2. La reconstrucción tomográfica

Una sola imagen no es suficiente para condicionar la reconstrucción de la distribución 3D de la FBE. Por ejemplo, en una sola imagen, ninguna LDV atraviesa el volumen coronal oculto por el disco solar. Es entonces necesario recurrir a una serie temporal de imágenes que permita observar la corona desde todos los ángulos de visión, de manera que todo su volumen sea atravesado por LDVs. Utilizando un solo instrumento, como es el caso de las reconstrucciones tomográficas realizadas en esta tesis, es necesario recurrir a una serie temporal que cubra una rotación solar completa. Si se utilizan dos puntos de visión, como es posible con las naves espaciales gemelas Solar TErrestrial RElation Observatory (STEREO), este tiempo puede reducirse en función de la separación de los instrumentos. Puede verse un ejemplo de tal tipo de reconstrucción tomográfica en Huang et al. (2012). Llamemos P al número total de imágenes de la serie temporal. Este es directamente proporcional a la cadencia temporal de la serie. Según veremos a continuación, la elección de la cadencia

se relaciona directamente con el nivel de resolución espacial que se desea alcanzar, a su vez determinado por el tamaño de los elementos de volumen de la malla computacional que se utilizará.

El primer paso en la reconstrucción tomográfica es dividir todo el volumen coronal en una malla computacional. Consideramos una malla esférica, con radio mínimo $1.0 R_{\odot}$ y radio máximo $R_{\max}$, limitado en principio por el campo de visión de las imágenes del telescopio. La cantidad total de elementos de volumen (o celdas) $\{V_i\}$, $1 \leq i \leq M$, de la malla computacional es $M = N_r \times N_{\theta} \times N_{\phi}$, donde cada uno de los factores son el número de elementos de la malla radial, latitudinal y longitudinal, respectivamente. Llamando $\zeta_{k,i}$ al valor medio de la FBE del filtro k -ésimo en el elemento de volumen i -ésimo, la integral en la Ecuación (3.22) puede expresarse como una suma discreta de los valores $\zeta_{k,i}$ de las celdas tomográficas que son atravesadas por la LDV del píxel j ,

$$I_{k,j} \approx \sum_i W_{k,j,i} \zeta_{k,i}, \quad (3.23)$$

donde $I_{k,j}$ ha sido redefinido (con el correspondiente cambio de unidades) como $I_{k,j} \rightarrow I_{k,j}/\Phi_{k,0}$ y $W_{k,j,i}$ es la longitud del segmento de la LDV del píxel j que atraviesa la i -ésima celda tomográfica. Si cada imagen tiene Q^2 píxeles y se consideran P imágenes, entonces el número total de píxeles es $J = P Q^2$ y $1 \leq j \leq J$. La Ecuación (3.23) puede expresarse en forma matricial definiendo la matriz $\mathbf{W}_k \equiv \{W_{k,j,i}\}$ de $J \times M$ elementos, el vector columna $\mathbf{I}_k \equiv \{I_{k,j}\}$ de J elementos y el vector columna $\boldsymbol{\zeta}_k \equiv \{\zeta_{k,i}\}$ de M elementos

$$\mathbf{I}_k = \mathbf{W}_k \boldsymbol{\zeta}_k. \quad (3.24)$$

Cada imagen utilizada contiene información detallada de la geometría de la observación (posición del instrumento respecto del Sol, latitud y longitud del centro del disco solar, etc.). Esta información, sumada a la elección de la malla computacional tomográfica, permiten calcular los elementos $W_{k,j,i}$. Así, la matriz $\mathbf{W}_k$ y el vector $\mathbf{I}_k$ son los datos en la ecuación (3.24) y la incógnita es el vector FBE $\boldsymbol{\zeta}_k$. Esta ecuación define el problema de reconstrucción tomográfico para el filtro k -ésimo.

La Ecuación (3.24) es un sistema acoplado de ecuaciones lineales en el que la matriz $\mathbf{W}_k$ es no cuadrada y de tipo dispersa (la gran mayoría de sus elementos son nulos), siendo imposible obtener una solución única del problema. La solución de tal tipo de problema lineal se implementa como un problema de minimización (u optimización) global. La reconstrucción tomográfica (cuyo objetivo es hallar el vector FBE $\boldsymbol{\zeta}_k$) consiste entonces

en minimizar la siguiente *función objetivo*,

$$\hat{\zeta}_k = \underset{\zeta_k}{\operatorname{argmin}} \left\{ \|\mathbf{I}_k - \mathbf{W}_k \zeta_k\|^2 + p \|\mathbf{R} \zeta_k\|^2 \right\}. \quad (3.25)$$

La función consta de dos términos cuadráticos. El primero representa la norma de los apartamientos entre el vector de mediciones $\mathbf{I}_k$ y el vector de valores predichos $\mathbf{W}_k \zeta_k$, para una dada distribución de FBE dada por el vector ζ_k . Sin embargo, una solución que reproduzca exactamente las mediciones $\mathbf{I}_k$ tampoco es deseable ya que el ruido de los datos amplificaría fuertemente las componentes de alta resolución de ζ_k debido al espectro no suave de valores singulares de $\mathbf{W}_k$ y así, la solución obtenida carecería de sentido físico (Frazin, 2000).

Para disminuir este efecto, se incorpora el segundo término de la Ecuación (3.25), conocido como *término de regularización*. Una discusión extensiva sobre la regularización en el contexto de la tomografía coronal, puede hallarse en Frazin (2000), Frazin et al. (2007) y las referencias en dichos trabajos. En el caso de la presente tesis, $\mathbf{R}$ es una matriz de diferencias finitas que aproxima las derivadas segundas en las direcciones angulares y p es un parámetro escalar libre que controla la amplitud del término de regularización. Un valor nulo de p implica que no se regulariza la solución, mientras que un valor demasiado alto implica un peor acuerdo entre los datos y la predicción de la solución. El valor óptimo del parámetro p se determina por un método estadístico de validación cruzada (Frazin & Janzen, 2002). En el capítulo siguiente, en la Sección 4.5, se describe en detalle este método para una reconstrucción tomográfica basada en datos del telescopio AIA.

Como la Ecuación (3.24) no considera la evolución temporal del Sol, la dinámica coronal que ocurre durante la adquisición de datos puede causar efectos espurios, incluyendo valores de FBE negativos (o nulos cuando la solución se condiciona positiva). Este problema es similar al que ocurre en determinaciones de la distribución 3D de la densidad electrónica por tomografía en luz blanca, por lo que las celdas donde tal efecto ocurre se denominan *celdas de densidad cero* (ZDA, por sus siglas del inglés “zero density artifact”). Así, la reconstrucción tomográfica provee una descripción promedio durante el tiempo de observación, adecuada para regiones coronales que exhiben estabilidad estructural durante su tiempo de tránsito (media rotación solar) en la serie de observaciones. Típicamente se observan ZDAs en torno de ARs que evolucionan apreciablemente durante su tiempo de tránsito.

La suposición de estaticidad de la corona puede relajarse, permitiendo entonces que la

reconstrucción tomográfica sea una función del tiempo. Tal tipo de enfoque se discute en Frazin & Kamalabadi (2005), y ha sido implementado por primera vez para tomografía de la corona solar en luz blanca en Butala et al. (2010) y más recientemente por Vibert et al. (2016). Las reconstrucciones dinámicas son menos propensas a desarrollar resultados espurios, como las ZDAs. No es evidente que la tomografía dependiente del tiempo traiga beneficios significativos en el caso EUV (Vibert et al., 2016), no obstante será interesante estudiar esto en el futuro.

Para las reconstrucciones tomográficas realizadas en la presente tesis, se utilizaron datos de los telescopios Extreme Ultraviolet Imager (EUVI) a bordo de la misión STEREO y AIA a bordo de la misión SDO. En el siguiente capítulo, en la Sección 4.2, mostraremos reconstrucciones tomográficas de un mismo período obtenidas a partir de datos de los dos instrumentos y haremos una comparación cuantitativa de los resultados obtenidos. En el Capítulo 5 mostraremos resultados tomográficos para 11 rotaciones alrededor del último mínimo de actividad solar basados en datos del instrumento EUVI/STEREO. En todas las reconstrucciones tomográficas se utilizó una malla computacional con parámetros $N_r = 25$, $N_\theta = 90$ y $N_\phi = 180$, uniforme en radio, latitud y longitud cubriendo un rango de radios de 1.0 a 1.25 $R_\odot$. De esta forma, cada celda tomográfica tiene una resolución radial de $10^{-2} R_\odot$, y una resolución angular $\Delta\theta = 2^\circ$, tanto en latitud como en longitud. Debido a efectos de emisión ópticamente gruesa (Frazin et al., 2009) y la relación señal/ruido de las imágenes EUV, los resultados tomográficos son confiables en un rango de alturas de 1.03 a 1.20 $R_\odot$. La cadencia temporal elegida para la serie de imágenes está limitada por la resolución angular de la malla de cálculo, ya que no es útil condicionar el problema de inversión utilizando imágenes consecutivas cuyos ángulos de visión difieran en menos de $\Delta\theta$. Así, el tiempo Δt que separa dos imágenes consecutivas se elige tal que $2\pi(\Delta t/\tau) \gtrsim \Delta\theta$, donde $\tau = 27.3$ días, es el período de *rotación sinódica* solar. En este caso, se ha tomado una imagen cada 6 hs, período durante el cual el sol rota aproximadamente unos 3.3° . A fin de incrementar la relación señal/ruido en los datos, la imagen utilizada cada seis horas no es una exposición individual sino el promedio de varias imágenes durante dicho período. De esta forma, para cubrir una rotación sinódica, el número de imágenes utilizadas para la reconstrucción tomográfica en cada banda es de 110.

La Figura 3.1 muestra un ejemplo de reconstrucción tomográfica para las tres bandas del instrumento EUVI/STEREO. La primer columna desde la izquierda, de arriba a abajo, muestra ejemplos de imágenes en las tres bandas del instrumento, 171, 195 y 284 Å. Para

cada fila, las siguientes tres columnas muestran (en escala de colores) la FBE reconstruida a tres alturas: $1.035 R_{\odot}$, $1.085 R_{\odot}$ y $1.135 R_{\odot}$. Las zonas negras en las capas de FBE, corresponden a ZDAs. La última columna muestra las imágenes sintéticas obtenidas por integración de la distribución 3D de FBE hallada, desde el mismo ángulo de visión que las imágenes reales. Las imágenes originales tienen mayor estructura de pequeña escala debido a que el modelo tomográfico es estático y no considera los efectos de la dinámica coronal, y por lo tanto las emisividades reconstruidas resultan un tipo de promedio de las emisividades reales.

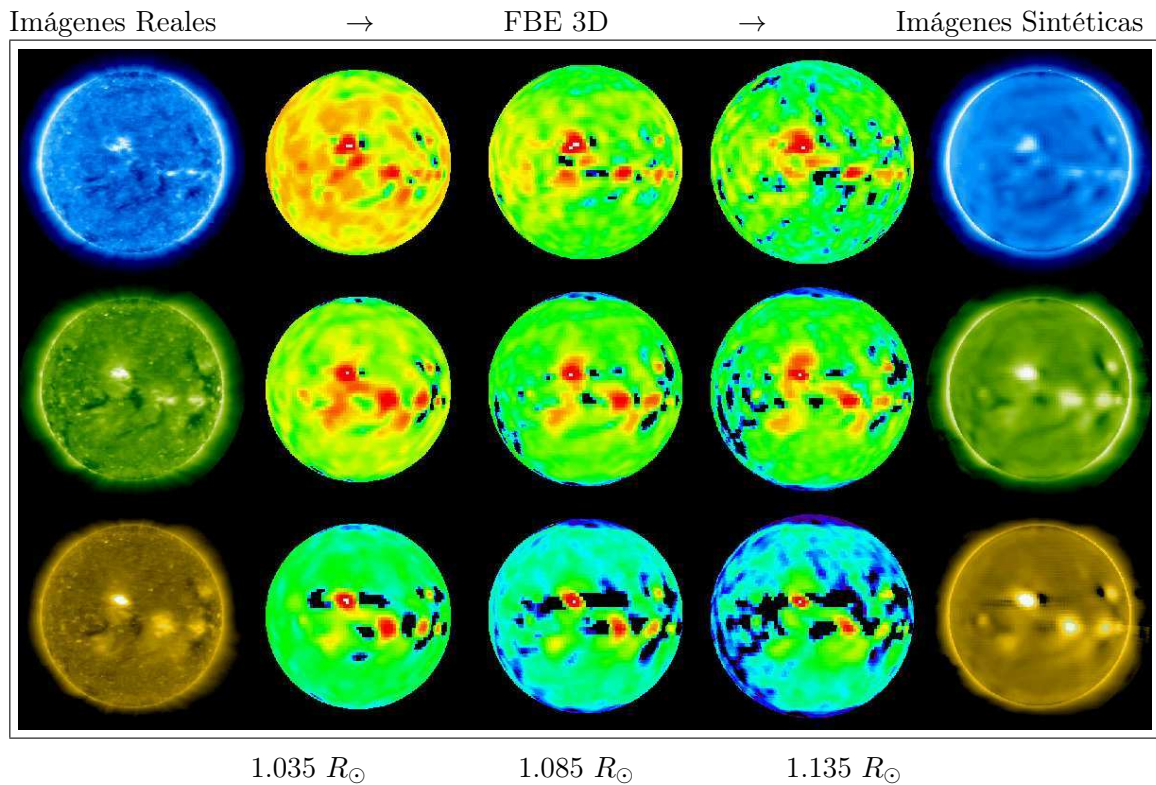


Figura 3.1: Ejemplo de reconstrucción tomográfica a partir de datos de STEREO/EUVI (ver texto).

La Figura 3.2 muestra imágenes de en las bandas 171, 193, 211 y 335 Å del instrumento AIA (izquierda) y sus correspondientes imágenes sintéticas (derecha). Los anillos negros corresponden a los píxeles con radio proyectado en el rango $0.98-1.025 R_{\odot}$. Estos datos cercanos al limbo no son utilizados en la reconstrucción tomográfica por estar asociados a emisión ópticamente gruesa (Frazin et al., 2009). El panel derecho muestra histogramas del cociente de la intensidad en cada píxel de la imagen sintética sobre la real. La diferencia

relativa entre la intensidad sintética y la observada es menor a 10, 20 y 30 % en el 37, 63 y 79 % de los píxeles, respectivamente. Ambas figuras ilustran que el modelo tomográfico permite obtener una descripción promedio global representativa del período reconstruido, siendo capaz de reproducir las imágenes originales con un nivel de detalle muy elevado, no alcanzado aún de hecho por los modelos MHD 3D de la corona solar.

El producto final de las reconstrucciones tomográficas es el valor de la FBE de todas las bandas en cada celda de la malla tomográfica. En la siguiente sección desarrollamos el concepto de la DEM 2D y 3D. La DEM 3D aprovecha los valores de la FBE en las distintas bandas del telescopio EUV para la determinación de una versión local de la DEM, sin los efectos de proyección que afectan a la DEM 2D.

3.3. Análisis DEM 2D y 3D

El análisis DEM permite estudiar la estructura térmica de la atmósfera solar. El análisis DEM 2D se realiza a partir de espectros o imágenes EUV de banda angosta y describe el plasma contenido a lo largo de la LDV asociada a cada píxel. Las emisividades de banda (FBEs) reconstruidas tomográficamente, descritas en la sección anterior, permiten realizar un análisis DEM 3D que no es afectado por efectos de proyección a lo largo de la LDV y describe solamente el plasma contenido en una dada celda tomográfica. En esta sección explicamos en detalle las técnicas de análisis DEM 2D y 3D, y su implementación numérica a partir del uso de modelado paramétrico.

3.3.1. Funciones de respuesta en temperatura

La función de respuesta en temperatura (TRF, por sus siglas en inglés) del filtro k del telescopio EUV se define como,

$$Q_k(T) \equiv \int d\lambda \phi_k(\lambda) \psi(A_X, T; \lambda), \quad (3.26)$$

donde ϕ_k es la función pasabanda del filtro k y $\psi(A_X, T; \lambda)$ es la suma de funciones contribución definida en la Ecuación (3.11). Como mencionamos en la Sección 3.1, para obtener las TRF calculamos $\psi(A_X, T; \lambda)$ a partir del modelo de emisión atómica CHIANTI 7.1 que incluye las actualizaciones más recientes al cálculo de balance de ionización (Bryans et al., 2009), e incluye el conjunto de abundancias coronales de Feldman et al. (1992). La figura 3.3 muestra las TRFs para 4 de las bandas del telescopio AIA (línea continua)

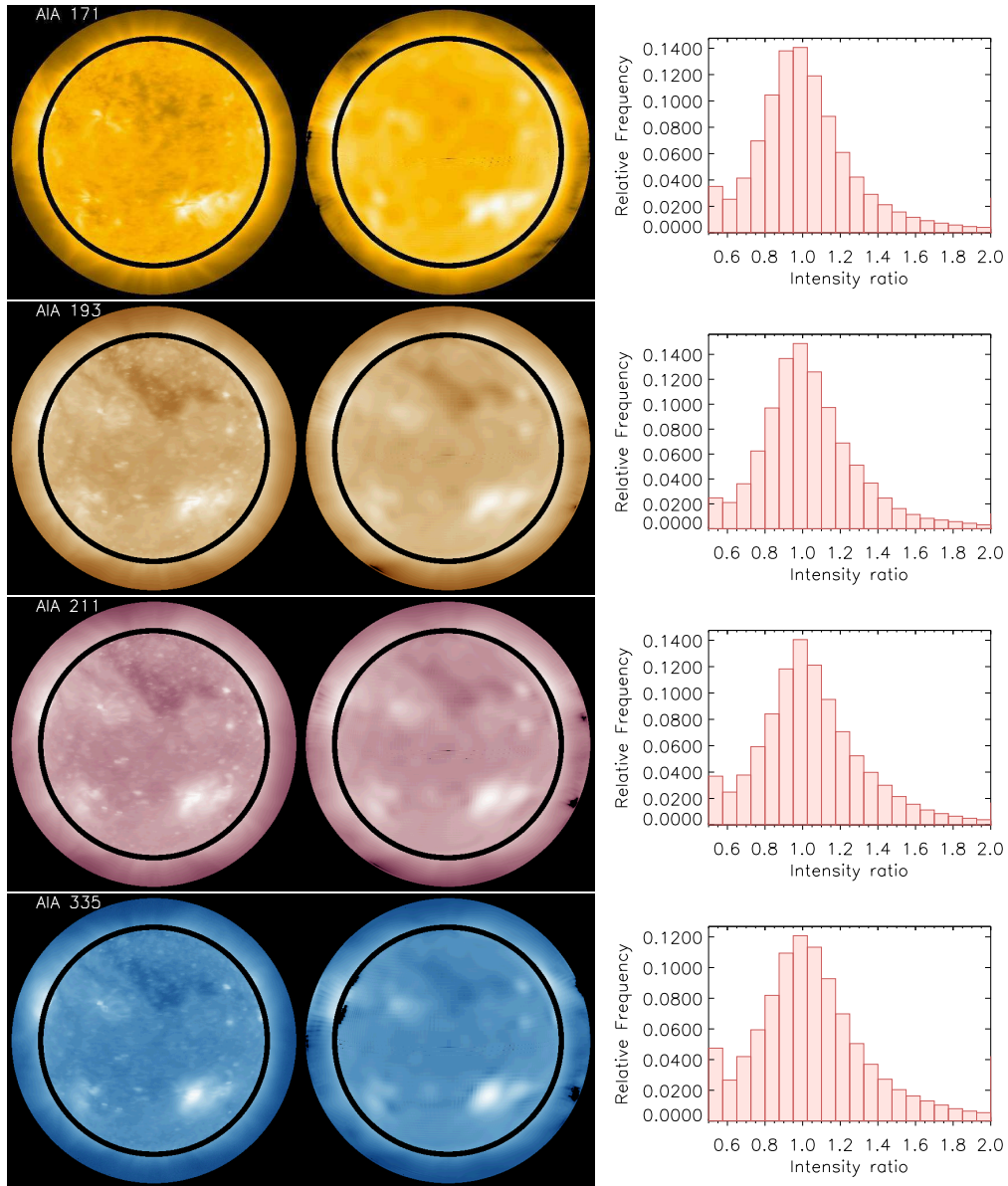


Figura 3.2: Comparación de los datos sintéticos derivados del modelo tomográfico respecto a los datos observados en las bandas de 171, 193, 211 y 335 Å (de arriba hacia abajo) del telescopio AIA. Paneles izquierdos: imágenes observadas y sus correspondientes imágenes sintéticas calculadas a partir de integración a lo largo de la LDV del modelo tomográfico. Paneles derechos: histogramas del cociente de intensidades sintético/observado para todos los pares de píxeles correspondientes a las dos imágenes de la misma fila.

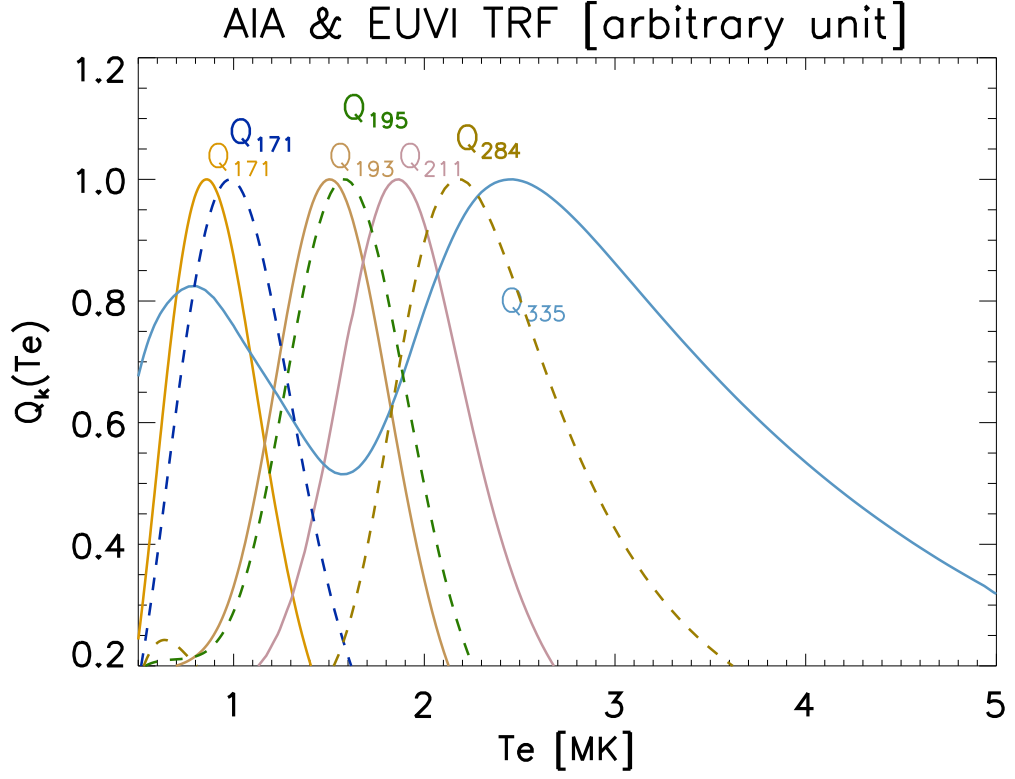


Figura 3.3: Funciones de respuesta en temperatura (TRFs, por sus siglas en inglés) para los filtros del instrumento AIA que utilizaremos en el siguiente capítulo (continuo) y del instrumento EUVI (rayado).

y las 3 bandas del telescopio EUVI (línea rayada). La Tabla 3.1 indica el máximo de sensibilidad en temperatura (T_0) y el ancho completo a mitad de altura (FWHM, por sus siglas en inglés) para las TRFs de los telescopios AIA y EUVI mostradas en la Figura 3.3. Estos parámetros caracterizan el rango principal de sensibilidad térmica $[T_{\min}, T_{\max}] \approx [T_0 - \text{FWHM}/2, T_0 + \text{FWHM}/2]$, tabulados en la última columna.

3.3.2. La DEM 2D

La DEM, introducida originalmente por Pottasch (1963) para el estudio de la composición química de la corona, se define de manera que

$$N_e^2 dz \equiv \text{DEM}(T) dT. \quad (3.27)$$

Instrumento	λ_0 [Å]	T_0 [MK]	FWHM [MK]	$[T_{\min}, T_{\max}]$ [MK]
AIA	171	0.86	0.60	[0.55, 1.15]
	193	1.50	0.78	[1.10, 1.90]
	211	1.87	0.87	[1.45, 2.30]
	335	2.47	2.58	[1.20, 3.75]
EUVI	171	0.98	0.74	[0.60, 1.35]
	195	1.57	0.82	[1.15, 2.00]
	284	2.17	1.10	[1.60, 2.70]

Tabla 3.1: Máximo de sensibilidad en temperatura (T_0) y ancho completo a mitad de altura (FWHM, por sus siglas en inglés) para las TRFs de los instrumentos AIA y EUVI mostradas en la Figura 3.3. El rango principal de sensibilidad térmica $[T_{\min}, T_{\max}] \approx [T_0 - \text{FWHM}/2, T_0 + \text{FWHM}/2]$ se indica en la última columna.

Esta función de la temperatura, que tiene unidades de $[\text{cm}^{-5} \text{ K}^{-1}]$, es una medida de la cantidad de plasma contenido a lo largo de toda la LDV, cuya temperatura se encuentra en el intervalo $T \pm dT/2$. Reemplazando la definición de la DEM en la Ecuación (3.9) se obtiene

$$I(\lambda_{ij}) = \int G(T, \lambda_{ij}, A_X) \text{DEM}(T) dT. \quad (3.28)$$

Un conjunto de N Ecuaciones (3.28) permite determinar la DEM a partir de las intensidades de N líneas espectrales diferentes. En general el número de líneas espectrales utilizadas para determinar la DEM debe ser grande, y distribuidas en un amplio rango térmico, para que el condicionamiento en temperatura sea adecuado.

El momento de orden cero de la DEM es la medida de emisión (EM, por sus siglas en inglés)

$$\int \text{DEM}(T) dT = \text{EM} \equiv \int_{LDV} N_e^2(z) dz, \quad (3.29)$$

con unidades de cm^{-5} , provee una medida de la densidad electrónica cuadrática promedio multiplicada por la profundidad efectiva Δz de la fuente a lo largo de la LDV. El momento de orden uno de la DEM es

$$\int T \text{DEM}(T) dT / \text{EM} = T_{m, LDV} \equiv \frac{\int_{LDV} N_e^2(z) T_e(z) dz}{\int_{LDV} N_e^2(z) dz}, \quad (3.30)$$

que es la temperatura electrónica media a lo largo de la LDV, donde el promedio es pesado por la densidad electrónica cuadrática.

De una forma similar se puede determinar la DEM utilizando imágenes EUV de banda angosta como las adquiridas por los telescopios EUV mencionados. La relación entre la intensidad en la banda k del píxel i , $I_{k,i}$, y la DEM asociada a dicho píxel es

$$I_{k,i} = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} Q_k(T) \text{DEM}(T) dT, \quad (3.31)$$

similar a la Ecuación (3.28), pero en la integral en temperatura la DEM se encuentra multiplicada por la TRF de la banda k -ésima en lugar de la función de contribución $G(T)$ de la línea espectral. La integral en temperatura se realiza sobre el rango de sensibilidad térmico $[T_{\min}, T_{\max}]$ de la banda (ver Tabla 3.1).

Cuando la DEM es determinada en base a espectros (Ecuación (3.28)) de alta resolución como los provistos por el EIS/Hinode, se pueden aplicar métodos de Monte Carlo Markov Chain (MCMC) (Kashyap & Drake, 1998) o técnicas de inversión regularizada (Hannah & Kontar, 2012), que no necesitan prescribir una forma funcional para la DEM. Las capacidades del enfoque MCMC fueron recientemente investigadas por Testa et al. (2012) usando datos sintéticos de EIS y AIA calculados a partir de simulaciones MHD 3D. Ellos encontraron que la técnica es capaz de reproducir algunas de las propiedades globales de las distribuciones térmicas cuando se utilizan datos de EIS. La inversión es menos precisa cuando se usan imágenes de AIA, debido al número limitado de filtros y al mayor ancho térmico de las TRF respecto a las funciones de contribución de las líneas espectrales. Del Zanna (2013) halló una conclusión similar, quien exploró las limitación de este enfoque aplicando el método de MCMC a imágenes reales de AIA. En el caso de usar imágenes EUV de banda angosta, el modelado paramétrico de la DEM es un enfoque útil ya que provee soluciones simples y computacionalmente eficientes. Estudios DEM paramétricos, relacionados con ARs, fueron recientemente desarrollados por Aschwanden & Boerner (2011), Plowman et al. (2013) y Del Zanna (2013).

Otra técnica alternativa para estudiar la estructura térmica del plasma es la de medida de emisión (EM). La misma permite determinar si el plasma emisor es isotérmico o multitérmico. En el caso que el plasma sea isotérmico con temperatura T_c , la DEM puede suponerse una función delta de Dirac $\text{DEM}(T) = \text{EM} \delta(T - T_c)$ y la Ecuación (3.28) queda:

$$I(\lambda_{ij}) = G(T_c, \lambda_{ij}, A_X) \text{EM}. \quad (3.32)$$

La Técnica EM consiste en calcular la función $\text{EM}(T)$ para un conjunto de N líneas

espectrales:

$$EM(T) = \frac{I(\lambda_{ij})}{G(T, \lambda_{ij}, A_X)} . \quad (3.33)$$

Al graficar todas las curvas $EM(T)$ en función de la temperatura para el conjunto de líneas espectrales seleccionadas para el estudio, si todas ellas se intersectan en un valor T_c , queda demostrado que el plasma es isotérmico y a su vez podemos medir su temperatura como el valor en el que se intersectan todas las curvas. Si el conjunto de curvas se intersectan en dos valores, podemos concluir que coexisten dos poblaciones de plasma isotérmico.

Una revisión sobre estudios EM aplicados al estudio de la estructura térmica de diferentes regiones corales puede encontrarse en Feldman & Landi (2008). La Figura 3.4 muestra ejemplos de la técnica EM aplicada a plasmas isotérmicos y multitérmicos.

3.3.3. La DEM 3D

En esta sección detallamos como se relaciona la FBE discreta reconstruida topográficamente y la TRF definida en la Sección 3.3.1 con una versión local de la DEM. Reemplazando la Ecuación (3.11) en la Ecuación (3.21), la FBE del filtro k puede escribirse,

$$\zeta_k(\mathbf{r}) = N_e^2(\mathbf{r}) \int_0^\infty d\lambda \phi_k(\lambda) \psi(T(\mathbf{r}), A_x(\mathbf{r}); \lambda) . \quad (3.34)$$

Ahora bien, el problema tomográfico se planteó en una malla computacional, donde la cantidad cuya distribución 3D es reconstruida es el valor promedio de la FBE en cada celda tomográfica i de cada filtro k ,

$$\zeta_{k,i} \equiv \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3\mathbf{r} \zeta_k(\mathbf{r}) , \quad (3.35)$$

donde la integral se extiende sobre todo el volumen V_i de la i -ésima celda de la malla computacional tomográfica. Utilizando la definición de la TRF (Ecuación (3.26)) del filtro k , la FBE discreta reconstruida tomográficamente puede escribirse,

$$\zeta_{k,i} = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3\mathbf{r} N_e^2(\mathbf{r}) Q_k(T(\mathbf{r})) . \quad (3.36)$$

Siguiendo la deducción del Apéndice C de Frazin et al. (2009) se puede reescribir la Ecuación (3.36) como una integral en temperatura sobre el rango de sensibilidad térmica $[T_{\min}, T_{\max}]$ del detector k (ver Tabla 3.1),

$$\zeta_{k,i} = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} dT Q_k(T) \xi_i(T) , \quad (3.37)$$

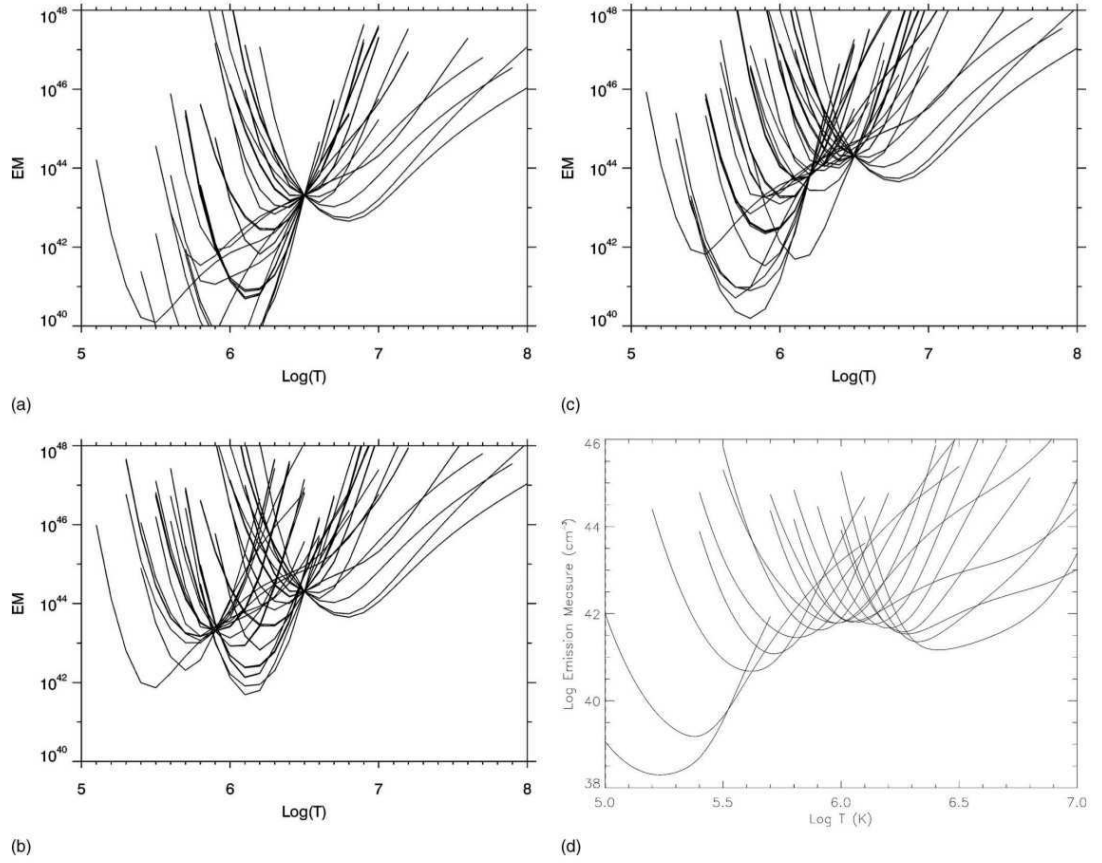


Figura 3.4: Ejemplos de la técnica EM aplicada a un plasma isotérmico (a), a un plasma con dos temperaturas cercanas una de otra (c), un plasma con dos temperaturas bien diferenciadas (b) y un plasma multitérmico (d). Extraído de Feldman & Landi (2008).

donde $\xi_i(T)$ es la *medida de emisión diferencial local* (LDEM, por sus siglas inglés). La LDEM, que tiene unidades de $[\text{cm}^{-6} \text{K}^{-1}]$, es una medida de la cantidad de plasma existente en la celda tomográfica i con temperatura en el intervalo $T \pm dT/2$, dentro del rango de sensibilidad $[T_{\min}, T_{\max}]$.

La LDEM se define de manera que la densidad electrónica cuadrática promedio en la celda tomográfica i , $N_{e,i}^2$, está dada por

$$N_{e,i}^2 \equiv \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3\mathbf{r} N_e^2(\mathbf{r}) = \int dT \xi_i(T), \quad (3.38)$$

y la temperatura electrónica media (pesada por la densidad electrónica cuadrática) en la celda tomográfica i esta dada por

$$T_{m,i} \equiv \frac{\int_{V_i} d^3\mathbf{r} N_e^2(\mathbf{r}) T(\mathbf{r})}{\int_{V_i} d^3\mathbf{r} N_e^2(\mathbf{r})} = N_{e,i}^{-2} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} dT \xi_i(T) T. \quad (3.39)$$

Una vez que se han realizado reconstrucciones tomográficas de una rotación solar en cada banda del telescopio EUV, se conocen K valores $\zeta_{k,i}$ en cada celda i . Calculadas las TRFs, se pueden plantear en cada una de ellas un conjunto de K Ecuaciones (3.37). El objetivo es ahora determinar la LDEM en cada celda tomográfica a partir de este conjunto de ecuaciones. En la siguiente sección discutimos la implementación numérica de este problema a partir del modelado paramétrico de la LDEM.

3.3.4. Determinación de la DEM

La reconstrucción de la LDEM a partir de los K valores de FBE en la i -ésima celda tomográfica se implementa modelando la misma por una función $\xi_i(T) = F(T, \boldsymbol{\alpha}_i)$, dependiente de un vector de parámetros $\boldsymbol{\alpha}_i$, con un número de elementos $L \gtrsim K$. En cada celda i de la malla computacional, el problema consiste en hallar el valor de los parámetros $\boldsymbol{\alpha}_i$ que mejor reproduzcan los K valores de FBE en dicha celda. A tal fin, definimos una función objetivo consistente en la norma cuadrática de las diferencias entre los valores de emisividad tomográficos y los predichos por la LDEM modelada,

$$\Phi(\boldsymbol{\alpha}_i) \equiv \sum_{k=0}^{K-1} \left(\zeta_{k,i} - \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} dT Q_k(T) F(T, \boldsymbol{\alpha}_i) \right)^2. \quad (3.40)$$

La determinación del vector de parámetros en cada celda tomográfica se realiza a través de la minimización de la función objetivo, es decir,

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}}_i = \underset{\boldsymbol{\alpha}_i}{\operatorname{argmin}} \left\{ \Phi(\boldsymbol{\alpha}_i) \right\}. \quad (3.41)$$

Para la implementación de la minimización descrita por las Ecuaciones (3.40) y (3.41), el código de reconstrucción LDEM, desarrollado por nuestro grupo en lenguaje IDL, emplea la técnica de *gradientes conjugados* (Press et al., 2007). Esta técnica (también utilizada en los códigos tomográficos) halla el mínimo de la función objetivo $\Phi(\boldsymbol{\alpha})$, implementando una sucesión de *direcciones de búsqueda* en el espacio de parámetros, comenzando a partir de un valor inicial $\boldsymbol{\alpha}_0$, determinado inicialmente de los valores de Φ en un espacio discretizado de parámetros. Para generar la sucesión de direcciones de búsqueda, el método de gradientes conjugados hace uso de la expresión analítica de la función objetivo, $\Phi(\boldsymbol{\alpha})$, y de sus derivadas parciales respecto de las componentes del vector de parámetros, $\partial\Phi/\partial\boldsymbol{\alpha}$. Estas últimas dependen de las expresiones analíticas de las derivadas $\partial F/\partial\boldsymbol{\alpha}$, que deben determinarse para cada modelo $F(T, \boldsymbol{\alpha})$ utilizado. Tanto la función objetivo, como sus derivadas, involucran el cálculo de integrales en el espacio de temperatura. El rango de temperatura $[T_{\min}, T_{\max}]$ considerado para el cálculo de las integrales en la Ecuación (3.40) es la unión de los rangos de sensibilidad térmicos individuales de las K bandas utilizadas para la reconstrucción (ver Tabla 3.1). Los modelos paramétricos utilizados para determinar la LDEM al considerar datos de distintos conjuntos de bandas y los rangos de temperatura considerados, se describen en la próxima sección. Debido a la naturaleza suave de las funciones que se integran (TRFs y LDEM), el cálculo de las integrales en temperatura se implementó con cuadraturas simples sobre una malla regular, utilizando los valores de las funciones en el punto medio de las celdas de la misma. La resolución de la malla es en todos los casos del orden de $\Delta T \sim 10^{-2}$ MK, y se fijó en valores apropiados para calcular las distintas integrales con una precisión relativa del orden de $\sim 1\%$.

La técnica de determinación de la LDEM puede ser utilizada para realizar análisis DEM 2D (ver, por ejemplo, Sección 4.6) a partir de un conjunto de K imágenes EUV simultáneas. Básicamente, se reemplaza en la función de costo de la Ecuación (3.40) las FBE $\zeta_{k,i}$ por las intensidades $I_{k,i}$ y se halla el parámetro $\boldsymbol{\alpha}_i$ que minimiza dicha función de costo en cada píxel i del conjunto de imágenes.

Finalmente, para evaluar la calidad de la reconstrucción LDEM en cada celda tomográfica i , calculamos la siguiente medida de acuerdo

$$R_i \equiv \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left| \frac{\zeta_{k,i} - \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} dT Q_k(T) F(T, \boldsymbol{\alpha}_i)}{\zeta_{k,i}} \right|, \quad (3.42)$$

que mide la diferencia relativa promedio entre la FBE obtenida en la reconstrucción tomográfica y la FBE predicha por la LDEM modelada. Un acuerdo perfecto corresponde a

$R = 0$. Cuanto mayor es el valor de esta medida, más pobre es la reconstrucción obtenida de la LDEM. La misma definición de la medida de acuerdo R se puede extender al análisis DEM 2D reemplazando $\zeta_{k,i} \rightarrow I_{k,i}$. En los diversos estudios que se incluyen en esta tesis discutiremos la calidad de los resultados en función de R .

3.3.5. Los modelos paramétricos de la DEM

Como se explicó a final de la Sección 3.3.2, cuando se utilizan imágenes EUV de banda angosta, la técnica de modelado paramétrico descrita en la sección anterior es adecuada. En trabajos DENT previos, basados en telescopios EUV de 3 bandas, se utilizó una función gaussiana para modelar la LDEM. El reciente telescopio AIA a bordo de la nave SDO con un total de 6 bandas que cubren un amplio rango térmico entre 0.5 y 15 MK permite la exploración de modelos paramétricos más complejos. Aschwanden & Boerner (2011) desarrollaron un análisis DEM a lo largo de arcos magnéticos brillantes en ARs basado en imágenes de AIA, modelando la DEM a partir de una combinación de diferente número de funciones gaussianas, para reproducir la emisión observada en las 6 bandas de AIA. Del Zanna (2013) también utilizó datos de AIA para estudiar la DEM en el núcleo de una AR, modelando la DEM en cada píxel con ~ 10 funciones gaussianas espaciadas a lo largo de un rango en temperatura de 0.5 a 4.0 MK. Estos trabajos previos motivaron nuestra exploración de modelos DEM basados en distintas superposiciones de funciones gaussianas parcialmente condicionadas utilizando información de la sensibilidad térmica de las bandas utilizadas para la reconstrucción. En esta sección mostramos los diferentes modelos paramétricos $F(T, \alpha)$ utilizados para reconstruir la DEM (2D o 3D), usando diferentes conjuntos de bandas.

- Modelo gaussiano simple (“G1” de aquí en adelante):

$$F(T, \alpha) = A \mathcal{N}(T; [T_0, \sigma_T]) \equiv \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{T - T_0}{\sigma_T} \right)^2 \right]. \quad (3.43)$$

Los parámetros libres del modelo G1 son el centroide T_0 , la desviación estándar σ_T y la amplitud A . Este modelo será aplicado para determinar la DEM a partir de las 3 bandas de EUVI (171, 195 y 284 Å) y para las 3 bandas de AIA: 171, 193 y 211 Å. A este último conjunto de filtros lo denominaremos “AIA-3” de aquí en adelante. Este es el mismo modelo paramétrico utilizado en trabajos previos de DENT basados en datos de las 3 bandas de EUVI (e.g., Vázquez et al. 2011). El rango en temperatura

considerado en la reconstrucción, obtenido a partir del criterio descrito en la Sección 3.3.1, es $[0.60, 2.70]$ MK para EUVI y $[0.55, 2.70]$ MK para AIA-3.

- Modelo gaussiano doble (“G2” de aquí en adelante):

$$F(T, \boldsymbol{\alpha}) = A_1 \mathcal{N}(T; [T_{0,1}, \sigma_{T1}]) + A_2 \mathcal{N}(T; [T_{0,2}, \sigma_{T2}]) . \quad (3.44)$$

Este modelo es la superposición de dos funciones gaussianas. La primera tiene 3 parámetros libres (como el modelo G1) y la segunda tiene 2 parámetros libres (amplitud y centroide), donde la desviación estándar se fijó en $\sigma_{T2} \approx 0,25$ MK (que es la mitad del paso en temperatura entre los picos de las TRFs de 211 y 335 Å). Este modelo tiene entonces un total de 5 parámetros libres y se aplica a la reconstrucción de la DEM usando las 4 bandas de AIA: 171, 193, 211 y 335 Å. A este conjunto de filtros lo llamaremos “AIA-4” de aquí en adelante. Para elegir el rango en temperatura a considerar en la reconstrucción DEM aplicamos el mismo criterio utilizado para el modelo G1. Este criterio define un rango de $[0.55, 3.75]$ MK. La estrategia de este modelo paramétrico es que la primer función gaussiana describa el plasma debajo de 2 MK detectado por los filtros 171, 193 y 211 Å y el pico de sensibilidad de bajas temperatura de 335 Å, mientras que la segunda gaussiana describa el plasma con temperaturas alrededor de 2.5 MK (detectado por el pico de sensibilidad principal de 335 Å). Acorde con esto, la desviación estándar de la segunda función gaussiana es del orden de la diferencia en temperatura que las dos bandas vecinas, 211 y 335 Å pueden resolver.

- Modelo gaussiano cuádruple (“G4” de ahora en adelante):

$$F(T, \boldsymbol{\alpha}) = \sum_{j=1}^4 A_j \mathcal{N}(T; [T_{0,j}, \sigma_{T,j}]) , \quad (3.45)$$

siendo la superposición de 4 funciones gaussianas con sus centroides y anchos fijos. Este modelo tiene 4 parámetros libres que son las amplitudes de cada función gaussiana. Los centroides están fijados en los valores T_0 de las cuatro TRFs (ver tabla 3.1) y los anchos están fijados en la mitad de la diferencia entre los dos valores de T_0 de bandas consecutivas. La estrategia de este modelo paramétrico, aplicado cuando se utilizan datos del conjunto AIA-4, es que cada función gaussiana prediga principalmente la emisividad en la banda cuya sensibilidad máxima corresponde su centroide respectivo.

Modelo	rango en T [MK]	# parámetros libres	Lista de parámetros libres
G1	0.55-2.30	3	A, T_0, σ_T
G2	0.55-3.75	5	$A_1, A_2, T_{0,1}, T_{0,2}, \sigma_{T1}$
G4	0.55-3.75	4	A_1, A_2, A_3, A_4
TH	0.55-3.75	4	A, T_0, σ_T, a
ATH	0.55-3.75	5	A, T_0, σ_T, a, p

Tabla 3.2: Resumen de las características principales de los diferentes modelos paramétricos (ver texto).

- Otros modelos unimodales. Para el conjunto de bandas AIA-4 hemos explorado varios modelos unimodales alternativos, específicamente:

- a) El modelo G1 descrito arriba.
- b) Un modelo “top-hat” (TH) simétrico,

$$F(T, \boldsymbol{\alpha}) = \text{TH}(T; [A, T_0, \sigma_T, a]) \equiv \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{T - T_0}{\sigma_T} \right)^{2a} \right], \quad (3.46)$$

caracterizado por 4 parámetros libres: una amplitud A , un centroide T_0 , un ancho σ_T y un parámetro a que controla el gradiente de las colas de la curva. Notar que para $a = 1$ el modelo es una función gaussiana, mientras que para valores de a grandes la forma del modelo se parece a una función “top hat”.

- c) Un modelo “top-hat” asimétrico (ATH, por sus siglas en inglés),

$$F(T, \boldsymbol{\alpha}) = \text{ATH}(T; [A, T_0, \sigma_T, a, p]) \equiv \text{TH}(T; [A, T_0, \sigma_T, a]) T^p, \quad (3.47)$$

que corresponde a multiplicar el modelo TH por una ley de potencia, agregando un quinto parámetro p (exponente de la ley de potencia) que permite distribuciones asimétricas.

La Tabla 3.2 resume los diferentes modelos paramétricos y sus características principales. La Figura 3.5 muestra ejemplos de resultados utilizando todos los modelos descritos arriba.

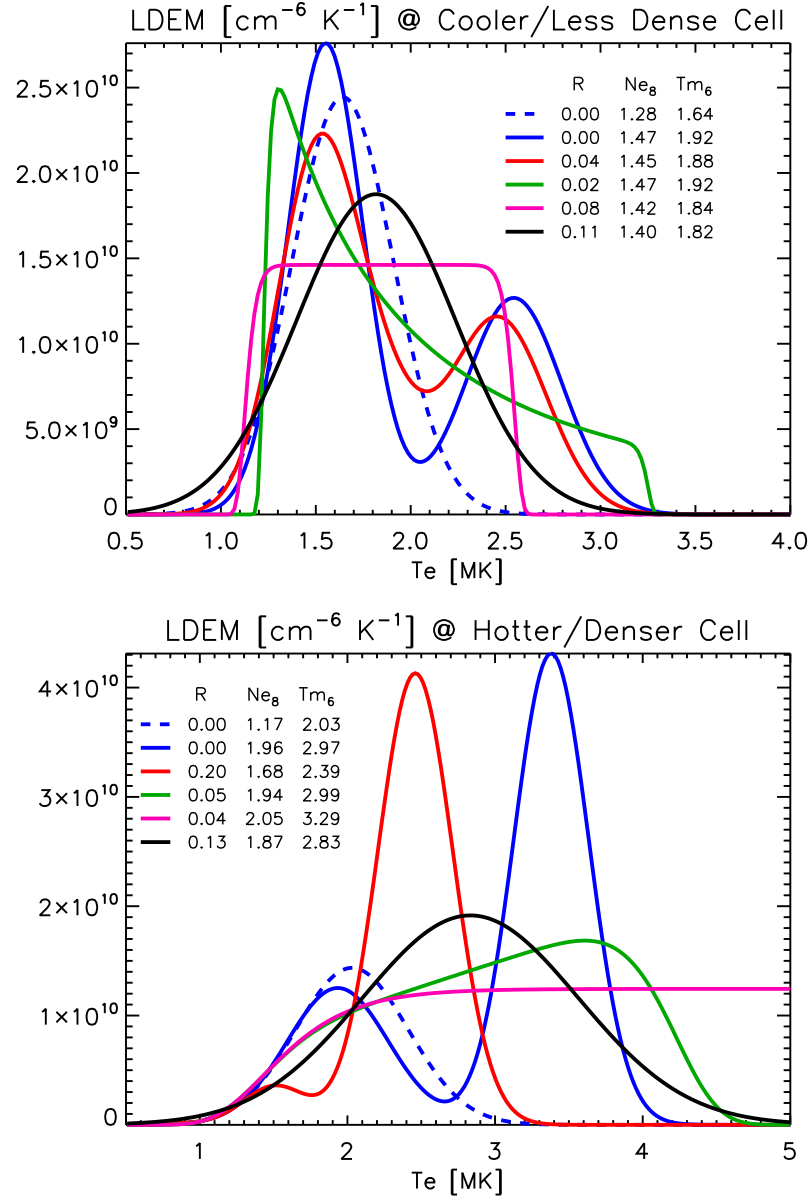


Figura 3.5: Resultados obtenidos aplicando todos los modelos LDEM para dos celdas tomográficas, una de ellas perteneciente a una región más caliente y densa que la otra. Reconstrucción con AIA-3: G1 (azul rayado). Reconstrucción con AIA-4: G2 (azul continuo), G4 (rojo), ATH (verde), TH (rosa) y G1 (negro). Los valores de R , N_e y T_m para cada modelo están indicados en la parte superior de la figura.

3.4. Reconstrucción DEM a partir de datos simulados

Con el objetivo de realizar un estudio controlado de la reconstrucción DEM para demostrar las capacidades y limitaciones de los modelos paramétricos, simulamos un conjunto de modelos LDEM y calculamos datos sintéticos de FBEs a partir de ellos. Para generar los datos sintéticos adoptamos para la LDEM el modelo TH descrito en la sección anterior (Ecuación (3.46)) con un gradiente muy pronunciado en ambas colas de la curva. Los parámetros libres del modelo fueron fijados de manera que la curva resultante sea aproximadamente constante entre una temperatura mínima ($T_{\text{MIN}} \sim 0.8$ MK (una temperatura coronal menor que el máximo de sensibilidad de la banda de $171 \text{ \AA}$) y una temperatura máxima (T_{MAX}) que variamos en cada simulación. Fuera del rango $T_{\text{MIN}}-T_{\text{MAX}}$ el modelo simulado tiende rápidamente a cero. El conjunto de modelos LDEM fue generado variando la temperatura máxima de las simulaciones desde un valor mínimo ~ 1.2 MK hasta ~ 10 MK, con un paso incremental de 0.01 MK. La simulación con la menor T_{MAX} tiene todo el plasma en el rango de sensibilidad de la banda de $171 \text{ \AA}$, mientras que las simulaciones sucesivas agregan plasma en temperaturas progresivamente mayores, incluyendo, y eventualmente excediendo, el rango de sensibilidad de las bandas de AIA-4.

Para cada LDEM simulada calculamos sus momentos usando las Ecuaciones (3.38) y (3.39), y derivamos datos de FBE sintéticos usando la Ecuación (3.37). En un siguiente paso, usamos estos datos sintéticos para realizar la reconstrucción LDEM como se describe en la Sección 3.3.4, usando las parametrizaciones G1 y G2 descritas en la Sección 3.3.5. Finalmente, calculamos los momentos de las LDEMs reconstruidas para comparar con los correspondientes a las LDEMs simuladas. Notar que por la forma en que fueron diseñadas la simulaciones, la T_m de las simulaciones crece monótonamente con su N_e , valiendo además $T_m = (T_{\text{MIN}} + T_{\text{MAX}})/2$. Estos dos puntos resultarán importantes para analizar los resultados que se muestran a continuación.

Usando datos del conjunto AIA-3 y el modelo G1 para la LDEM (AIA-3/G1, de aquí en adelante), los paneles superiores de la Figura 3.6 muestran gráficos de dispersión de los momentos de la LDEM simulada versus los obtenidos para la LDEM reconstruida. Los paneles inferiores muestran la misma comparación usando datos del conjunto AIA-4 y el modelo LDEM G2 (AIA-4/G2, de aquí en adelante).

Para AIA-3/G1, las simulaciones con $T_m \lesssim 1.7$ MK muestran una alta correlación entre los momentos de la LDEM simulada y reconstruida, mientras que para simulaciones con $T_m \gtrsim 1.8$ MK los momentos de la LDEM reconstruida son aproximadamente constantes.

Esto se debe a que la LDEM simulada con $T_m \sim 1.8$ MK tiene una $T_{\text{MAX}} \sim 2.8$ MK y, por lo tanto, el plasma que es agregado a las simulaciones con $T_m > 1.8$ MK está más allá del limite superior del rango de sensibilidad de la banda de $211 \text{ \AA}$, que es aproximadamente $T_0 + \text{FWHM}/2 \sim 2.3$ MK según la Tabla 3.1.

Similarmente, para AIA-4/G2 (segunda fila de paneles) hay una alta correlación entre los momentos de la LDEM simulada y reconstruida para simulaciones con $T_m \lesssim 2.7$ MK, mientras que para simulaciones con $T_m \gtrsim 2.8$ MK los momentos de la LDEM reconstruida son aproximadamente constantes. Esto es debido a que la simulación con $T_m \sim 2.8$ MK tiene su $T_{\text{MAX}} \sim 4.8$ MK, de manera que el plasma que se agrega para simulaciones con $T_m > 2.8$ MK está más allá del limite superior del rango de sensibilidad de la banda de $335 \text{ \AA}$, que según la Tabla 3.1 es aproximadamente $T_0 + \text{FWHM}/2 \sim 3.75$ MK.

El análisis desarrollado en esta sección muestra como la LDEM reconstruida es capaz de reproducir satisfactoriamente las características principales (densidad y temperatura electrónica, momentos de orden cero y uno respectivamente) de una distribución LDEM desconocida, aún cuando ambos modelos paramétricos son diferentes. En otras palabras, si bien el modelo paramétrico elegido no necesariamente representa la “verdadera” distribución, es capaz de reproducir satisfactoriamente sus momentos de menor orden. También es claro que ilustra como las bandas EUV son incapaces de detectar plasma a temperaturas fuera de su rango de sensibilidad y resulta una validación de la elección de los rangos principales de sensibilidad térmica realizada en la Sección 3.26. Finalmente, si bien este análisis se hizo considerando datos simulados de FBE, las conclusiones arribadas también son válidas para las distribuciones DEM 2D.

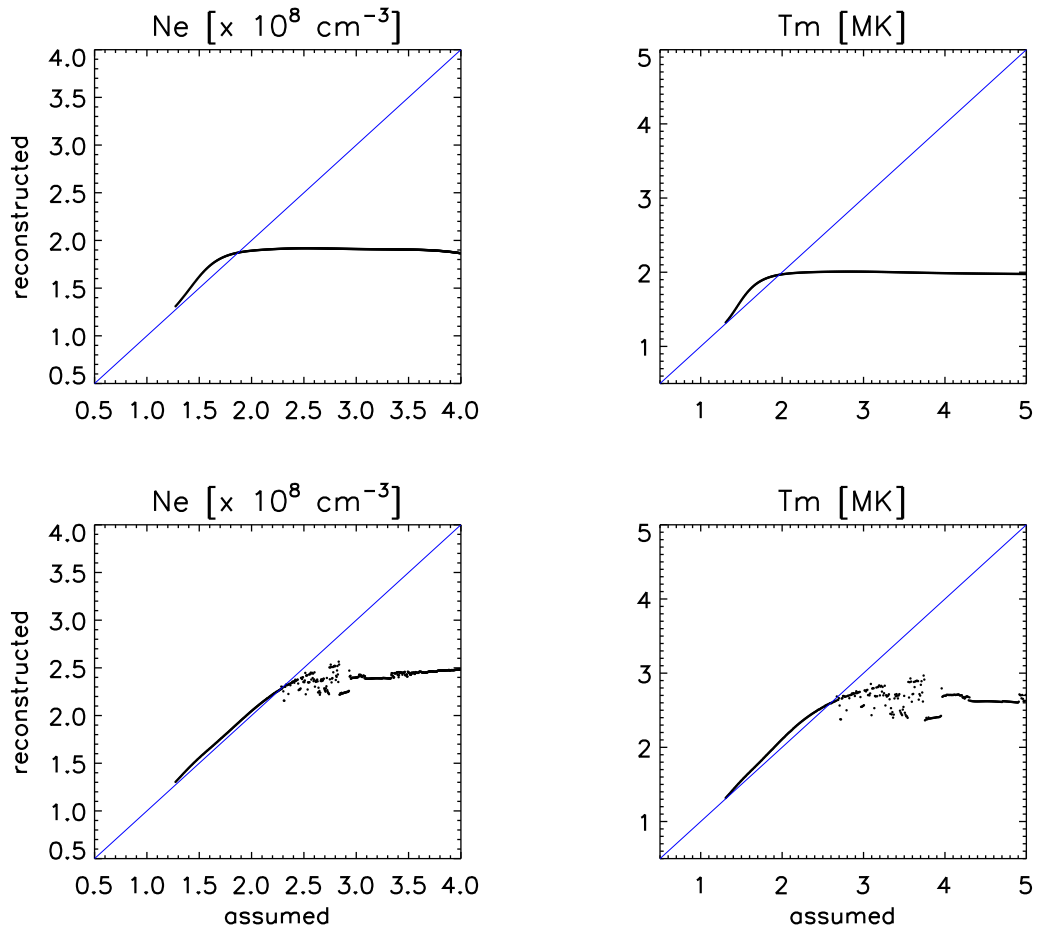


Figura 3.6: Gráficos de dispersión (puntos negros) de los momentos de orden cero y uno (N_e y T_m respectivamente) de la LDEM simulada versus los correspondientes de la LDEM reconstruida para AIA-3/G1 (primer fila) y AIA-4/G2 (segunda fila). Se sobregrafica la recta identidad en color azul.

Capítulo 4

Estudio global: Temperaturas características de la corona quiescente

En este capítulo aplicamos por primera vez la técnica DENT explicada en el capítulo anterior a datos del telescopio EUV de última generación AIA a bordo de la misión SDO. Estudiamos la rotación de Carrington 2099, uno de los períodos más quiescentes observados por esta misión, usando alternativamente 3 o 4 bandas del telescopio AIA. Para la reconstrucción DENT a partir de 3 bandas (Sección 4.2) realizamos una comparación de resultados con los obtenidos a partir de datos del telescopio EUVI, utilizado en todos los estudios DENT publicados previamente. Para la reconstrucción DENT a partir de 4 bandas (Sección 4.3) exploramos una variedad de modelos paramétricos de la LDEM, tanto unimodales como multimodales. Encontramos que el modelo paramétrico que mejor explica las 4 emisividades tomográficas en toda la corona es bimodal, consistente en la superposición de dos funciones gaussianas (ver Ecuación (3.44)). Nuestros resultados indican que la corona quiescente está dominada por dos temperaturas características (Sección 4.4): $\langle T_{0,1} \rangle = (1.47 \pm 0.05)$ MK y $\langle T_{0,2} \rangle = (2.57 \pm 0.05)$ MK. Estos valores son consistentes con los obtenidos por otros estudios de la estructura térmica de la corona solar. Discutimos las implicancias de estos resultados para los modelos de calentamiento de la corona quiescente, que sugieren fuertemente que el mecanismo físico dominante en estas regiones sería el de disipación de ondas de Alfvén

4.1. Introducción

Como se mencionó en la Introducción de esta tesis, el calentamiento de la corona es una temática de investigación y debate abierta en la física solar (Cranmer, 2009; Klimchuk, 2006). Los diferentes modelos que se han propuesto para explicar el calentamiento en la corona pueden ser clasificados en dos grandes categorías (López Fuentes & Klimchuk, 2015): i) Modelos de ondas, en donde los movimientos del plasma en la fotosfera generan perturbaciones que se propagan en la corona en forma de ondas. Estas ondas se disipan en la corona mediante diversos mecanismos, convirtiendo energía magnética en térmica. ii) Modelos de reconexión, en donde los movimientos fotosféricos del plasma deforman el campo magnético de forma que la reconexión magnética sea posible y la energía almacenada en el campo sea liberada en pequeñas escalas espaciales. Para discriminar entre los diferentes modelos de calentamiento, la capacidad de proveer condicionamientos observacionales a partir de la DEM coronal resulta útil, ya que los diferentes modelos de calentamiento predicen distribuciones DEM diferentes (Aschwanden & Boerner, 2011). La DEM 2D (ver Sección 3.3.2) describe la distribución térmica del plasma contenido a lo largo de la LDV y permite obtener la densidad y temperatura electrónica promediada a lo largo de la misma. La reconstrucción tomográfica 3D de la DEM, conocida como LDEM, describe como se distribuye en temperatura el plasma dentro de cada celda de la malla tomográfica y a partir de sus momentos de orden cero y uno puede reconstruirse la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica.

Como se explicó en detalle en el capítulo anterior la técnica DMT consta de dos etapas consecutivas. En la primera (Sección 3.2) una serie temporal de imágenes EUV en una dada banda del telescopio es usada para determinar la distribución 3D de la emisividad coronal en dicha banda (FBE, definida en la Ecuación (3.21)). Las distribuciones de FBE son halladas para cada banda del telescopio de forma independiente. En la segunda etapa (Sección 3.3.3) se utiliza el conjunto de valores de FBE de todas las bandas en cada celda tomográfica para determinar la distribución en temperatura del plasma dentro de dicha celda (LDEM, ver Ecuación (3.37)). Finalmente, tomando los momentos de orden cero y uno de la LDEM en cada celda tomográfica puede calcularse la densidad y temperatura electrónica (ver Ecuaciones (3.38) y (3.39)).

Los trabajos de DMT previos a esta tesis se realizaron basados en imágenes obtenidas con el telescopio EUVI a bordo de la nave STEREO. Este telescopio tiene 3 bandas coroneales que cubren un rango térmico entre 0.6 y 2.7 MK. Vásquez et al. (2009) desarrollaron

el primer estudio observacional 3D de una cavidad debida a una prominencia, mientras que Vásquez et al. (2010, 2011) analizaron la estructura global de la corona solar durante el mínimo de actividad durante los ciclos solares 23 y 24. La técnica DEMENT ha sido también exitosa como herramienta de validación del modelado MHD de la corona solar (Evans et al., 2012; Jin et al., 2012) y del viento solar (Oran et al., 2015).

El telescopio AIA abordo de la nave SDO posee 6 filtros coronales cubriendo un rango térmico de 0.5 a 15 MK. El número mayor de filtros y el mayor rango térmico cubierto, comparado con EUVI, permite la exploración de nuevos modelos de la LDEM (o la DEM 2D), permitiendo detectar una fracción del plasma no observada por instrumentos previos. Como la técnica DEMENT se focaliza en el estudio de la corona quiescente, los filtros de AIA más apropiados para su aplicación son 171, 193, 211 y 335 Å, con máximos de sensibilidad en temperatura en el rango 0.9-2.5 MK (ver Tabla 3.1), característicos de la corona quiescente (Lemen et al., 2012). Las bandas de 94 y 131 Å han sido diseñadas para el estudio de plasmas muy calientes correspondientes a procesos de fulguraciones y, por lo tanto, poseen una relación señal/ruido baja en la corona quiescente. Esto último conduce a reconstrucciones de FBEs muy ruidosas. Por lo tanto, prescindimos de estas bandas para condicionar la reconstrucción de la LDEM.

En los trabajos previos de DEMENT, la LDEM fue reconstruida a partir de las 3 bandas de EUVI, modelándola con una función gaussiana (ver Ecuación (3.43)). En este capítulo se exploran una variedad de modelos paramétricos (descritos en la Sección 3.3.5) para reconstruir la LDEM, buscando cuales de ellos reproducen mejor las FBEs de las 4 bandas de AIA utilizadas para realizar DEMENT. Nuestro estudio revela que la corona solar quiescente presenta en forma ubicua dos temperaturas características diferenciadas. Discutimos la implicancia de nuestros resultados para los modelos de calentamiento de la corona quiescente, argumentando que favorecen un escenario físico dominado por disipación de ondas de Alfvén.

4.2. Resultados DEMENT con 3 bandas

Realizamos un análisis DEMENT de la rotación de Carrington (CR, por sus siglas en inglés) 2099 (del 13 de julio al 9 de agosto de 2010), durante la fase de ascenso del ciclo solar 24. El período fue seleccionado por ser el más quiescente de los primeros para los cuales los datos de AIA cubren una rotación de forma completa. Debido a que todos los trabajos publicados previamente en tomografía EUV están basados en datos del telescopio EUVI, realizamos

también, con fines comparativos, una reconstrucción de esta rotación utilizando datos de EUVI. Durante la CR 2099 la separación entre las naves SDO y STEREO fue de $\sim 72^\circ$. Debido a esto, las series de datos utilizadas de ambos instrumentos no son sincrónicas.

Debido a que el análisis DMT no es en general adecuado para estudiar la dinámica rápida en ARs, las mismas fueron excluidas de nuestros análisis. Con este fin, identificamos las ARs pertenecientes al período de la CR 2099 usando el catalogo provisto por el Space Weather Prediction Center¹ perteneciente a la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). Comparando los mapas de ARs con las reconstrucciones tomográficas de densidad electrónica, se verifica que aquellas corresponden sistemáticamente a las regiones de mayor densidad de estas últimas. Así, las ARs pueden caracterizarse en el modelo tomográfico como aquellas zonas donde la densidad reconstruida supera un cierto valor umbral N_c , dependiente de la altura y del período reconstruido. Explorando la solución tomográfica a diversas alturas se determinaron los valores umbral de densidad para la CR 2099, que resultaron ser 2.1 , 1.4 y $1.2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ para las alturas 1.035 , 1.075 y $1.115 R_\odot$, respectivamente.

La Figura 4.1 muestra mapas de N_e y T_m a la altura de $1.075 R_\odot$ usando datos de EUVI-B/G1 (izquierda) y AIA-3/G1 (derecha). Mapas similares se obtienen en cada altura de la malla de cálculo tomográfica. A partir de la extrapolación PFSS descrita en la Sección 2.2 se sobregrafa la frontera entre la región magnéticamente abierta y la región magnéticamente cerrada (línea negra gruesa). Para evaluar si una dada celda tomográfica pertenece a una zona magnéticamente cerrada o abierta, se traza una línea de campo usando como punto inicial el centro de la misma. Si la línea resultante es cerrada (abierta), se considera que la celda tomográfica pertenece a la región magnéticamente cerrada (abierta). El análisis de incertezas descrito en la Sección 4.5 muestra que la incerteza fraccional típica de N_e y T_m en la región cerrada es 2 y 3 % respectivamente, y es 5 y 7 % respectivamente, en la región abierta.

Aunque la morfología de la corona para este período es claramente más compleja a la correspondiente a períodos de mínimo solar, existe un buen acuerdo entre la frontera abierto/cerrado del modelo PFSS y las estructuras de densidad y temperatura de la reconstrucción tomográfica. Por ejemplo, los paneles superiores de la Figura 4.1 muestran que la frontera abierto/cerrado del modelo PFSS coincide muy aproximadamente, tanto en localización espacial como en forma, con un contorno de nivel de la densidad electró-

¹www.swpc.noaa.gov/ftpmenu/warehouse/2010.html

nica tomográfica (denotado por la transición entre el color rojo de la zona cerrada y el verde de la abierta). En otras palabras, el gradiente de densidad local es aproximadamente transversal a la frontera abierto/cerrado. Los paneles medios de la misma figura muestran un comportamiento similar para el gradiente local de la temperatura electrónica. El nivel de acuerdo es aún mayor para reconstrucciones de períodos más cercanos al mínimo de actividad solar, como se muestra en Vásquez et al. (2010, 2011). Un ejemplo de esto puede verse en las reconstrucciones de temperatura de rotaciones de mínimo solar mostradas en los paneles superiores de la Figura 5.6 de esta tesis.

En los mapas de T_m los píxeles negros indican ZDAs, las regiones de emisividad nula descritas en la Sección 3.2.2. Los píxeles blancos indican celdas donde la LDEM obtenida posee un valor de la medida de acuerdo $R > 0.2$. En estos casos, consideramos que el modelo paramétrico predice pobremente las FBEs tomográficas. Esto ocurre en celdas donde el conjunto de FBEs tiene valores inusuales, denominadas *vóxeles de emisividad anómala* (AEVs, por sus siglas en inglés). En los mapas de densidad electrónica tanto ZDAs como AEVs están indicadas en negro. En los mapas de R las ZDAs están indicadas en negro y las AEVs no se indican, mostrándose explícitamente el valor de R en escala de colores, para cuantificar el grado de acuerdo. La Figura 4.2 muestra histogramas de los valores de R mostrados en los paneles inferiores de la Figura 4.1, para la región abierta y cerrada separadamente. La gran mayoría de las celdas tomográficas poseen un valor de $R < 10^{-2}$, significando que la emisividad tomográfica y la predicha por la LDEM acuerdan con una precisión mayor al 1 %.

Como se observa en la Figura 4.1, los resultados obtenidos con EUVI-B/G1 y AIA-3/G1 resultan muy consistentes en la región magnéticamente cerrada. Para evaluar estas diferencias cuantitativamente, la Figura 4.3 muestra gráficos de dispersión e histogramas comparando los resultados DMT obtenidos con ambos instrumentos. Existen diferencias sistemáticas, con un incremento de la temperatura media del orden de $\sim 8\%$ y un decrecimiento de la densidad de $\sim 2\%$ para los resultados basados en AIA-3 respecto a los basados en EUVI. La diferencias son debidas a diferencias en las TRFs de las bandas de ambos instrumentos. También existen diferencias no sistemáticas reflejadas en la desviación estándar de los histogramas, que se deben principalmente a efectos de la dinámica solar, ya que, como se destacó previamente, las series temporales de datos usadas con cada instrumento no son sincrónicas.

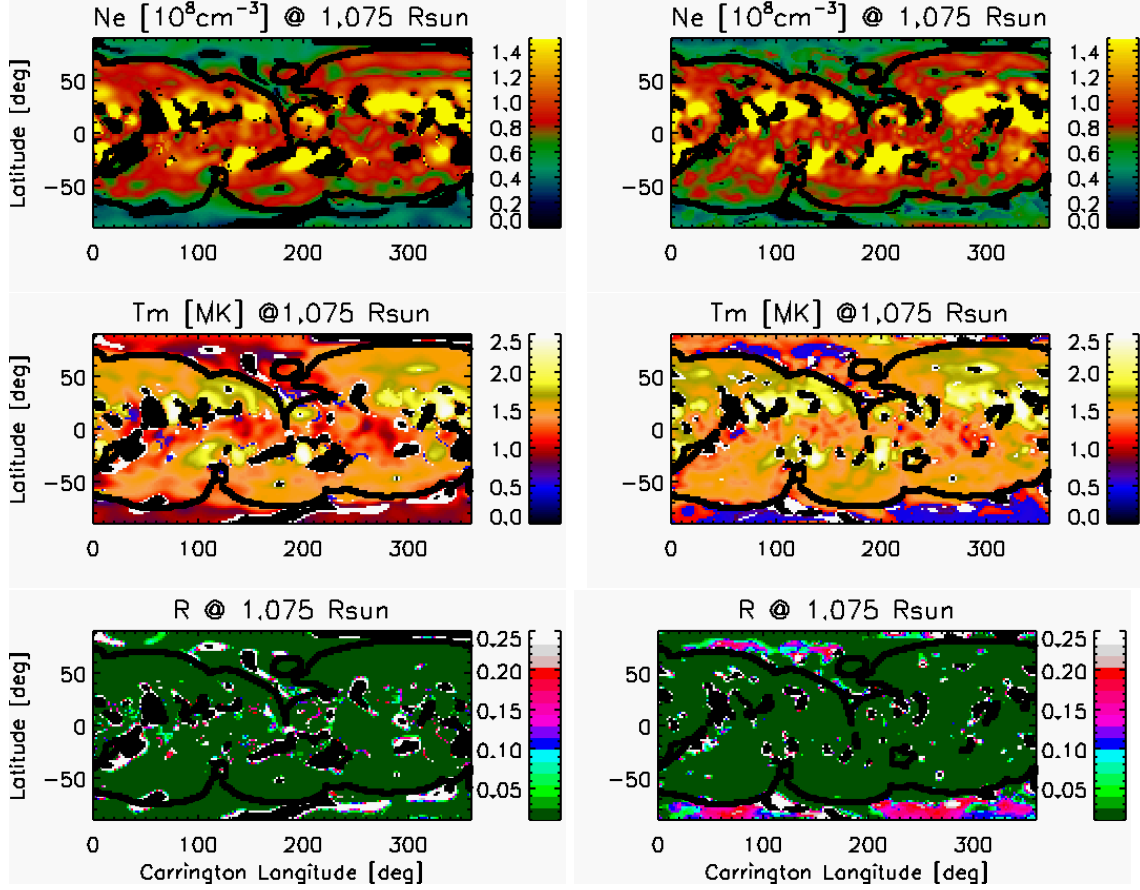


Figura 4.1: Mapas de Carrington, para la CR 2099, de N_e , T_m y la medida de acuerdo R a $1.075 R_\odot$ basados en datos de EUVI-B/G1 (izquierda) y AIA-3/G1 (derecha). En todos los mapas se sobregrafa la frontera entre la región magnéticamente abierta y la región magnéticamente cerrada con una línea negra gruesa. Las ZDAs y AEVs (ver texto para una definición) están indicadas en negro y en blanco, respectivamente, en los mapas de T_m y ambas están indicadas en negro en los mapas de N_e . En los mapas de R las ZDAs están indicadas en negro.

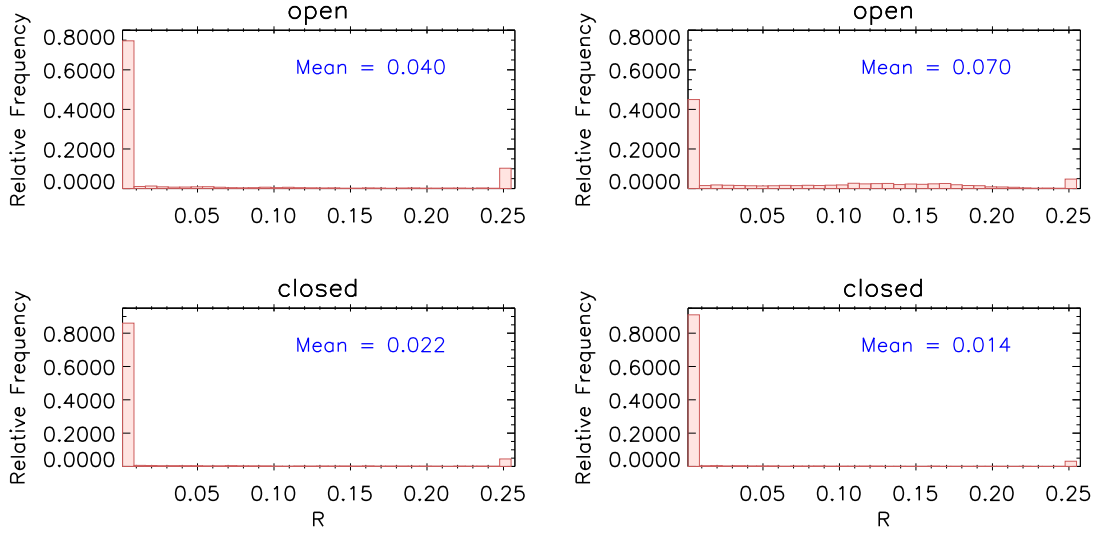


Figura 4.2: Histogramas de la medida R a $1.075 R_{\odot}$ en la región magnéticamente abierta (paneles superiores) y en la región magnéticamente cerrada (paneles inferiores) para las reconstrucciones DENT basadas en datos de EUVI-B/G1 (izquierda) y AIA-3/G1 (derecha).

4.3. Resultados DENT con 4 bandas

En esta sección analizamos los resultados DENT basados en el conjunto de bandas AIA-4, que corresponde a agregar la banda de $335 \text{ \AA}$ al conjunto AIA-3. Esta banda adicional tiene un máximo de sensibilidad en una temperatura de 2.47 MK .

Inicialmente se reconstruyó la LDEM a partir del modelo paramétrico G1. Los resultados se muestran en la columna izquierda de la Figura 4.4 que muestra de arriba a abajo mapas de Carrington de N_e , T_m y R a $1.075 R_{\odot}$ y los histogramas de R a la misma altura, separando en región abierta y cerrada. Al comparar los resultados de R de esta columna con los correspondientes a las columnas derechas de la Figuras 4.1 y 4.2, se observa que el modelo G1 no logra reproducir las emisividades de 4 bandas con el éxito que logra reproducir 3 bandas. La forma específica del modelo G1, y el hecho de que depende de 3 parámetros libres, lo hacen no adecuado para reproducir en forma precisa las FBEs sobre el rango de sensibilidad térmico más amplio de AIA-4 (curva negra en la Figura 3.5).

A continuación, ensayamos el modelo paramétrico TH. Este modelo agrega un cuarto parámetro que tiene la flexibilidad de generar un *plateau* en un dado rango de temperatu-

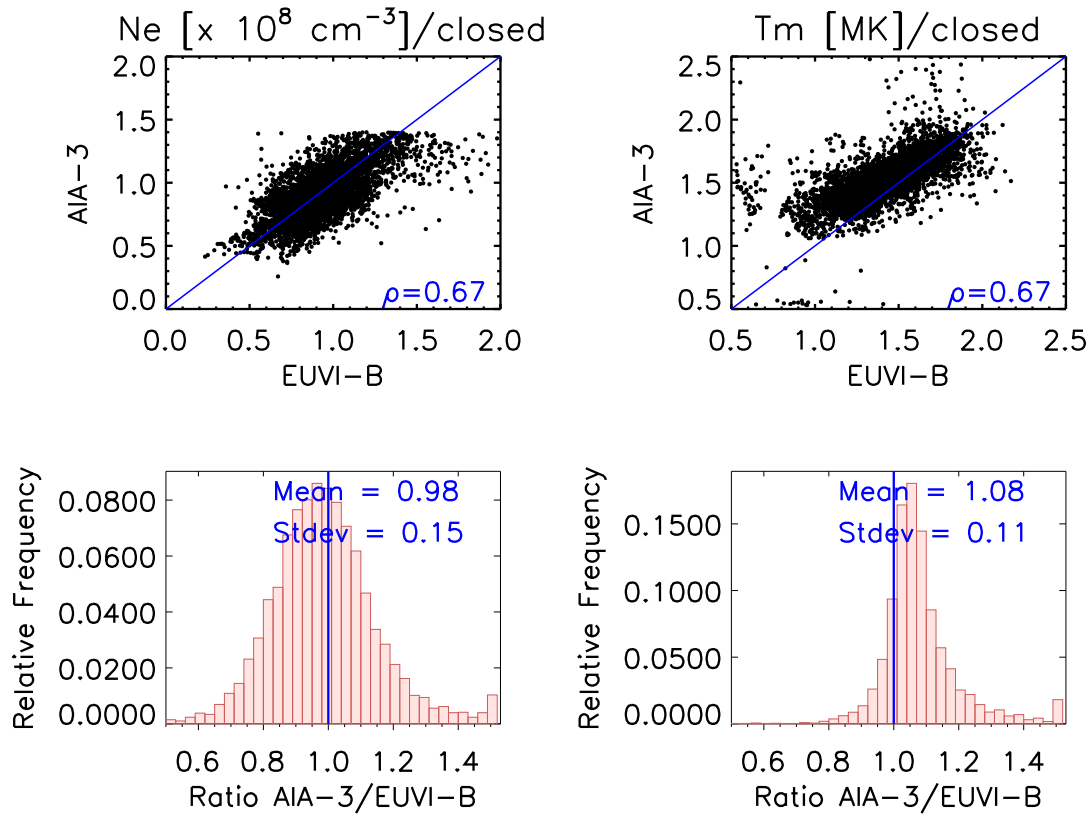


Figura 4.3: Comparación de los resultados DEMT en la región magnéticamente cerrada a $1.075 R_{\odot}$ para EUVI-B/G1 y AIA-3/G1. Paneles superiores: gráficos de dispersión (puntos negros) de N_e (izquierda) y T_m (derecha), comparando en cada panel los resultados obtenidos con los dos instrumentos. En cada panel se sobregrafa la línea identidad en azul y se indica el coeficiente Pearson de correlación entre las dos cantidades graficadas. Paneles inferiores: histogramas del cociente de resultados mostrados en los gráficos de dispersión.

ras como se puede ver en en la Figura 3.5 (curva rosa), pero continua siendo un modelo unimodal simétrico. La columna del medio en la Figura 4.4 muestra los resultados obtenidos usando este modelo. A pesar de tener un parámetro libre más que el modelo G1, los histogramas de R no muestran una mejora predictiva significativa respecto al modelo anterior.

En un siguiente paso, ensayamos el modelo ATH, que permite asimetrizar la LDEM, siendo también un modelo unimodal. El signo del exponente a de la ley de potencia permite agregar más plasma a temperaturas bajas o altas, según sea necesario (curva verde en la Figura 3.5). Los resultados obtenidos al usar este modelo unimodal asimétrico se muestran en la columna derecha de la Figura 4.4. Los histogramas de R muestran una pequeña mejora respecto a los modelos G1 y TH, con un valor medio de R menor. Sin embargo, su capacidad predictiva para las 4 bandas de AIA-4 es claramente menor que la del modelo G1 para las 3 bandas de AIA-3.

En síntesis, la Figura 4.4 muestra que ninguno de los modelos unimodales, simétricos o asimétricos, predicen las FBEs de AIA-4 con una precisión similar a la del modelo G1 para predecir las de AIA-3. Buscando un mayor acuerdo, exploramos los modelos multimodales G2 y G4 descritos en la Sección 3.3.5. Los mapas de N_e , T_m y R se muestran en la Figura 4.5 y los histogramas de R se muestran en la Figura 4.6. Una comparación cualitativa entre los resultados de los modelos G2 y G4 (paneles izquierdos y derechos de la Figura 4.5) muestra que ambos modelos tienen valores similares de N_e y T_m . Una comparación cuantitativa (no mostrada aquí para ahorrar espacio) revela que la mediana de los momentos LDEM difiere en menos del 4%. Sin embargo, el modelo G2 predice con mayor precisión las FBEs de AIA-4 que el modelo G4, caracterizado por menores valores de la medida de acuerdo R . Una comparación de los histogramas de los paneles izquierdos de la Figura 4.6 con los histogramas de la Figura 4.2, revela que los valores de R del modelo G2 usando datos del conjunto AIA-4 es similar a los obtenidos por el modelo G1 usando datos del conjunto AIA-3. El análisis de incertezas descrito en la Sección 4.5 muestra que la incerteza fraccional típica de N_e y T_m es 4 y 5% respectivamente, tanto en la región abierta como en la cerrada.

La Figura 4.7 muestra histogramas del cociente de la emisividad sintética (obtenida reemplazando el modelo paramétrico de la LDEM en la Ecuación (3.37)) y la emisividad tomográfica, $\zeta_k^{(\text{sint})}/\zeta_k^{(\text{tom})}$, a $1.075 R_\odot$ para las 4 bandas de AIA-4, para los diferentes modelos paramétricos de la LDEM utilizando el mismo código de color que la Figura 3.5.

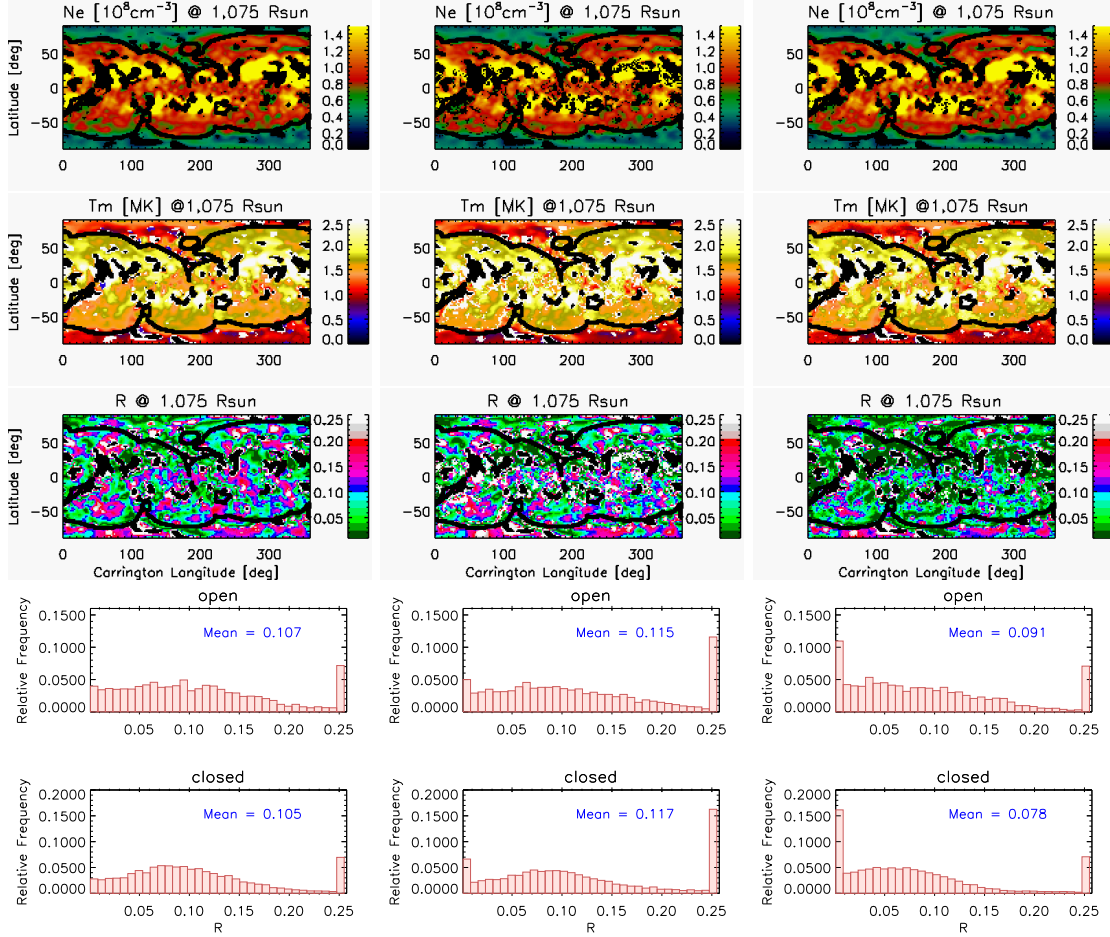


Figura 4.4: Resultados DEMT con datos de AIA-4 usando diversos modelos paramétricos unimodales. Los tres paneles superiores muestran mapas de Carrington de N_e , T_m y R a $1.075 R_{\odot}$. Las ZDAs y AEVs son indicadas de la misma manera que en la Figura 4.1. Los dos paneles inferiores muestran histogramas de R separando las celdas tomográficas en región abierta y cerrada. Las 3 columnas corresponden a los diferentes modelos paramétricos unimodales. Paneles izquierdos: modelo G1 (3 parámetros libres), paneles del centro: modelo TH (4 parámetros libres) y paneles derechos: modelo ATH (5 parámetros libres). Ver texto para una descripción detallada de cada modelo.

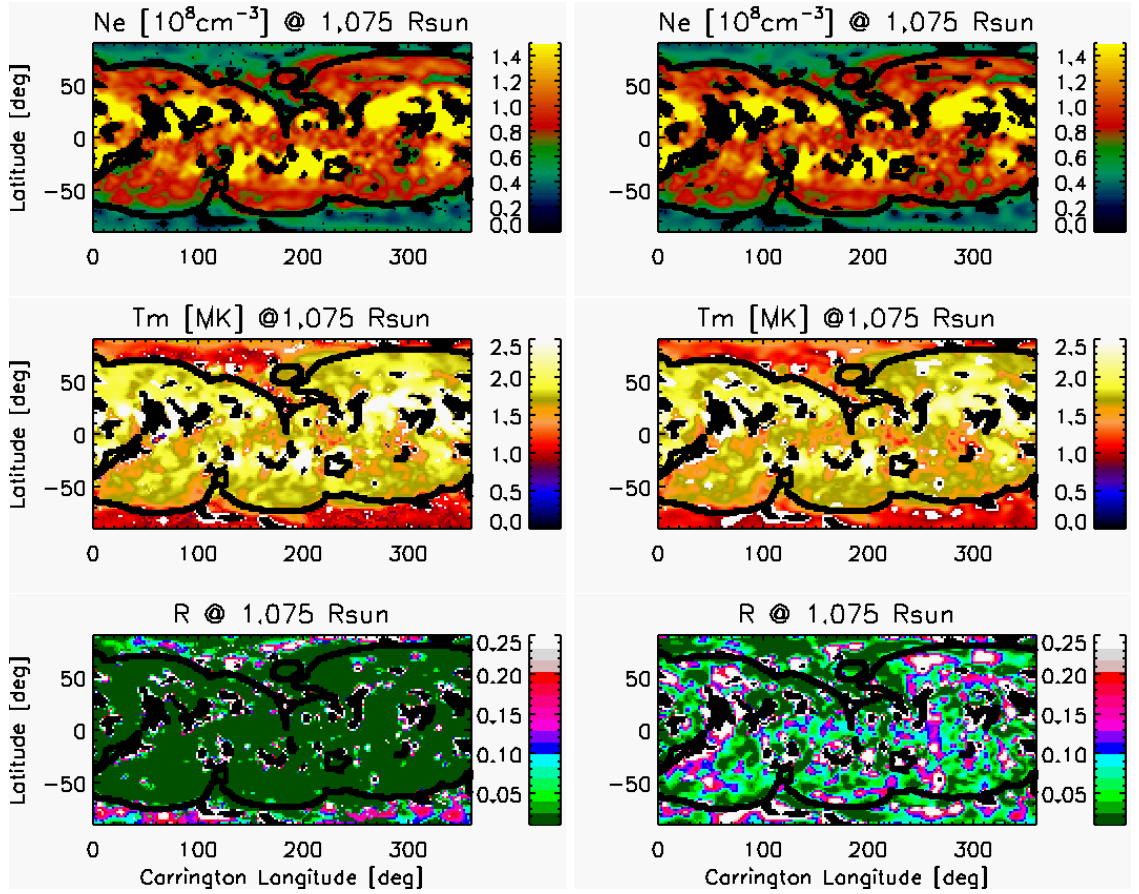


Figura 4.5: Mapas de Carrington de N_e , T_m y R a $1.075 R_\odot$ usando datos de AIA-4/G2 (izquierda) y AIA-4/G4 (derecha). La frontera abierto/cerrado es sobregraficada con una línea negra gruesa en todos lo mapas. ZDAs y AEVs son indicadas de la misma manera que en la Figura 4.1.

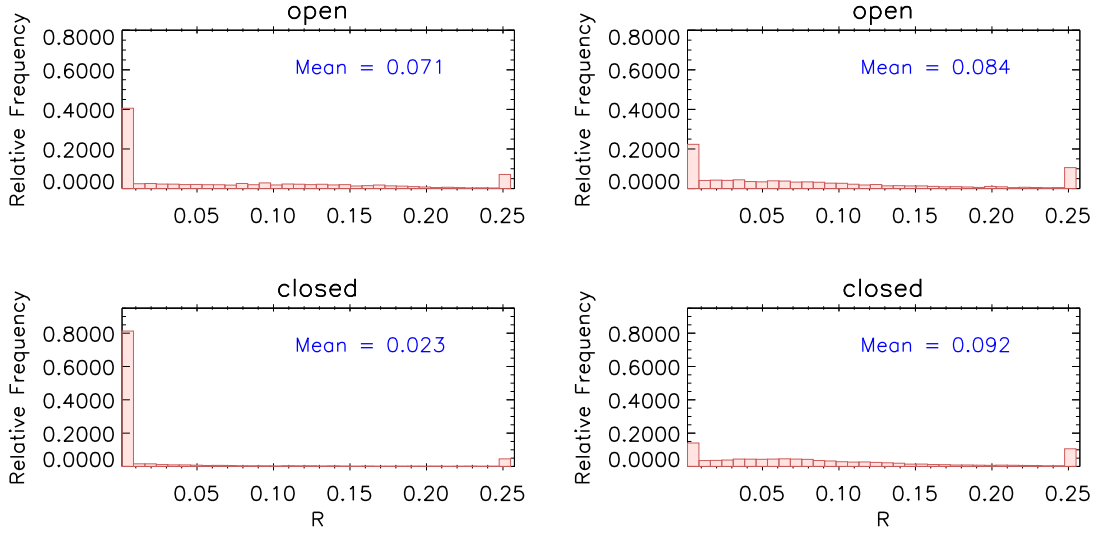


Figura 4.6: Histogramas de R a $1.075 R_{\odot}$ en la región abierta (paneles superiores) y en la región cerrada (paneles inferiores) usando AIA-4/G2 (izquierda) y AIA-4/G4 (derecha).

Se observa que el grado de éxito en reproducir las emisividades tomográficas es mucho mayor para el modelo G2 que para los otros modelos. Lo mismo ocurre en todas las alturas tomográficas.

Las diferencias entre los resultados obtenidos con AIA-3/G1 y AIA-4/G2 son debidas a la inclusión de la banda de $335 \text{ \AA}$, sensible a temperaturas mayores que las otras 3 bandas. Como se puede ver cualitativamente comparando los paneles derechos de la Figura 4.1 y los paneles izquierdos de la Figura 4.5, la LDEM obtenida con AIA-4/G2 tiene valores sistemáticamente mayores de N_e y T_m que la LDEM obtenida con AIA-3/G1. Este incremento sistemático es más significativo en la región cerrada, donde hay plasma más caliente que en la región abierta. Para evaluar las diferencias cuantitativamente, la Figura 4.8 muestra gráficos de dispersión comparando la N_e y T_m obtenidas en la región cerrada para ambos conjuntos de bandas, así como histogramas de los respectivos cocientes. Cuando la banda de $335 \text{ \AA}$ es incluida en la reconstrucción de la LDEM, se produce un incremento en la densidad y temperatura electrónica en la región cerrada de alrededor de 11 y 15 %, respectivamente. Un análisis similar, pero considerando celdas tomográficas de la región abierta (no incluido aquí para ahorrar espacio) indican que el incremento en la densidad y temperatura en dicha región es de alrededor de 2 y 8 %, respectivamente.

Se hace notar que el éxito del modelo G2 no se debe simplemente al número de pará-

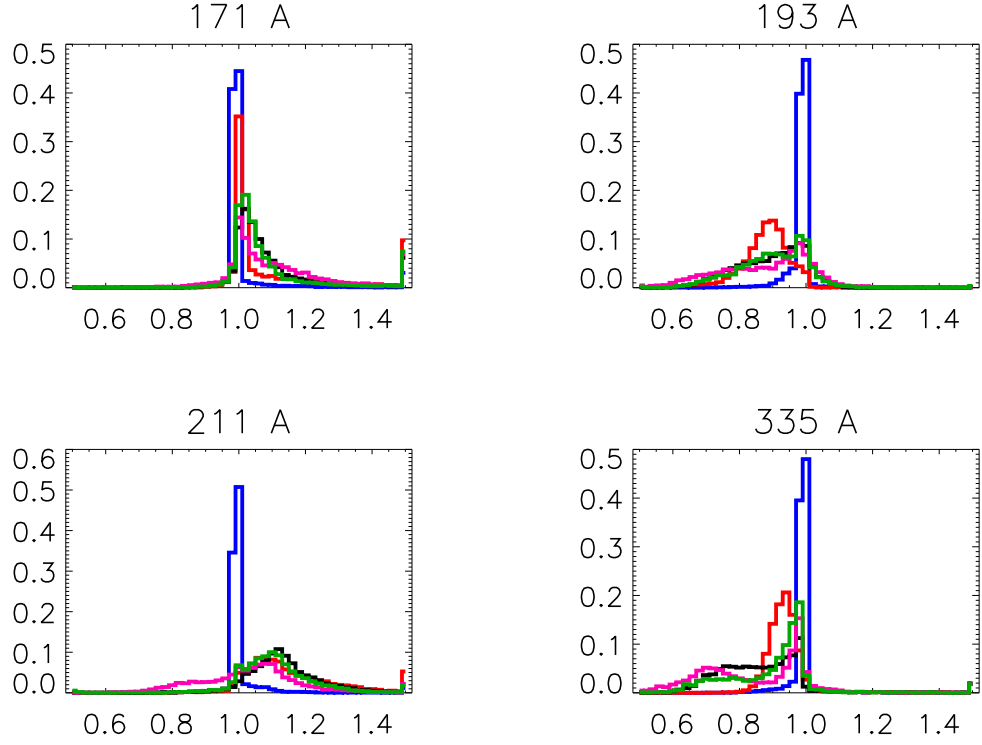


Figura 4.7: Histogramas de ocurrencia del cociente de emisividades de banda sintética y tomográfica $\zeta_k^{(\text{ sint)}}/\zeta_k^{(\text{ tom)}}$ a $1.075 R_\odot$ de las 4 bandas de AIA-4 para los diferentes modelos paramétricos: G2 (azul), G4 (rojo), G1 (negro), TH (rosa), y ATH (verde).

metros libres, ya que otros modelos con el mismo o similar número de parámetros libres (ATH, TH, G4) no pueden predecir las 4 emisividades del conjunto AIA-4 con el mismo nivel de precisión (R suficientemente bajo). El alto grado de éxito del modelo G2 es debido a su bimodalidad.

Finalmente, es interesante notar que la densidad y temperatura electrónica predichas por el modelo G2 es muy similar a la predicha por el modelo ATH en todo el volumen coronal. Esto se muestra en detalle en la Figura 4.9, que compara ambas cantidades obtenidas con ambos modelos. Aún no siendo única la elección de un modelo paramétrico que permita obtener una LDEM con valores razonablemente bajos de R en toda la corona, los modelos que lo logran predicen mapas 3D de densidad (o de temperatura) electrónica muy similares. En este sentido, el conjunto instrumental AIA-4 es capaz de revelar plas-

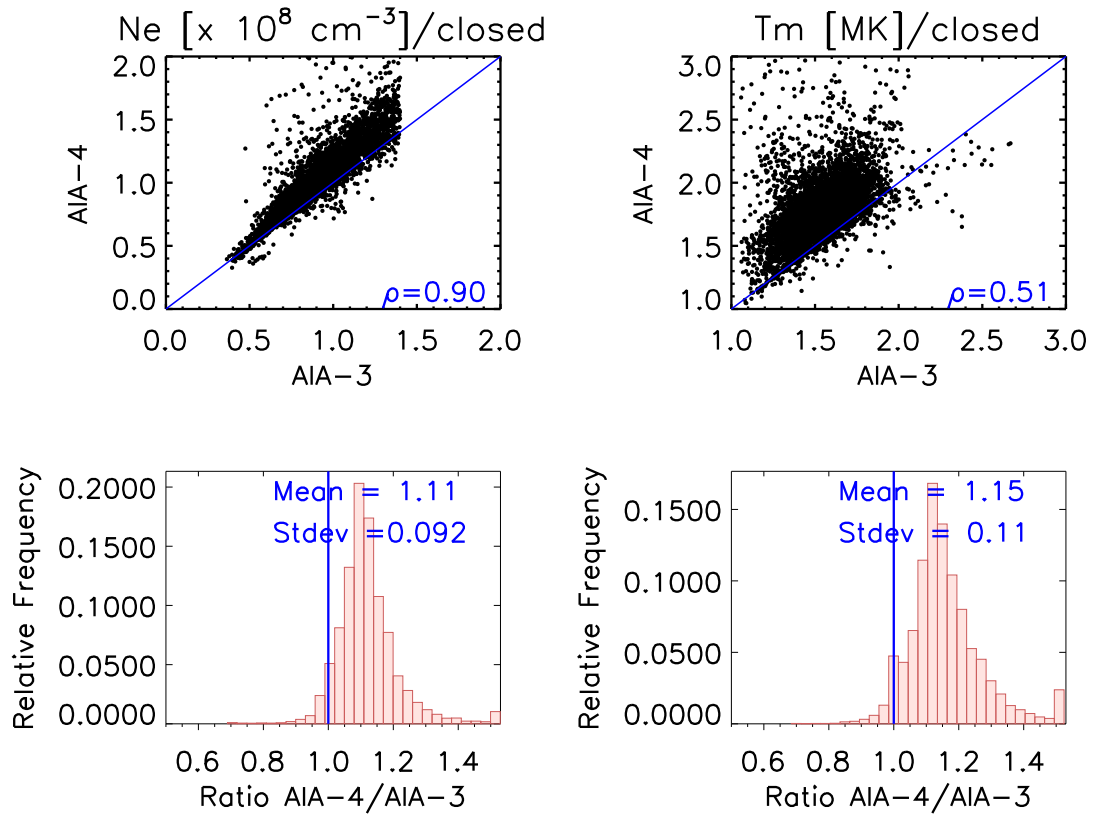


Figura 4.8: Comparación de resultados DEMT entre AIA-3/G1 y AIA-4/G2 en la región cerrada. Similar a la Figura 4.3.

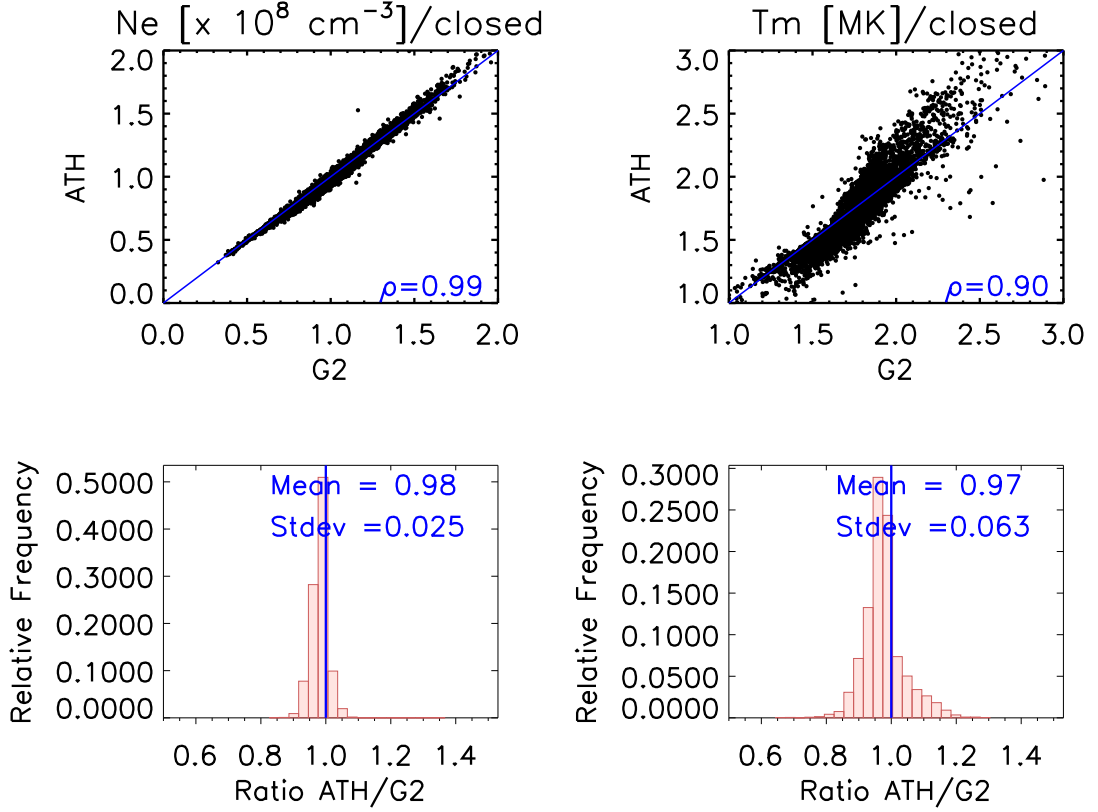


Figura 4.9: Comparación de resultados DEMT en la región cerrada entre los modelos G2 y ATH usando el conjunto de bandas AIA-4. Similar a la Figura 4.3.

ma no previamente detectado por AIA-3, EUVI, o EIT, lo cual explica un incremento del 11 % en la densidad electrónica coronal estimada por DEMT, y un incremento del 15 % en temperatura electrónica coronal.

4.4. Análisis de la corona bimodal

En la sección previa establecimos que la distribución de la DEM 3D en la corona quiescente que mejor predice las reconstrucciones tomográficas de FBE es ubicuamente bimodal. En esta sección, cuantificamos la bimodalidad en cada celda tomográfica calculando la fracción de densidad electrónica cuadrática de cada componente gaussiana $(N_{e,j}/N_e)^2$ ($j = 1, 2$) del modelo G2. La Figura 4.10 muestra mapas de Carrington de $(N_{e,1}/N_e)^2$ y $(N_{e,2}/N_e)^2$ a $1.075 R_\odot$. Se puede observar que la primer componente es dominante en la

mayoría de las celdas tomográficas de la región cerrada y en los agujeros coronales. La segunda componente es significativa en la corona cerrada y domina las regiones compactas asociadas a ARs (zonas rosas, violetas y rojas del panel inferior de la Figura 4.10). Para cuantificar la relevancia estadística de la segunda componente, la Figura 4.11 muestra histogramas de $(N_{e,2}/N_e)^2$ a la misma altura, en la región abierta y la región cerrada, separando en esta última las celdas tomográficas que pertenecen a la corona quiescente (panel medio) de aquellas que corresponden a ARs (panel inferior). La bimodalidad es más importante en la región cerrada que en la abierta, y dentro de la región cerrada la bimodalidad es mayor en ARs que en la corona quiescente. Por ejemplo, los histogramas muestran que la fracción de celdas tomográficas donde la segunda componente es dominante, i.e. $(N_{e,2}/N_e)^2 \geq 0.5$, es 25, 5 y 1 % en ARs, corona cerrada quiescente y región abierta, respectivamente. La fracción de densidad electrónica cuadrática de la segunda componente es de 27 % en promedio en la región cerrada quiescente, variando entre 20 y 34 % de acuerdo al análisis de incertezas mostrado en la Sección 4.5. La misma fracción es sistemáticamente menor en la región abierta, siendo 15 % en promedio y variando entre 10 y 20 % según el análisis de incertezas.

La Figura 4.12 muestra mapas de Carrington e histogramas de los centroides $T_{0,1}$ y $T_{0,2}$ del modelo G2. Los valores de $T_{0,1}$ son significativa y sistemáticamente menores en la región abierta, consistente con temperaturas menores al millón de grados en agujeros coronales reportadas por diversos estudios (Feng et al., 2009; Vásquez et al., 2012, 2011; Wilhelm et al., 1998). Por otra parte, en la corona cerrada los valores del centroide $T_{0,2}$ se distribuyen siempre alrededor del máximo de sensibilidad en temperatura de la banda de 335 Å (ver Tabla 3.1). Dentro de la corona abierta los valores del centroide $T_{0,2}$ tienden a ser sistemáticamente menores, pero estadísticamente cercanos al máximo de sensibilidad en temperatura de la banda de 335 Å. El resultado principal de este análisis es que la corona cerrada quiescente está caracterizada por dos temperaturas centroe promedio bien definidas $\langle T_{0,1} \rangle = (1.47 \pm 0.05)$ MK y $\langle T_{0,2} \rangle = (2.57 \pm 0.05)$ MK, donde las barras de error corresponden al análisis de incertezas descrito en la Sección 4.5. Llamaremos a estas dos componentes de la LDEM “tibias” y “calientes”, respectivamente.

El panel izquierdo de la Figura 4.13 muestra el gráfico de dispersión de las densidades electrónicas de ambas componentes del modelo G2. Los puntos naranjas corresponden a celdas tomográficas en la región cerrada mientras que los puntos celestes corresponden a celdas tomográficas en la región abierta. El panel derecho muestra el gráfico de dispersión de

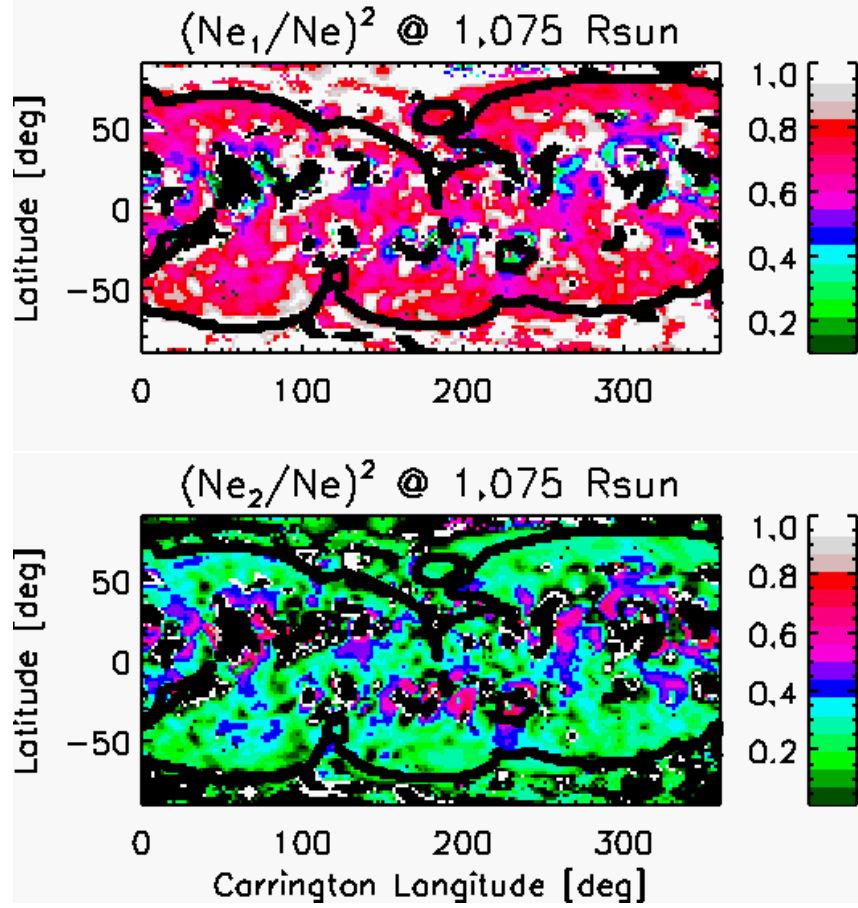


Figura 4.10: Mapas de Carrington a $1.075 R_{\odot}$ de la fracción relativa de plasma $(N_{e,j}/N_e)^2$ para cada componente ($j = 1, 2$) del modelo LDEM G2 cuando este se aplica a datos del conjunto AIA-4.

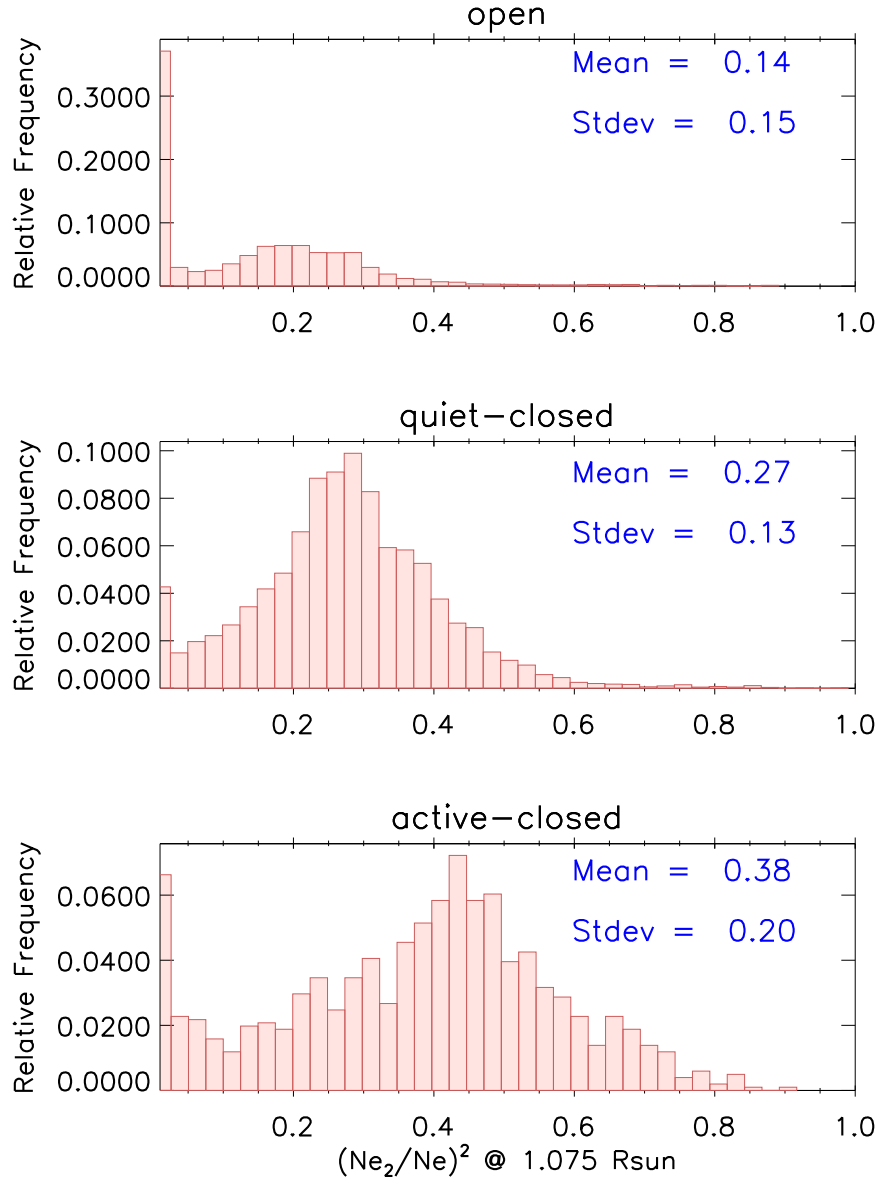


Figura 4.11: Histogramas a $1.075 R_{\odot}$ de $(N_{e,2}/N_e)^2$, que mide la fracción de plasma descrita por la segunda componente del modelo G2. El análisis se muestra separadamente para la corona abierta (panel superior), la corona cerrada quiescente (panel medio) y la corona cerrada activa (panel inferior).

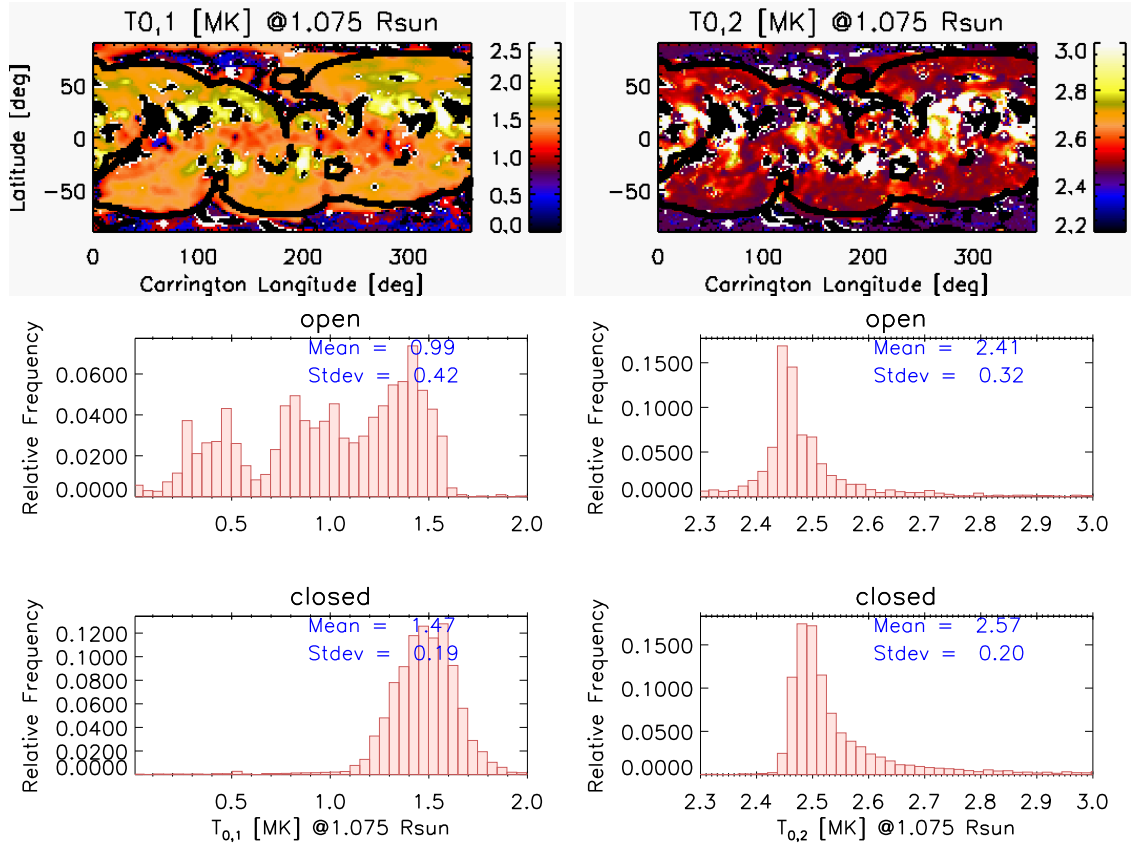


Figura 4.12: Paneles superiores: mapas de Carrington a $1.075 R_{\odot}$ de los centroides de la primer componente ($T_{0,1}$) y la segunda componente ($T_{0,2}$) del modelo G2. Paneles del medio e inferiores: histogramas de los centroides mostrados en los paneles superiores, separando en región abierta y cerrada, respectivamente.

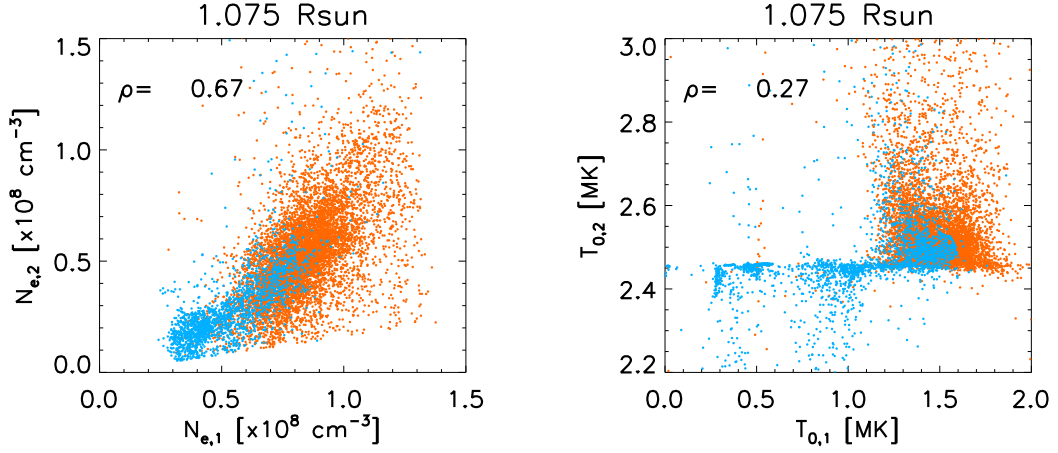


Figura 4.13: Panel izquierdo: gráfico de dispersión de $N_{e,1}$ versus $N_{e,2}$ a $1.075 R_{\odot}$. Panel derecho: gráfico de dispersión de $T_{0,1}$ versus $T_{0,2}$ a $1.075 R_{\odot}$. En ambos paneles los puntos celestes corresponden a celdas tomográficas en la región abierta y los puntos naranjas corresponden a celdas tomográficas en la región cerrada. En cada panel se indica el coeficiente de correlación de Pearson ρ entre ambas cantidades graficadas.

los centroides de temperatura de ambas componentes del modelo G2. Mientras que los dos centroides de temperatura no presentan correlación, las densidades de ambas componentes se correlacionan, tanto en la región cerrada como en la región abierta.

Para los análisis mostrados en esta sección hemos elegido $1.075 R_{\odot}$ como una altura intermedia de muestra. Resultados similares se hallaron en todas las alturas de la malla tomográfica. Específicamente, investigamos la dependencia con la altura de $N_{e,2}(r)$ y $N_{e,1}(r)$ dentro de la región quiescente del cinturón de streamers. La escala de altura de ambas cantidades difiere en solo 12 %, por lo que las estadísticas del cociente de ambas cantidades al cuadrado $(N_{e,2}/N_{e,1})^2$ son aproximadamente constantes con la altura, mostrando una variabilidad menor al 10 % en el rango de 1.02 a $1.20 R_{\odot}$.

4.5. Análisis de incertezas sistemáticas de la técnica DENT

En esta sección investigamos cuantitativamente las incertezas sistemáticas principales de la técnica DENT debidas al nivel de regularización tomográfico y a la incerteza de la calibración radiométrica de los telescopios EUV.

λ_0 [Å]	p_{opt}	Δp
171	0.85	0.60
193	0.80	0.40
211	0.60	0.25
335	0.50	0.40

Tabla 4.1: Resultados del análisis de validación cruzada realizado para las 4 bandas AIA usadas en este capítulo (ver texto).

Como se discutió en la Sección 3.2.2 la resolución del problema tomográfico, expresado por la Ecuación (3.25), involucra términos de regularización cuya amplitud está dada por el parámetro de regularización $p \geq 0$. Un valor nulo implica que no se realiza regularización en la inversión tomográfica, mientras que un valor creciente implica un mayor nivel de regularización. Así, el valor de este parámetro tiene un impacto directo en la solución tomográfica.

A fin de determinar el valor óptimo del parámetro de regularización (p_{opt}) y su incerteza (Δp) realizamos un estudio estadístico de validación cruzada (Frazin & Janzen, 2002) para cada banda del telescopio. El estudio consiste en realizar una serie de N experimentos en cada uno de los cuales un subconjunto diferente de imágenes es removido de la serie temporal de datos utilizada para realizar la reconstrucción tomográfica. Se realiza una reconstrucción tomográfica para cada experimento y las imágenes removidas de la serie temporal sirven como datos de validación. Para cada experimento $i = 1, \dots, N$, se halla el valor del parámetro de regularización p_i que produce la reconstrucción tomográfica que mejor predice las imágenes de validación. Así, al finalizar el estudio, se cuenta con una serie de valores $\{p_i; i = 1, \dots, N\}$ del parámetro de regularización, para cada banda EUV independientemente. A partir del conjunto de valores $\{p_i\}$, el valor óptimo del parámetro de regularización es el promedio $p_{\text{opt}} = \langle \{p_i\} \rangle$ y una medida robusta de su incerteza es la desviación estándar $\Delta p = \text{Stdv}(\{p_i\})$. El resultado del estudio de validación cruzada para todas las bandas de AIA utilizadas se muestra en la Tabla 4.1. Todos los resultados mostrados anteriormente en este capítulo fueron obtenidos realizando DENT con el valor óptimo del parámetro de regularización ($p = p_{\text{opt}}$). Nos referiremos a este conjunto de FBEs como solución “base”.

Una vez reconstruida la emisividad de banda con un dado nivel de regularización, se

determina la LDEM en cada celda tomográfica, lo cual permite determinar la densidad y temperatura electrónica. La determinación de la LDEM depende directamente de los valores absolutos y relativos de las emisividades de banda, que a su vez dependen de los valores absolutos y relativos de las respectivas intensidades medidas por las imágenes. La incerteza sistemática dominante es, en este caso, la de la calibración radiométrica absoluta y relativa de las bandas EUV del telescopio utilizado. Está fuera del alcance de esta tesis detallar las razones técnicas de la incerteza de calibración radiométrica, que depende de la calibración inicial de laboratorio, degradamiento temporal de los detectores, etc. En esta tesis procesamos las imágenes de AIA usando la versión más actual de las herramientas de procesamiento y correcciones de calibración provistas por el equipo técnico de AIA en el paquete de códigos SolarSoft.² Como se describe en detalle en Boerner et al. (2014), utilizando este procesamiento, la incerteza radiométrica absoluta es de 25 % y la incerteza radiométrica relativa es de 10 %.

Para investigar como el efecto combinado de las incertezas del nivel de regularización tomográfico y de calibración radiométrica relativa impactan en los resultados de densidad y temperatura, realizamos un análisis de propagación numérica de incertezas considerando simultáneamente ambas causas. El análisis consiste en variar los parámetros relevantes en su rango de incerteza en forma controlada e investigar su impacto en los resultados. Con esta finalidad, se aplicó un análisis DGMT a un conjunto de FBEs “sobreregularizadas” ($p = p_{\text{opt}} + \Delta p$) y a un conjunto de FBEs “subregularizadas” ($p = p_{\text{opt}} - \Delta p$). El 10 % de incerteza radiométrica relativa entre las bandas de AIA fue considerado simultáneamente aplicando una corrección relativa de $\pm 10\%$ a los valores de FBEs de cada banda. Como se utilizaron 4 bandas de AIA, las posibles combinaciones para esta corrección relativa son $C = 2^4 - 2 = 14$. Los dos casos no considerados corresponden a un cambio del 10 % con el mismo signo en todas las bandas. Tal tipo de corrección no afecta los valores relativos de FBEs y como resultado solo hay un cambio del 10 % en el área total de la LDEM. La densidad electrónica es a su vez directamente proporcional a la raíz cuadrada del área de la LDEM, lo cual implica un escaleo simple del orden del 5 %. El cambio de área de la LDEM no tiene consecuencia en la forma de la LDEM ni, en particular, en su característica bimodal. Así, los centroides y anchos de las dos componentes térmicas no son afectadas por este escaleo. La incerteza radiométrica absoluta en las bandas de AIA tiene un efecto trivial similar y por lo tanto no fue incluido en el análisis.

²<http://www.lmsal.com/solarsoft/>

Región		$\langle (N_{e,2}/N_e)^2 \rangle$	Stdv $(N_{e,2}/N_e)^2$	$\langle T_{0,1} \rangle$	Stdv $T_{0,1}$	$\langle T_{0,2} \rangle$	Stdv $T_{0,2}$
Abierto	base	0.14	0.14	1.00 MK	0.42 MK	2.41 MK	0.32 MK
	μ	0.15	0.15	1.02 MK	0.41 MK	2.45 MK	0.35 MK
	σ/μ	0.33	0.10	0.06	0.15	0.03	0.25
Cerrado	base	0.27	0.13	1.47 MK	0.19 MK	2.57 MK	0.20 MK
	μ	0.27	0.12	1.48 MK	0.20 MK	2.60 MK	0.23 MK
	σ/μ	0.26	0.10	0.03	0.30	0.02	0.36

Tabla 4.2: Resultados del análisis de propagación numérica de incertezas sistemáticas sobre la naturaleza bimodal de la LDEM. Ver texto.

En resumen, el análisis de propagación de incertezas sistemáticas de los resultados DENT considera $C = 14$ combinaciones de conjuntos de FBEs subregularizadas y $C = 14$ combinaciones de conjuntos de FBEs sobrerregularizadas, dando un total de 28 reconstrucciones DENT. A fin de determinar la robustez de los resultados referentes a la bimodalidad de la LDEM, para cada análisis se determinó el valor medio y la desviación estándar (sobre toda la malla tomográfica) de $(N_{e,2}/N_e)^2$, $T_{0,1}$ y $T_{0,2}$. Los resultados de este estudio se resumen en la Tabla 4.2, separando región abierta y cerrada en dos secciones de la tabla. En cada sección, la primer fila muestra los resultados para el análisis DENT aplicado al conjunto de soluciones base de FBEs. La segunda fila muestra el promedio (μ) de los resultados de los 28 análisis DENT, mientras que la tercer fila muestra la desviación estándar sobre el promedio (σ/μ), una medida de la incerteza relativa del resultado promedio μ .

Los resultados del análisis muestran que la temperatura centroide media de las dos componentes de la LDEM estan bien definidas, exhibiendo una variabilidad muy baja (menor al 6 % en la región abierta y menor al 3 % en la región cerrada). En la región cerrada, la fracción de densidad electrónica cuadrática de la segunda componente es 27 % en promedio y fluctua entre 20 % ($\mu - \sigma$) y 34 % ($\mu + \sigma$). La misma fracción es sistemáticamente menor en la región abierta, siendo 15 % en promedio y fluctuando entre 10 y 20 %.

	corr $(N_{e,1}, N_{e,2})$	corr $(T_{0,1}, T_{0,2})$
base	0.67	0.27
μ	0.58	0.21
σ/μ	0.24	0.39

Tabla 4.3: Resultados del análisis de propagación numérica de incertezas sistemáticas para los coeficientes de correlación mostrados en la Figura 4.13. Ver texto.

La Tabla 4.3 muestra los resultados del análisis de incertezas para los coeficientes de

correlación mostrados en la Figura 4.13 en forma similar a la tabla anterior. La primer fila muestra los coeficientes para el estado base, la segunda fila el promedio de resultados de los 28 análisis y la tercera fila muestra su desviación estándar fraccional. Mientras que los centroides de temperatura de ambas componentes estan claramente no correlacionadas, sus densidades exhiben un coeficiente de correlación de 0.58 en promedio, fluctuando entre 0.45 y 0.72.

En conclusión, las características principales de las distribuciones LDEM bimodales de los resultados “base” reportadas en las secciones previas son robustas respecto a las incertezas del nivel regularización tomográfico y las incertezas de la calibración radiométrica relativa de las bandas EUV.

4.6. Análisis DEM 2D

Como se explicó en la Sección 3.3.4 la técnica de modelado paramétrico usada en este capítulo también puede ser usada para realizar el análisis DEM 2D descrito en la Sección 3.3.2 a partir de conjuntos de imágenes EUV simultáneas. Con el objetivo de validar los modelos paramétricos utilizados, aplicamos los mismos a un análisis DEM 2D de una AR y la región difusa a su alrededor. Para ello usamos un conjunto de imágenes simultáneas de AIA-4 tomadas el 25 de Julio de 2010 a las 12:00 TU y hallamos la DEM en cada píxel usando el modelo G2. Tomando el momento de orden cero de la DEM es posible construir mapas de la medida de emisión EM [cm^{-5}], dada por la Ecuación (3.29), para la región estudiada.

El panel izquierdo de la Figura 4.14 muestra en escala de grises una imagen de la EM resultante para la región analizada, que corresponde a la AR NOAA 11089. Las cajas de colores tienen un tamaño de 5×5 píxeles e identifican diferentes regiones seleccionadas en la imagen. Usando el mismo código de color, el panel derecho muestra la DEM promedio obtenida en cada caja de color. Esta Figura puede ser comparada directamente con el resultado de un análisis similar mostrado en la Figura 6 de Narukage et al. (2014)³, quienes aplicaron un método MCMC para determinar curvas DEM en diferentes localizaciones de otra región activa (AR NOAA 10963) y sus alrededores. La técnica que ellos utilizaron, descrita en Winebarger et al. (2012), usa 7 líneas espectrales del espectrómetro EIS a bordo de Hinode (1-6 MK) y 2 bandas anchas del telescopio de rayos X XRT, también

³URL: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014SoPh..289.1029N>

a bordo de Hinode. En su Figura 6 los autores muestran DEM obtenidas en cada región seleccionada (indicadas en su Figura 7). Se hace notar que hemos elegido el código de color para nuestro análisis en una forma similar a las Figuras 6 y 7 de Narukage et al. (2014), con colores rojos/amarillos para el núcleo de la AR, colores azul oscuro y negro para la región oscura alrededor de la AR y colores verde y azul claro para las regiones intermedias.

Una comparación entre ambos análisis revela diversas similitudes. Para esta comparación debe tenerse en cuenta que las ARs analizadas en ambos trabajos no son las mismas. Los análisis de MCMC de Narukage et al. (2014) muestran DEM bimodales en todas las regiones, excepto para los píxeles en el centro del núcleo de la AR, donde se evidencia una tercer componente aún más caliente. En ambos análisis, al pasar de la región oscura alrededor de la AR hacia el centro del núcleo de la AR, el área de ambas componentes térmicas de la DEM aumenta, los centroides de las dos componentes aumentan gradualmente y la componente caliente se vuelve dominante (su área es mayor).

En ambos trabajos el rango de temperaturas descrito por la DEM exhiben valores similares. Para el análisis de MCMC de Narukage et al. (2014) los centroides de la componente tibia varían de 1.2 a 1.5 MK, mientras que los centroides de la componente caliente varían de 2.5 a 4.0 MK. En el análisis paramétrico realizado en esta sección, los centroides de la componente tibia varían de 1.5 a 2.25 MK, mientras que los centroides de la componente caliente varían de 2.5 a 4.0 MK.

Asimismo, los valores absolutos de la DEM en unidades de $[\text{cm}^{-5} \text{K}^{-1}]$ (que omitiremos en el resto del párrafo) también son similares en ambos análisis, con ordenes de magnitud comparables. En el análisis de MCMC, la amplitud de la componente tibia varía en el rango $1\text{--}4 \times 10^{21}$, mientras que la amplitud de la componente caliente varía en el rango $0.5\text{--}10 \times 10^{21}$. En el análisis de paramétrico de esta sección, la amplitud de la componente tibia varía en el rango $0.3\text{--}6 \times 10^{21}$, mientras que la amplitud de la componente caliente varía en el rango $0.2\text{--}70 \times 10^{21}$.

Finalmente, hacemos notar que en el núcleo de la AR, las DEMs de Narukage et al. (2014) predicen las intensidades de las líneas espectrales de EIS con un 30 % de precisión (Winebarger et al., 2012). Este nivel de acuerdo es comparable al requerimiento de $R < 0,2$ que hemos aplicado en este capítulo.

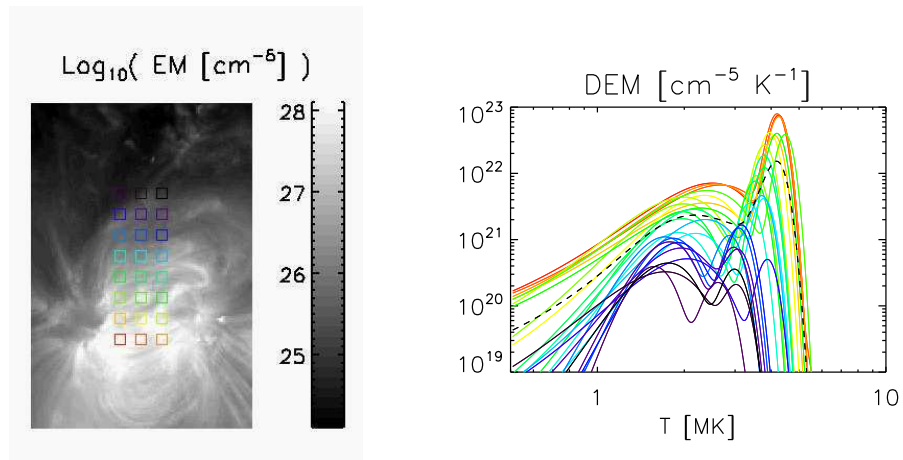


Figura 4.14: Panel izquierdo: imagen EM basada en la reconstrucción DEM paramétrica a partir de un conjunto de imágenes de AIA-4 de la AR NOAA 11089 (25 de julio de 2010 a las 12:00 TU) usando el modelo paramétrico G2. Las cajas de colores, de tamaño de 5×5 píxeles, indican subregiones seleccionadas en la AR y la región difusa de alrededor. Panel Derecho: curvas DEM promedio en cada caja de color del panel izquierdo (mismo código de colores).

4.7. Discusión y conclusiones

En este capítulo se aplicó por primera vez la técnica DENT a 4 bandas coronales del instrumento AIA/SDO, mientras que en todos los trabajos previamente existentes en la literatura se habían utilizado las 3 bandas de EUVI/STEREO o de EIT/SoHO. Las 4 bandas usadas son aquellas que resultan más adecuadas para el estudio de la corona quiescente: 171, 193, 211 y 335 Å. Siendo el primer trabajo en aplicar DENT a datos de AIA, incluimos una comparación de resultados con los obtenidos a partir de datos de EUVI. El análisis indica que existe un alto grado de consistencia entre los resultados basados en ambos instrumentos. Así, los resultados obtenidos con AIA-3 pueden ser comparados cuantitativamente de forma directa con reconstrucciones tomográficas publicadas en trabajos anteriores basadas en datos de las bandas de EUVI.

Usando datos del conjunto de bandas AIA-3, el modelo paramétrico de una gaussiana simple (G1, 3 parámetros libres) es capaz de reproducir satisfactoriamente las emisividades tomográficas en todas las bandas (171, 193 y 211 Å), pero no puede explicar las emisividades del conjunto de bandas AIA-4 (agregando la banda de 335 Å). Se ensayaron otras parametrizaciones unimodales simétricas y asimétricas para este conjunto de bandas. En todos los casos el acuerdo tomográfico-sintético no alcanza el nivel obtenido usando el modelo G1 aplicado a 3 bandas, a pesar que estos modelos tienen 4 o 5 parámetros libres.

El análisis de la Sección 4.3 aplicado a AIA-4 muestra que cualquier elección de un modelo paramétrico que reproduzca con precisión suficiente las emisividades en todas las bandas permite obtener una estimación similar de densidad y temperatura media (ver Figura 4.9). Usando el conjunto de bandas AIA-4 se encuentra que la banda de 335 Å revela plasma no observado previamente por los instrumentos con 3 bandas (EUVI y EIT). Esto se evidencia en un incremento alrededor del 11 % para la densidad electrónica promedio en la región cerrada quiescente y un incremento alrededor del 15 % de la temperatura media estimada (Figura 4.8).

Las LDEMs multimodales fueron modeladas usando una variedad de combinaciones de gaussianas parcialmente condicionadas, un enfoque similar a Aschwanden & Boerner (2011). El modelo que mejor predice los resultados tomográficos en todas las bandas y regiones coronales, medido por el valor de la medida R (Figuras 4.4 a 4.7), es el modelo G2. Este es una combinación de dos componentes gaussianas, una que denominamos “tibia” y otra “caliente”, de temperaturas centroide promedio bien diferenciadas, de valores $\log \langle T_{0,1} [\text{K}] \rangle = 6.17 \pm 0.02$ y $\log \langle T_{0,2} [\text{K}] \rangle = 6.41 \pm 0.02$. Las barras de error de estas

temperaturas promedio corresponden al análisis de incertezas expuesto en la Sección 4.5. Así, nuestro estudio revela que la LDEM es ubicuamente bimodal en la corona quiescente dentro de la resolución espacial de la malla tomográfica, que es $0.01 R_{\odot} \times 2^{\circ} \times 2^{\circ}$, o aproximadamente $(7 \times 10^3 \text{km}) \times [(2,44 \times 10^4 \text{km})^2]$ para una celda en el ecuador a una altura de $0.1 R_{\odot}$ por encima de la fotosfera.

La dinámica coronal produce errores aleatorios en las emisividades reconstruidas tomográficamente, que no han sido considerados en este trabajo. Para investigar el efecto de la dinámica coronal en la reconstrucción tomográfica se requiere un estudio detallado de reconstrucciones basadas en datos sintéticos generados a partir de modelos coroneales MHD dinámicos con un nivel variable de dinámica. Recientemente, Vibert et al. (2016) completaron un primer estudio de estas características pero para tomografía en luz blanca, en rangos de altura heliocéntrica mayores ($2.3\text{-}6.1 R_{\odot}$). Un estudio de estas características esta más allá de los objetivos de esta tesis y será objeto de esfuerzos futuros utilizando el modelo MHD SWMF (ver Sección 2.2).

Cómo se discutió en la Sección 4.5 nuestros estudios tienen en cuenta las incertezas debido al nivel de regularización de la reconstrucción tomográfica y la incerteza radiométrica relativa de las bandas del telescopio, ambas de naturaleza sistemática. En este contexto, la medida de acuerdo R (definida en la Ecuación (3.42)) es la mejor cuantificación que se puede obtener de la calidad de las predicciones de los diferentes modelos paramétricos, como se mostró en las Figuras 4.5-4.7. Al hacer el análisis de incertezas sistemáticas hallamos que el mejor valor de R es siempre obtenido por el modelo bimodal, sin importar como se perturben las emisividades relativas debido a los errores sistemáticos. Se hace notar que el mejor valor de R no se obtiene debido al número de parámetros libres, ya que otros modelos con el mismo o similar número de parámetros (G4, TH, ATH) no pueden obtener un valor de R tan bueno como el modelo G2. El ingrediente clave del modelo G2, que lo hace obtener el mejor valor de R , es la bimodalidad.

Las densidades de las dos componentes del modelo LDEM bimodal se encuentran altamente correlacionadas tanto en la región abierta como en la región cerrada. La componente tibia del modelo bimodal es dominante en los agujeros coroneales y en la mayor parte de la región cerrada, excepto en las ARs donde la componente tibia es más modesta. La fracción de densidad cuadrática de la componente caliente es 27 % en promedio en la región cerrada quiescente, variando entre 20 y 34 % de acuerdo al análisis de incertezas mostrado en la Sección 4.5. La misma fracción es sistemáticamente menor en la región abierta, siendo

15 % en promedio y variando entre 10 y 20 %. En conclusión, la componente caliente es más importante en regiones densas. La misma tendencia fue hallada en ARs como se muestra en el análisis DEM 2D detallado en la sección anterior.

Las observaciones espectrales permiten estudiar la temperatura del plasma emisor por medio de la técnica EM descrita en la Sección 3.3.2. Si el número de líneas espectrales disponibles es suficientemente grande, la técnica EM es una poderosa herramienta para determinar si el plasma es isotérmico o multitérmico. Estudios sistemáticos de la estructura térmica de la corona solar usando esta técnica han sido recientemente revisados por Feldman & Landi (2008). Ellos concluyen que los análisis EM existentes de la corona sugieren un escenario en que el plasma coronal es una combinación de unas pocas poblaciones aproximadamente isotérmicas con temperaturas bien definidas. Los estudios EM encuentran que los agujeros coronales están caracterizados por temperaturas alrededor de $\log(T [K]) = 5.95 \pm 0.1$, las regiones de corona quiescente por temperaturas alrededor de $\log(T [K]) = 6.15 \pm 0.05$ y las ARs caracterizadas por dos poblaciones diferentes con temperaturas de $\log(T [K]) = 6.15 \pm 0.05$ y $\log(T [K]) = 6.5 \pm 0.1$. Es interesante notar que la temperatura centroide promedio de la componente tibia de la LDEM bimodal hallada en este capítulo coincide con la temperatura característica de la corona quiescente reportada en los análisis EM, mientras que la temperatura centroide promedio de la componente caliente de la LDEM es muy cercana a la temperatura característica de la población caliente encontrada en ARs en los estudios EM. Así, las temperaturas reportadas por estudios EM resultan consistentes con las temperaturas características de las dos poblaciones de las distribuciones bimodales de nuestro estudio.

Los estudios EM donde solo hay una componente tibia (cercana a $T_{0,1}$) en la corona quiescente pueden no haber incluido suficientes líneas calientes o tal vez están centrados en regiones donde la componente caliente (cercana a $T_{0,2}$) era menor. Una señal débil de la componente caliente puede ser también resultado de la integración a lo largo de la LDV que podría mezclar regiones donde la componente caliente es importante con otras regiones más extensas donde domina la componente tibia, dando un peso mayor a esta última en la integración (Landi, comunicación privada). El caso también puede corresponder a que tales estudios EM de corona quiescente correspondan a épocas donde la componente caliente hallada en nuestro estudio DEM (correspondiente a la fase temprana creciente del ciclo solar 24) fuera particularmente débil. En este sentido, Landi & Testa (2014) encontraron que la estructura térmica de los streamers no cambia significativamente a lo largo del

ciclo solar, aunque ellos utilizaron unas pocas mediciones espectroscópicas. Los estudios espectrales integrados en la LDV pueden mostrar consistencia con más de una temperatura característica (Ralchenko et al., 2007). La pregunta en este caso es si la multimodalidad es un artificio de la integración a lo largo de la LDV de diferentes estructuras de gran escala en lugares diferentes. En este contexto, es importante destacar que en nuestros resultados la bimodalidad es una propiedad coronal local, a la escala de la resolución espacial de la malla de cálculo tomográfica.

Cada celda tomográfica es atravesada por un gran número de arcos coronales térmicamente aislados. La LDEM obtenida en una dada celda se debe a la contribución de los muchos segmentos de arco, pequeños y por tanto isotérmicos, que están contenidos en la misma. El hecho que la LDEM en una celda arbitraria es bimodal indica que la misma contiene dos poblaciones de arcos claramente diferentes: i) arcos “tibios” (descritos por la componente tibia del modelo G2) y, ii) arcos “calientes” (descritos por la componente caliente del modelo G2). De acuerdo a nuestros resultados, estos dos tipos de arcos se encuentran ubicuamente en la corona quiescente, siendo una u otra población dominante en una dada región.

Diferentes tipos de fenómenos físicos han sido propuestos como responsables del calentamiento coronal, como disipación de ondas de Alfvén o nanofulguraciones, tanto en ARs (Aschwanden & Boerner, 2011; Schmelz et al., 2010) como en la corona quiescente (Benz & Krucker, 2002; Freij et al., 2014; Hahn & Savin, 2014; Uritsky & Davila, 2014). Se ha sugerido que el calentamiento por nanofulguraciones podría estar operando principalmente a niveles cromosféricos y luego el plasma calentado sería inyectado en la corona, formando las llamadas espículas tipo II (de Pontieu et al., 2007; De Pontieu et al., 2011). Asumiendo este escenario, Klimchuk (2012) ha explorado sus consecuencias observacionales prediciendo las líneas espectrales EUV de Fe. Klimchuk & Bradshaw (2014) han hecho lo mismo de forma numérica. Ambos estudios han encontrado fuertes discrepancias con las observaciones (de hasta uno o dos ordenes de magnitud) en términos de las intensidades de las líneas y su corrimiento Doppler al azul. Ellos concluyen que las nanofulguraciones cromosféricas solo pueden explicar una fracción muy pequeña del calentamiento coronal y, por ende, este mecanismo debe estar actuando localmente en la corona. Más aún, basado en consideraciones geométricas y de liberación de energía, Klimchuk (2015) estimó que la frecuencia típica de las nanofulguraciones de la corona quiescente deben ser del orden de 200 segundos. En dicho escenario, las temperaturas estables de la corona quiescente son

explicadas en términos de nanofulguraciones omnipresentes de alta frecuencia ocurriendo de forma constante con un suministro continuo de energía magnética libre debido al forzado de las líneas magnéticas corales por el movimiento convectivo del plasma en la base de las mismas.

Asumiendo su naturaleza coronal, el calentamiento por nanofulguraciones del plasma de la corona quiescente ocurre azarosamente dentro del volumen de una dada celda tomográfica, mezclando “hebras” magnéticas vecinas dentro de cada arco coronal, dentro de una dada celda tomográfica. En dicho escenario es esperable una distribución de temperaturas ancha en cada arco magnético (Aschwanden & Boerner, 2011; Klimchuk, 2006), que debería ser detectada por la LDEM de la celda tomográfica. De hecho, ya que la LDEM provee una descripción promediada en el tiempo de la termodinámica de los arcos que atraviesan la corona quiescente, y el resultado en cada celda tomográfica es un promedio en si mismo del plasma contenido en dicha celda, resulta razonable esperar que la LDEM en cada celda resulte muy bien descripta por una distribución unimodal y ancha, como el modelo TH o el modelo ATH (ver Figura 3.5). Concluimos que la bimodalidad observada de la LDEM de la corona quiescente resulta difícil de ser explicada en un escenario de calentamiento por nanofulguraciones.

La componente tibia de la LDEM es una descripción promedio de la termodinámica de la población de arcos tibios en una dada celda, mientras que la componente caliente es una descripción promedio de los arcos calientes dentro de la misma celda. En un escenario donde domine el calentamiento por disipación de ondas, la razón para tener arcos vecinos tibios y calientes dentro de una dada celda se halla en condiciones de contorno inhomogeneas en la cromósfera, donde los arcos están anclados y ocurre la inyección de energía de las ondas. Estas inhomegeneidades podrían permitir una inyección de mayor energía en ondas dentro de ciertos arcos (los calientes) y de menor energía en otros (los tibios). En este contexto, especulamos que la bimodalidad observada de la LDEM podría ser el resultado de algún tipo de efecto de selección termodinámico, permitiendo que solo arcos con ciertas características específicas (con cierto grado de variabilidad) sean estables.

La bimodalidad es aún más fuerte en ARs, pero la tomografía no es adecuada para el estudio de estas regiones altamente dinámicas. En la Sección 4.6 mostramos como puede desarrollarse un análisis DEM 2D a partir de un conjunto de imágenes instantáneas usando los mismos modelos paramétricos de la LDEM (Ecuación 3.31). Desarrollamos tal estudio para una AR específica de muestra usando imágenes en todas las bandas del conjunto AIA-

4, asumiendo el modelo G2 para la DEM. Estudiamos el núcleo de la AR y su alrededor difuso, seleccionando las regiones de forma similar a un estudio reciente desarrollado por Narukage et al. (2014) que usa MCMC para inferir curvas DEM. Nuestros modelos DEM en la AR y su región difusa exhiben muchas similitudes con los obtenidos por Narukage et al. (2014). Los modelos de Narukage et al. (2014) son típicamente bimodales, con valores de centroides y de amplitudes similares a los correspondientes a nuestros resultados. Además, ambos modelos muestran una bimodalidad más fuerte en el núcleo de la AR que en los alrededores con centroide y área de la componente caliente aumentando a medida que se ingresa al núcleo de la AR (ver Figura 4.14). Esta comparación sirve como una validación de los modelos paramétricos de la LDEM usados en este estudio de DENT. También da apoyo a la presencia ubicua de LDEM bimodales en la corona quiescente como propiedad física real que los modelos de calentamiento deben poder reproducir, especialmente cuando son integrados sobre la resolución espacial y temporal de la técnica tomográfica.

Capítulo 5

Estudio global: Variación de la estructura termodinámica de la corona quiescente con el nivel de actividad

En este capítulo combinamos en forma original el análisis DMT (capítulo 3) con modelos potenciales de campo magnético coronal (Capítulo 2) para estudiar la presencia de distintos tipos de estructuras térmicas en la corona quiescente y su evolución temporal en torno del último mínimo de actividad entre los Ciclos Solares 23 y 24. Mostramos la existencia de dos tipos de arcos magnéticos coronales con características termodinámicas diferentes. Encontramos arcos en los que la temperatura crece con la altura, a los que denominamos “up”, y arcos en los que la temperatura decrece con la altura, que denominamos “down”. Estudiamos sus propiedades físicas; en particular, hallamos que los arcos down tienen valores del parámetro de plasma $\beta \gtrsim 1$ mientras que los arcos up tienen $\beta < 1$. Además, encontramos que la presencia de los arcos down se anticorrelaciona con el nivel de actividad solar. Proponemos un escenario de calentamiento coronal en el que la presencia de arcos up y down se debe a mecanismos de disipación de ondas de Alfvén que operan de forma diferente en función del valor de β en la base de los arcos.

5.1. Introducción

Para avanzar en el conocimiento de la atmósfera solar y de sus mecanismos de calentamiento se requiere evidencia observacional de su estructura termodinámica. La combinación de DMT con modelos del campo magnético coronal permite obtener los perfiles de densidad y temperatura de los arcos magnéticos de la baja corona (debajo de $1.25 R_{\odot}$). Este enfoque, denominado Michigan Loop Diagnostic Technique (MLDT), fue aplicado por primera vez en Huang et al. (2012) al estudio de la CR 2077, durante el mínimo solar entre los Ciclos Solares (SCs, por sus siglas en inglés) 23 y 24. Al estar basado en reconstrucciones tomográficas, el enfoque es apropiado para el estudio de las regiones estables de la corona, como la corona quiescente, donde los arcos magnéticos individuales no pueden ser identificados a partir de imágenes EUV o de rayos X. Evaluando la temperatura tomográfica a lo largo de una gran cantidad de líneas de campo magnético de un modelo global PFSS (Sección 2.2), Huang et al. (2012) hallaron estructuras en las que la temperatura disminuye con la altura. Estos arcos fueron denominados “down” y se encontró que eran característicos de las regiones ecuatoriales, estando localizados en un rango de latitudes de $\pm 30^{\circ}$. En latitudes más altas la mayoría de los arcos tienen un perfil de temperatura que crece con la altura. Estos arcos fueron denominados “up”. Krishna Prasad et al. (2013) hallaron evidencia observacional de arcos con temperatura decreciente con la altura analizando regiones del limbo solar en el mismo rango de alturas que Huang et al. (2012) (1.0 a $1.2 R_{\odot}$) a partir del cociente de líneas espectrales UV.

Los arcos down fueron predichos teóricamente asumiendo que el calentamiento está concentrado en las bases del arco y el ápice es calentado por conducción térmica (Aschwanden & Schrijver, 2002; Serio et al., 1981).

Sin embargo, estos estudios teóricos indicaban que los arcos down son inestables y que la gran mayoría de los arcos coroneales tienen temperaturas crecientes con la altura, alcanzando su temperatura máxima en el ápice. Esta discrepancia entre los estudios teóricos y los resultados originales de Huang et al. (2012) se debe a que los primeros están focalizados en arcos magnéticos de ARs y los arcos down fueron hallados en un período de mínimo solar (CR 2077) y se ubican en regiones quiescentes. La población de arcos down observada en la CR 2077 podría estar relacionada con la configuración magnética global relativamente simple (principalmente dipolar) de dicho período o también a una intensidad de campo magnético más débil. En la sección final de este capítulo discutiremos estudios teóricos recientes que predicen ambos tipos de estructuras térmicas.

La pregunta que surge entonces es: ¿Es la estructura térmica observada (up/down) fuertemente dependiente del nivel de actividad y complejidad de la corona solar? Esto motiva el estudio presentado en este capítulo, en el cual analizamos la estructura termodinámica de la corona quiescente para numerosas rotaciones (11) que abarcan el último mínimo solar, la fase de descenso previa del SC 23 y la fase de ascenso del SC 24. Para modelar el campo magnético utilizamos la extrapolación PFSS descrita en la Sección 2.2. Nuestro estudio revela que la población de estructuras tipo down se anticorrelaciona con el nivel de actividad de la corona, incrementándose en el mínimo profundo cuando la estructura magnética es más simple, y caracterizándose por valores del parámetro de plasma β mayores al de las estructuras tipo up. Discutimos la implicancia de estos resultados para los modelos de calentamiento de la corona quiescente y proponemos un escenario físico de calentamiento coronal capaz de explicar las características termodinámicas observadas.

5.2. Períodos analizados y datos

5.2.1. Rotaciones seleccionadas

Para analizar la evolución de la distribución de arcos up/down alrededor del último mínimo solar, extendimos el estudio realizado por Huang et al. (2012) a 11 rotaciones entre las CRs 2055 y 2106. La Figura 5.1 muestra el número mensual de manchas solares (puntos negros) para los SCs 23 y 24 provistas por el *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA) *Space Weather Prediction Center*. La curva azul en el número mensual de manchas solares suavizado, provisto por el *International Space Environment Service* (ISES)¹. Teniendo en cuenta la Figura 5.1 como referencia, analizamos específicamente las siguientes once CRs: 2055, 2065, 2068, 2071, 2074, 2077, 2078, 2081, 2084, 2099 y 2106. La primera corresponde a abril de 2007 mientras que la última corresponde a enero-febrero de 2011. Hay un período de un año que muestra un número de manchas mensual virtualmente nulo (menos que 3), de julio de 2008 a junio de 2009 (ver Figura 5.1), período al que de aquí en adelante nos referiremos como “mínimo profundo”. Cinco de las rotaciones analizadas fueron elegidas dentro o cerca de este período: CRs 2071 (junio-julio 2008), 2077 (noviembre 2008), 2078 (enero 2009), 2081 (marzo-abril 2009) y 2084 (Junio 2009). Las rotaciones 2077, 2078 y 2081 son muestras del centro del mínimo profundo, mientras que las rotaciones 2071 y 2084 son muestras del final de la fase de descenso y el

¹URL: <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/weekly/RecentIndices.txt>

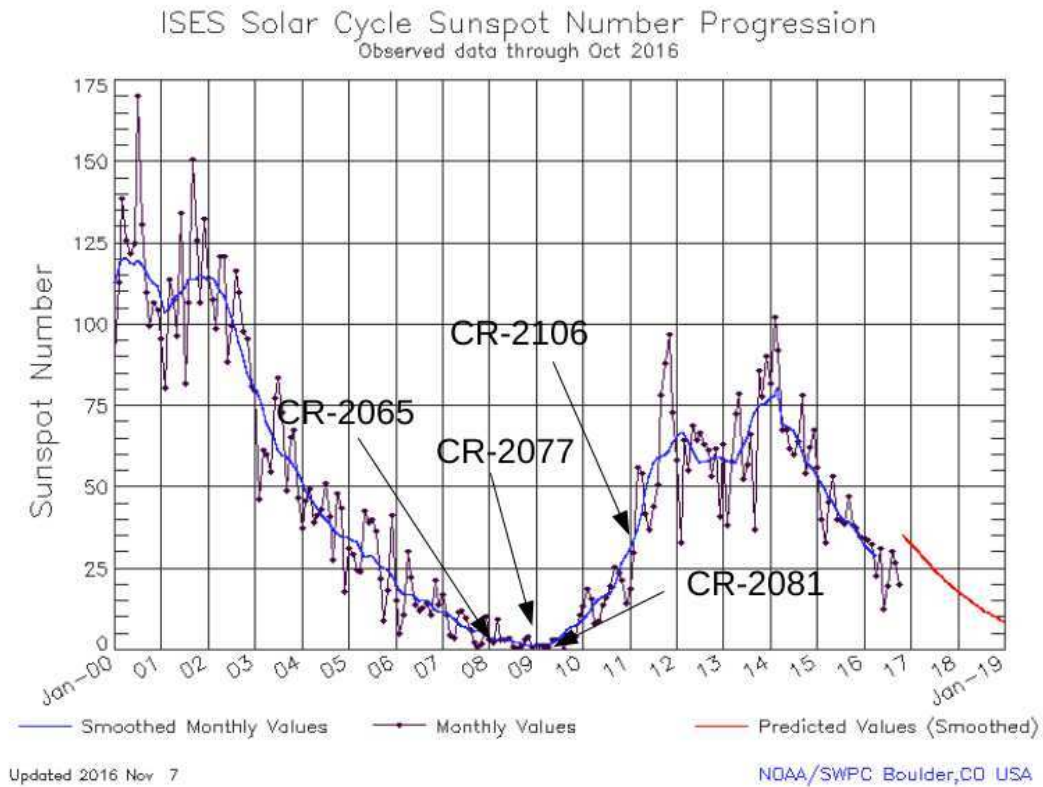


Figura 5.1: Número mensual de manchas solares para los SCs 23 y 24, provisto por el *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA) *Space Weather Prediction Center* (reproducido de <http://www.swpc.noaa.gov/SolarCycle/>). La curva azul es el número mensual de manchas solares suavizado provisto por el *International Space Environment Service* (ISES). Indicamos los puntos que corresponden a cuatro rotaciones cuyo análisis se detalla en la Sección 5.4.

principio de la subsecuente fase de ascenso, respectivamente.

5.2.2. Datos utilizados

Para cada rotación el análisis DMT fue desarrollado con imágenes tomadas por el instrumento EUVI a bordo de la nave B de la misión STEREO. El modelo PFSS de cada rotación fue calculado usando como condición de contorno el correspondiente magnetograma sinóptico del MDI a bordo de la nave SoHO. Ya que la última rotación para la cual el MDI provee de magnetogramas sinópticos es la CR 2104, hemos usado para la CR 2106 un magnetograma sinóptico provisto por el observatorio NSO/GONG.

Hemos comparado los resultados MLDT usando alternativamente modelos PFSS basados en magnetogramas de GONG y MDI para 2 rotaciones donde ambas fuentes de magnetogramas estaban disponibles: la CR 2065 de la fase de descenso de SC 23 y la CR 2078 del mínimo profundo. Al evaluar los resultados DMT a lo largo de las líneas magnéticas hemos hallado que no existen diferencias significativas en los resultados estadísticos, indicando claramente que la geometría magnética es muy similar en los modelos de una misma rotación basados en fuentes de magnetogramas diferentes.

5.2.3. Nivel de regularización tomográfica

Para todas las reconstrucciones tomográficas hemos elegido un parámetro de regularización (Sección 3.2.2) $p = 1.0$, un valor típico para el tamaño de las imágenes y la malla tomográfica utilizada (Frazin et al., 2009). En este trabajo investigamos el efecto del nivel de regularización de los resultados. Para las CRs 2065, 2081, 2084, 2106, distribuidas en el mínimo profundo y las fases de ascenso y descenso, hemos calculado la incerteza en la fracción de arcos up y down debido al nivel de regularización de la reconstrucción tomográfica. Para cada una de estas rotaciones variamos el parámetro de regularización en un rango apropiado de valores $p = 1.0 \pm 0.5$ (Frazin et al., 2009; Vásquez et al., 2010, 2011). Para cada rotación calculamos la fracción de arcos up y down para los diferentes niveles de regularización y utilizamos dichos valores para calcular su incerteza. Hallamos que la misma es del orden del 8%. Huang et al. (2012) mostraron que los resultados estadísticos en las poblaciones up/down son también robustos a la incerteza de la calibración radiométrica relativa de los canales de EUVI. Así, como en el capítulo anterior, los resultados que mostramos son robustos frente a las incertezas en el parámetro de regularización y a las incertezas de la calibración radiométrica relativa.

5.3. Análisis MLDT

La técnica MLDT combina la reconstrucción de la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica con un modelo magnético global de la corona. Hasta el momento solo se han usando modelos potenciales, pero la técnica se puede extender fácilmente a otros tipos de modelos magnéticos globales. La combinación de los productos de DENT con el modelo PFSS permite la determinación de la densidad y temperatura electrónica a lo largo de las líneas de campo magnético individuales de la corona global.

Como se mencionó en la Sección 3.2 la malla tomográfica cubre un rango de alturas de 1.00 a $1.25 R_{\odot}$. Dependiendo de las estructuras coronales específicas que atraviesen las LDVs asociadas a píxeles cercanos al limbo, las mismas pueden estar afectadas por efectos de emisión ópticamente gruesa. Debido a ello los píxeles cuyo radio proyectado se encuentra en un rango $\sim \pm 0.02 R_{\odot}$ en torno del limbo no son utilizados, lo cual implica un condicionamiento débil para la emisividad en las alturas más bajas de la malla tomográfica (Frazin et al., 2009). Por otro lado, dependiendo del ángulo polar observado, la relación señal/ruido es en general demasiado baja para píxeles cuyos radios proyectados son superiores a $\sim 1.2 R_{\odot}$. Debido a ello, los datos DENT son en general confiables en el rango de alturas $[1.02, 1.20] R_{\odot}$.

En el rango de alturas cubiertas por la técnica DENT, el modelo PFSS resulta una descripción adecuada del campo magnético coronal global, excepto en regiones particulares donde las corrientes puedan ser importantes, como por ejemplo, en las inmediaciones de un filamento o encima de una AR. Para obtener las líneas de campo del modelo PFSS de cada rotación generamos un conjunto de puntos iniciales considerando el centro de las celdas tomográficas a la altura de $1.075 R_{\odot}$. De esta forma, tenemos un punto inicial cada 2° en latitud y longitud, y un total de 16200 puntos iniciales. La línea magnética que pasa por cada uno de esos puntos es trazada en ambas direcciones a partir de la Ecuación (2.5), hasta alcanzar la base coronal ($1.0 R_{\odot}$) y/o la superficie fuente ($2.5 R_{\odot}$) como se explica en la Sección 2.2. A lo largo de la línea se conserva un solo punto por celda tomográfica (el correspondiente al valor mediano de las coordenadas). A este punto de la línea se le asigna los valores de los productos DENT, N_e y T_m , correspondientes a la celda tomográfica en la que está localizado.

A fin de estudiar estadísticamente los resultados de la técnica MLDT, los perfiles de densidad y temperatura electrónica son ajustados por funciones lineales y exponenciales, respectivamente, como se detalla a continuación. Esto permite sintetizar el resultado a lo

largo de cada línea por los valores de los parámetros de los ajustes.

Cada línea magnética cerrada del modelo PFSS es dividida en dos *piernas*, definidas como los dos segmentos que conectan el ápice con la fotosfera. El perfil de temperatura DENT $T_m(r)$ es ajustado con una función lineal

$$T_m(r) = a r + b, \quad (5.1)$$

donde la pendiente a y la ordenada al origen b son los dos parámetros libres del ajuste. El parámetro a es el gradiente radial de temperatura dT_m/dr a lo largo de la pierna en el rango de alturas cubierto por la tomografía. Como anticipamos en la Sección 5.1, es el signo de a de un dado arco lo que permite clasificarlo en tipo up o tipo down. Solamente consideramos en nuestros análisis arcos que tengan el mismo signo de a en las dos piernas.

Para cada pierna ajustamos la densidad electrónica DENT usando un modelo hidrostático isotérmico (HSI) (Aschwanden, 2004)

$$N_e(r) = N_{e,0} \exp \left(-\frac{(r - R_\odot)/\lambda_N}{r/R_\odot} \right), \quad (5.2)$$

donde la densidad electrónica basal $N_{e,0}$ y la escala de altura de densidad λ_N son los dos parámetros libres del ajuste.

La calidad de cada ajuste es medida calculando su coeficiente de determinación R^2 .² Como en Huang et al. (2012) los criterios numéricos enumerados a continuación, determinados en base a experimentar con los datos, permiten seleccionar las líneas magnéticas para las cuales los ajustes de las ecuaciones (5.1) y (5.2) son una representación adecuada de los resultados MLDT. Asimismo, seleccionan aquellas líneas para las cuales el gradiente radial de temperatura es definido positivo (up) o negativo (down):

- La línea de campo es cerrada de acuerdo al modelo PFSS.
- Ambas piernas del arco pasan a través de por lo menos 5 celdas de la malla tomográfica con datos utilizables (una celda tomográfica es utilizable si no es ZDA o AEV, ver Secciones 3.2.2 y 4.2, respectivamente, para una definición).
- El gradiente de temperatura del ajuste lineal de ambas piernas del arco tiene el mismo signo.

² $R^2 \equiv 1 - S_{\text{res}}/S_{\text{tot}}$, donde S_{res} es la suma de los residuos al cuadrado y S_{tot} es la suma de la desviación cuadrática de los datos de la media.

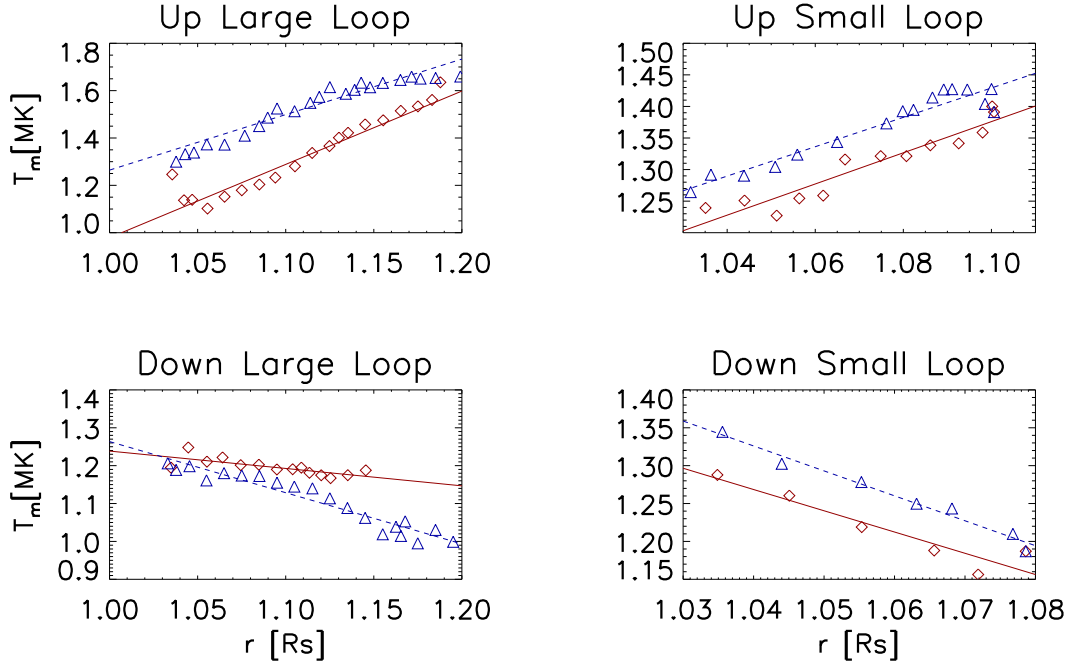


Figura 5.2: Resultados de temperatura del análisis MLDT en cuatro arcos coroneles, dos de tipo “up” (paneles superiores) y dos de tipo “down” (paneles inferiores), uno grande (panel izquierdo) y uno chico (panel derecho) en cada caso (ver texto para las respectivas definiciones). Los triángulos y rombos indican los datos MLDT, mientras que las curvas continua y rayada indican los ajustes de cuadrados mínimos de la función lineal dada por la Ecuación (5.1) para cada pierna.

- La calidad del ajuste lineal de temperatura es $R^2 > 0.5$ para ambas piernas del arco.
- La calidad del ajuste HSI de densidad es $R^2 > 0.9$ para ambas piernas del arco.

Los arcos cerrados son a su vez separados en dos categorías para su análisis, “grandes” o “chicos”, definidos como aquellos para los cuales la altura de su ápice es mayor o menor que la máxima altura de los datos tomográficos ($1,2 R_{\odot}$), respectivamente. A modo de ejemplo, las Figuras 5.2 y 5.3 muestran los resultados del análisis MLDT a lo largo de cuatro arcos, dos de tipo “up” y dos de tipo “down”, mostrando un caso grande y otro chico en ambos casos. En cada figura se indican con diamantes y triángulos los datos MLDT de cada pierna y en trazo continuo y rayado los respectivos ajustes de cuadrados mínimos.

A fin de mostrar una síntesis cualitativa global del análisis MLDT, la Figura 5.4 mues-

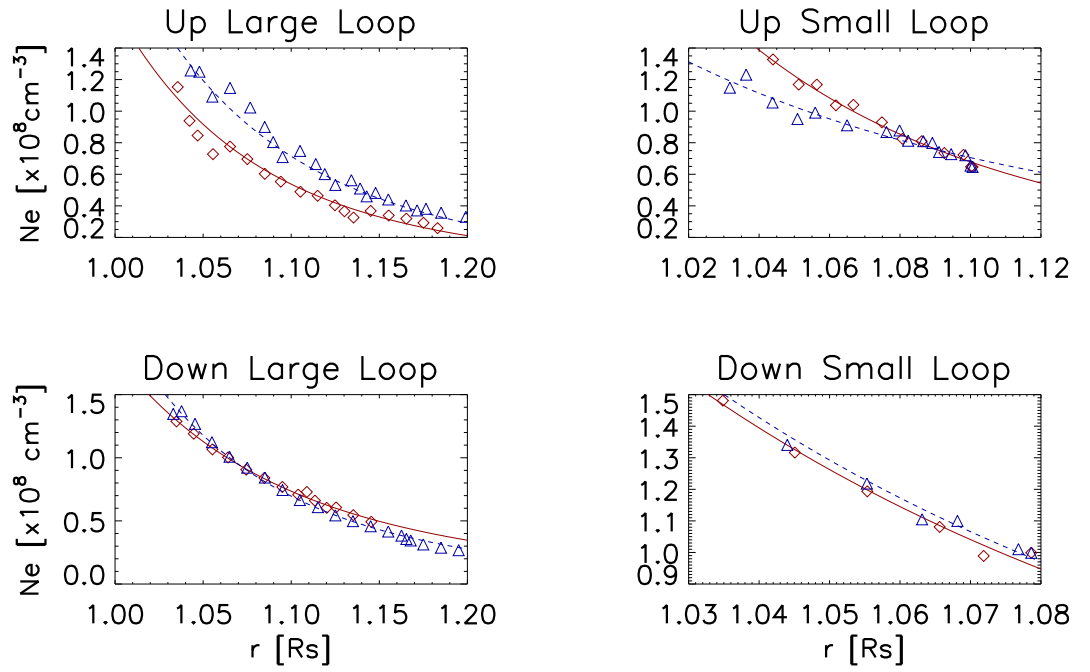


Figura 5.3: Para los mismos cuatro arcos analizados en la Figura 5.2, se muestran los resultados de densidad electrónica del análisis MLDT y los ajustes de cuadrados mínimos de la función exponencial dada por la Ecuación (5.2).

tra una visualización 3D para la CR 2081 de los arcos up (rojo) y down (azul). Puede apreciarse como las latitudes ecuatoriales del streamer están dominadas por arcos tipos down, mientras que los arcos tipo up se encuentran anclados a latitudes mayores. Para la misma rotación, la Figura 5.5 muestra una imagen de la temperatura promedio a lo largo de la LDV (ver Ecuación (3.30)), obtenida por análisis DEM 2D, correspondiente al mismo ángulo de visión que la Figura 5.4. El análisis DEM 2D se obtuvo a partir de imágenes simultaneas de EUVI-B, utilizando la técnica descrita en la Sección 3.3.2. Las flechas indican el gradiente 2D en diferentes ubicaciones de la imagen. Cerca de los limbos se pueden observar gradientes decrecientes, consistentes con la presencia de arcos down. Este resultado muestra la existencia de estructuras tipo down en forma independiente de los resultados tomográficos.

Finalmente, la presión también es calculada a lo largo de cada línea de campo usando $P = C N_e T_m$, donde $C = k_B[(2 + 3A)/(1 + 2A)]$ y $A = N(He)/N(H) \approx 0.08$ es el cociente asumido de las abundancias de He e H. Se aplica también un ajuste HSI al perfil de presión

$$P(r) = P_0 \exp\left(-\frac{(r - R_\odot)/\lambda_P}{r/R_\odot}\right), \quad (5.3)$$

donde P_0 y λ_P son la presión basal y la escala de altura de presión, respectivamente, parámetros libres del ajuste a determinar en cada pierna. Usando P y la intensidad del campo magnético del modelo PFSS calculamos el parámetro de plasma $\beta = P/P_{mag}$ a lo largo de cada pierna, donde $P_{mag} = B^2/8\pi$.

5.4. Análisis comparativo de resultados

En esta sección analizamos los resultados correspondientes a las 11 rotaciones seleccionadas en la Sección 5.2.1. Exponemos en detalle los resultados para dos rotaciones del mínimo profundo (CRs 2077 y 2081) y para dos rotaciones de la fase de descenso y ascenso (CRs 2065 y 2106 respectivamente) y resumimos los resultados para las 11 rotaciones.

La Figura 5.6 muestra los resultados correspondientes al análisis de las rotaciones del mínimo profundo. Los paneles superiores muestran mapas de Carrington de la temperatura electrónica DEMT T_m a una altura de $1.075 R_\odot$ representativa de resultados medios de todas las alturas. Las regiones negras corresponden a ZDAs y las regiones blancas a AEVs (ver las Secciones 3.2.2 y 4.2, respectivamente, para una definición). Los paneles medios muestran la distribución espacial de los arcos up (naranja y rojo) y down (celeste y azul) a $1.075 R_\odot$ y los paneles inferiores muestran lo mismo a $1.0 R_\odot$. En cada panel la curva negra

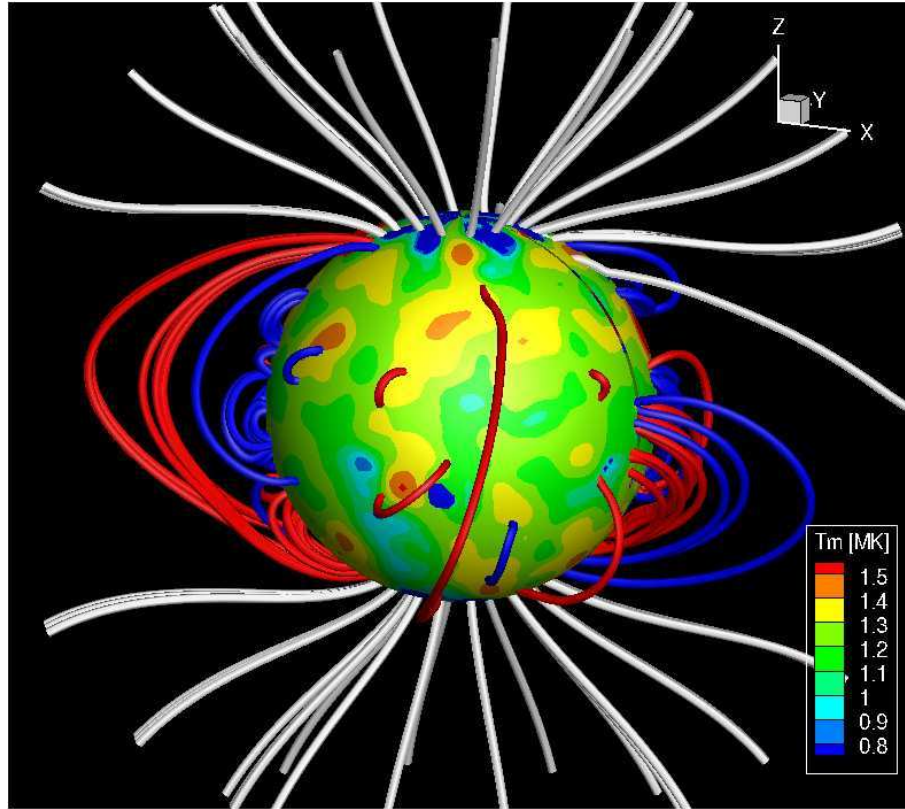


Figura 5.4: Representación 3D de la geometría de los arcos up (rojo) y down (azul) para la CR 2081. La longitud de Carrington central es 118° . La superficie esférica tiene un radio de $1.035 R_\odot$ y muestra la temperatura electrónica tomográfica T_m en la escala de colores indicada en la figura.

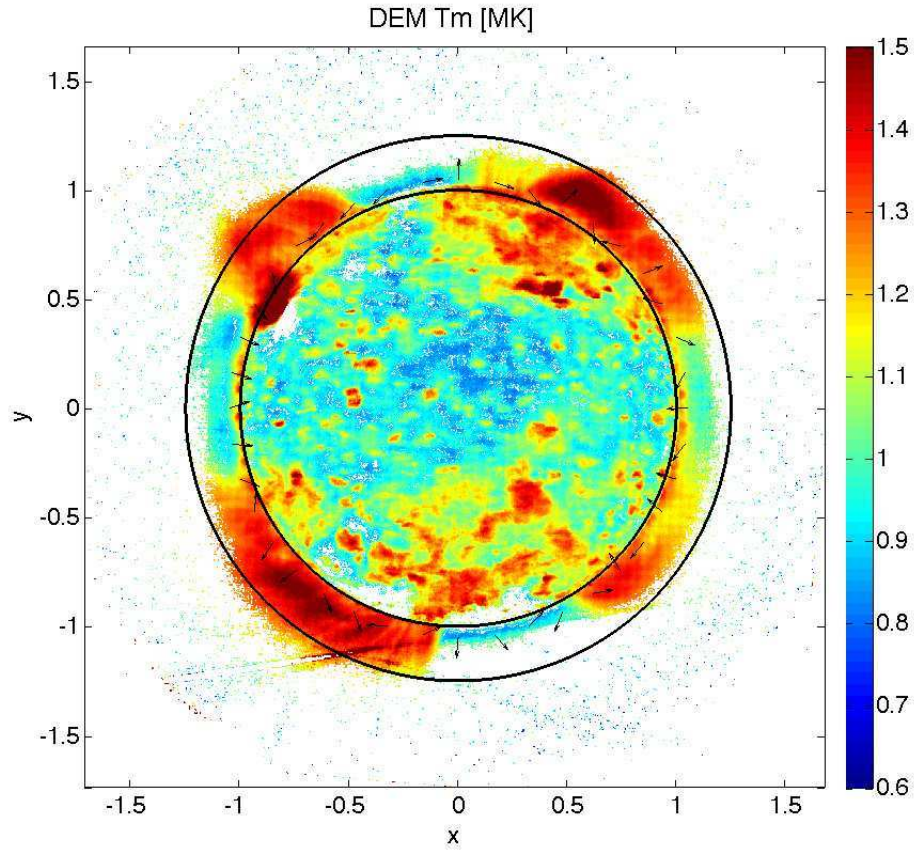


Figura 5.5: Determinación de la DEM sin tomografía para un promedio de seis imágenes (una por hora) tomadas con EUVI-B entre las 6:00 y 12:00 UT del 24 de marzo de 2009 (CR 2081). La imagen corresponde al mismo ángulo de visión de la Figura 5.4. Se muestra la temperatura promedio a lo largo de la LDV (ver Ecuación (3.30)). Las flechas negras indican la dirección del gradiente 2D de la temperatura en la imagen.

gruesa representa, a la altura correspondiente, la frontera entre las líneas de campo abiertas y cerradas de acuerdo al modelo PFSS de dicha rotación. En los paneles superiores las líneas negras/blancas delgadas son contornos de nivel de la intensidad de campo magnético con polaridad negativa/positiva. En los paneles medios e inferiores se representan en rojo y azul las regiones atravesadas por arcos cuyos ápices sean mayores a $1.2 R_{\odot}$ (arcos grandes), mientras que las regiones atravesadas por arcos cuyos ápices sean menores a $1.2 R_{\odot}$ (arcos chicos) se representan en celeste y naranja. Las regiones blancas son excluidas de nuestros análisis ya que son atravesadas por arcos que no cumplen con las condiciones enumeradas en la Sección 5.3.

La Figura 5.6 muestra que en el mínimo profundo los arcos down resultan ubicuos en las latitudes bajas del streamer, mientras que los arcos up dominan sus latitudes intermedias más cercanas a la frontera abierto/cerrado.

Las características estadísticas de las estructuras térmicas up y down son detalladas en la Figura 5.7. Para las CRs 2077 (izquierda) y 2081 (derecha). Los paneles superiores muestran histogramas de frecuencia del gradiente radial de temperatura dT_m/dr obtenido del ajuste lineal (Ecuación (5.1)), midiendo la fracción relativa de la población de arcos up y down. Los paneles medios e inferiores muestran histogramas de frecuencia de la distribución latitudinal de los arcos up y down respectivamente. La latitud media de los arcos down y up es altamente simétrica en torno del ecuador, con valores medios dentro de $\sim 3^\circ$ del mismo. La distribución de arcos down es unimodal y alcanza su máximo en el ecuador. La distribución de arcos up es bimodal, con máximos a latitudes medias en cada hemisferio y su mínimo en el ecuador.

La Figura 5.8 es similar a la Figura 5.6 pero para las CRs 2065 (paneles izquierdos) y 2106 (paneles derechos), correspondientes a la fase de descenso del SC-23 y a la fase de ascenso del SC-24 respectivamente. La población de arcos down disminuye al compararla con la correspondiente a las rotaciones de mínimo profundo, mientras que la población de arcos up se incrementa. La distribución latitudinal de arcos up y down es similar a la de las rotaciones de mínimo profundo como se ve en la Figura 5.9. La latitud media esta alrededor de $\sim 6^\circ$ del ecuador para arcos down y alrededor de $\sim 15^\circ$ para arcos up. Estos mayores apartamientos del ecuador, al comparar con las rotaciones de mínimo profundo, son consistentes con una progresiva perdida de la simetría de la estructura coronal durante estas rotaciones más activas (especialmente para la CR 2106 que muestra mayores apartamientos del ecuador).

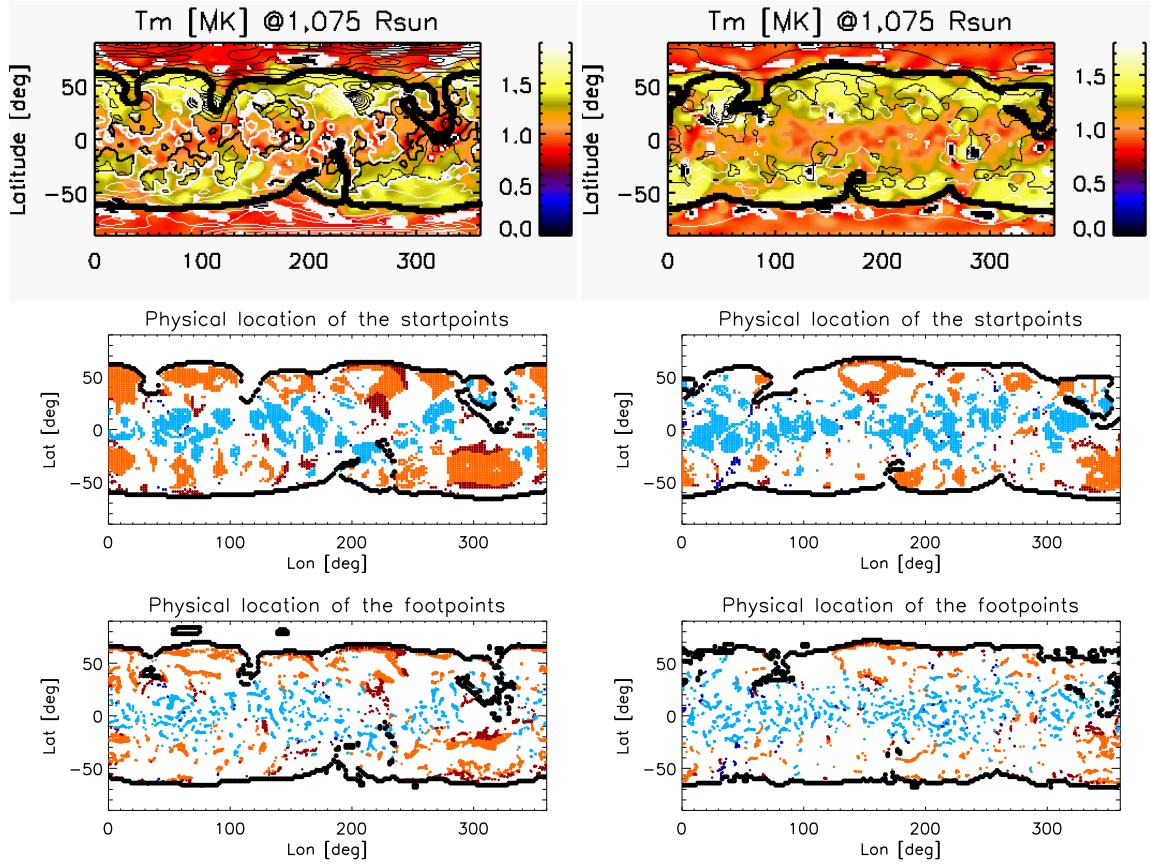


Figura 5.6: Estructura térmica de la corona global durante las CRs 2077 (izquierda) y 2081 (derecha) según el análisis MLDT. Paneles superiores: mapas de Carrington de T_m a $1.075 R_{\odot}$. Paneles intermedios: distribución espacial de los arcos up chicos/grandes (naranja/rojo) y down chicos/grandes (celeste/azul) a $1.075 R_{\odot}$. Paneles inferiores: distribución espacial de los arcos up y down a $1.0 R_{\odot}$. En todos los paneles la curva negra gruesa representa la frontera abierto/cerrado del modelo PFSS a la altura correspondiente.

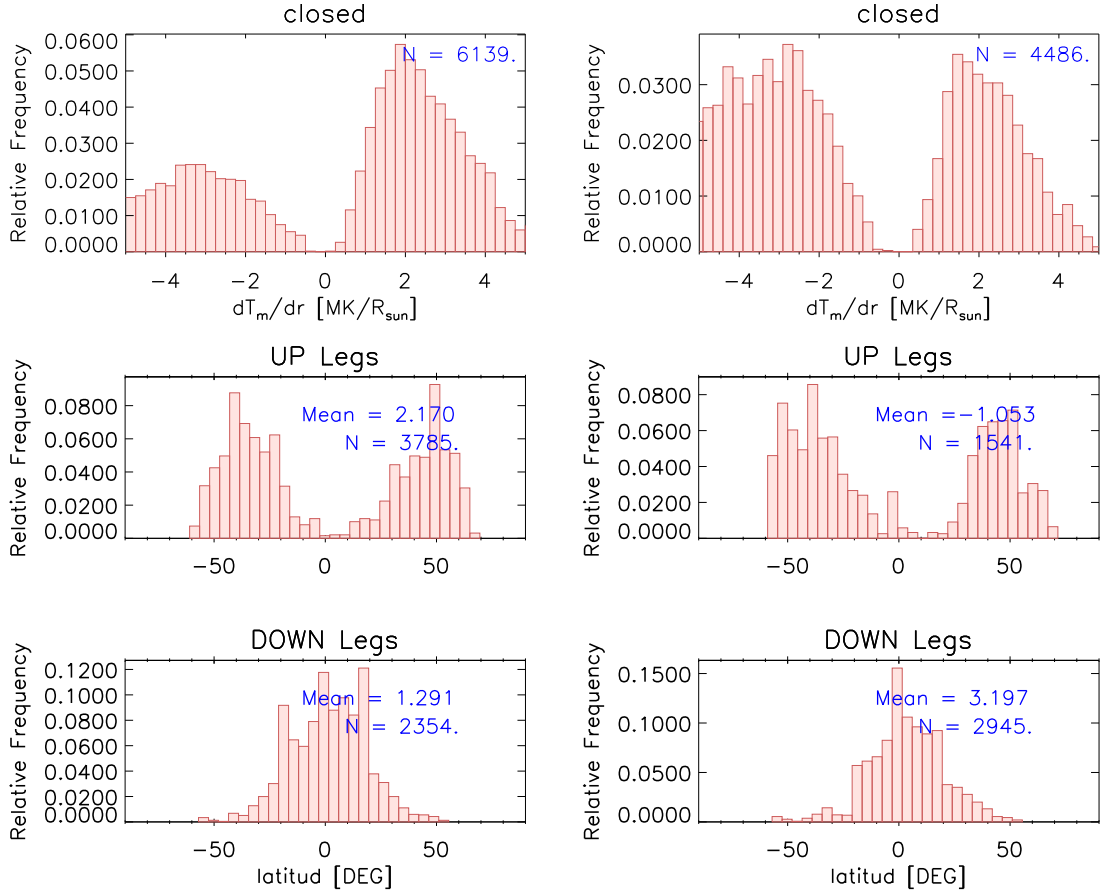


Figura 5.7: Estadísticas de las estructuras térmicas up y down durante las CRs 2077 (izquierda) y 2081 (derecha). Los paneles superiores muestran histogramas de frecuencia del gradiente radial de temperatura en la región cerrada. Los paneles medios e inferiores muestran histogramas de frecuencia de la distribución latitudinal a $1.075 R_{\odot}$ de las piernas de los arcos up y down respectivamente. En cada panel se indica el número total N de piernas contabilizadas.

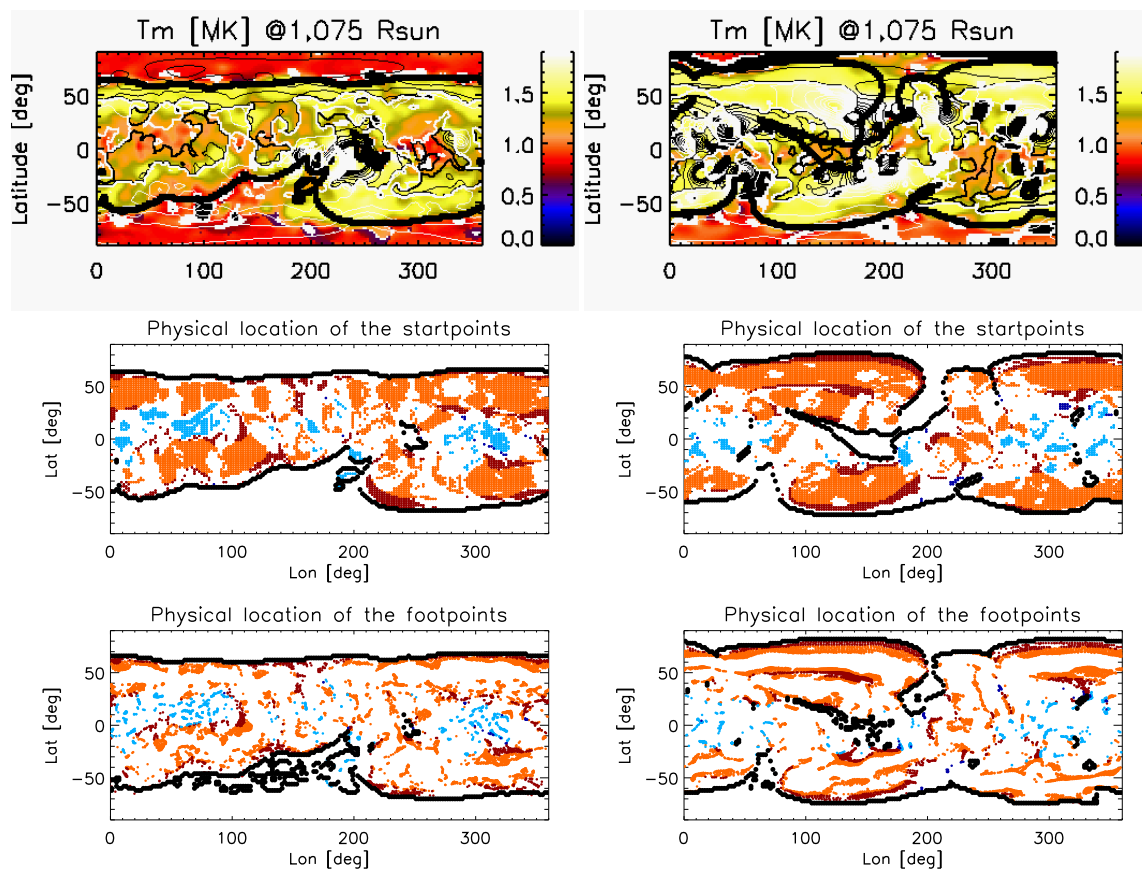


Figura 5.8: Equivalente a la Figura 5.6 para las CRs 2065 (izquierda) y 2106 (derecha).

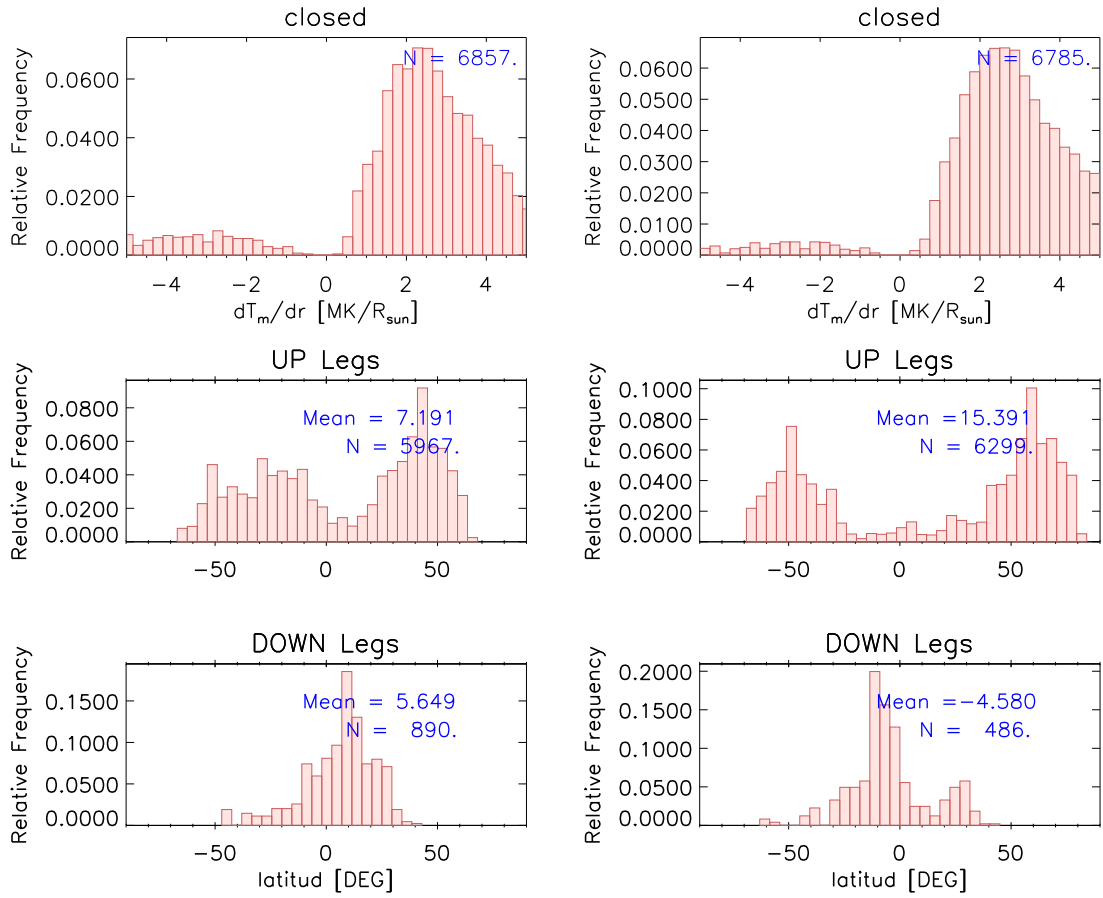


Figura 5.9: Equivalente a la Figura 5.7 para las CRs 2065 (izquierda) y 2106 (derecha).

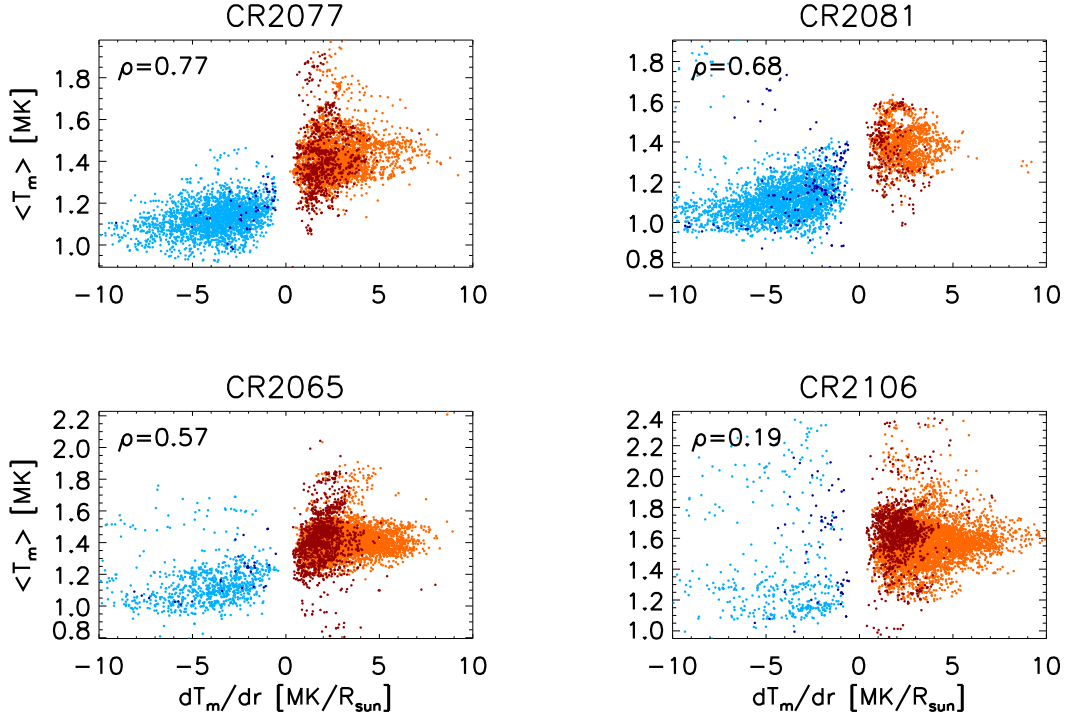


Figura 5.10: Gráficos de dispersión de dT_m/dr versus la temperatura promedio a lo largo de cada pierna $\langle T_m \rangle$ para las rotaciones mostradas en la Figura 5.6 (paneles superiores) y para las rotaciones mostradas en la Figura 5.8 (paneles inferiores). En cada gráfico de dispersión se indica el coeficiente de correlación de Pearson de toda la población. El código de color diferencia los cuatro tipos de arcos: up chico (naranja), up grande (rojo), down chico (celeste) y down grande (azul).

Al comparar los paneles superiores con los paneles medios de la Figura 5.6, se observa que los arcos up tienden a estar algo más calientes que los arcos down. Lo mismo se observa en la Figura 5.8. La figura 5.10 muestra esta tendencia de forma cuantitativa, graficando para cada rotación el gráfico de dispersión de dT_m/dr versus la temperatura promedio a lo largo de cada pierna ($\langle T_m \rangle$). Para las rotaciones de mínimo profundo, CRs 2077 y 2081, el cociente del promedio de $\langle T_m \rangle$ de los arcos up sobre el promedio de los arcos down es 1.26 y 1.23 respectivamente.

La Tabla 5.1 resume la información estadística para las cuatro rotaciones mostradas. Todas las cantidades son calculadas separadamente para arcos up y down, discriminando

estos además en chicos y grandes. Indicamos el número total de piernas analizadas, la fracción localizada en latitudes bajas (dentro de la banda de $\pm 30^\circ$) y en latitudes medias (fuera de esta banda). También indicamos los valores promedio (sobre todas las piernas de cada tipo de arco) de la longitud del arco (L), de los parámetros del ajuste HSI de densidad electrónica ($N_{e,0}$, λ_N) y de presión (P_0 , λ_P). Finalmente, indicamos el valor promedio del gradiente radial de temperatura $a = dT_m/dr$.

Para todas las rotaciones la mayoría de los arcos up y down son chicos. La gran mayoría de los arcos down chicos (más del 91 %) están ubicados dentro de un rango de latitudes de $\pm 30^\circ$. Además, los porcentajes de arcos up chicos localizados fuera de este rango de latitudes es mayor al 75 % en 3 rotaciones y mayor a 61 % en un caso. Para arcos up grandes, más de la mitad de la población cae fuera del rango $\pm 30^\circ$ y la gran mayoría de los arcos down grandes se encuentran dentro de ese rango (excepto para la CR 2106, donde el número de arcos en dicho rango es muy pequeño).

Podemos resaltar ciertas diferencias entre los diferentes tipos de arcos. Como fue explicado en Huang et al. (2012), los arcos up están caracterizados por $\lambda_P > \lambda_N$, mientras que lo opuesto ocurre para arcos down. Mientras que el promedio de la escala de altura de densidad de los arcos up es algo mayor a la correspondiente a los arcos down para todas las rotaciones, las diferencias en el promedio de la escala de altura de presión de los arcos up frente al de los arcos down es notablemente mayor (ver Tabla 5.1). Esto es una consecuencia de $P \propto NT$ y del comportamiento opuesto de $T(r)$ para arcos up y down. El cociente de la escala de altura de presión de arcos up sobre arcos down varía entre 1.6 y 1.9 para arcos chicos y grandes, respectivamente, en todas las rotaciones.

La Figura 5.11 muestra gráficos de dispersión de dT_m/dr versus λ_P para las cuatro rotaciones mostradas en la Figura 5.10. Se indica el coeficiente de correlación de Pearson (ρ) para las poblaciones up y down. Para los arcos down la relación entre el gradiente radial de temperatura y la escala de altura de presión es fuertemente lineal, con un coeficiente de correlación mayor a 0.7 para todas las rotaciones. Esto es esperable ya que mayores gradientes de temperatura (negativos) generan un decrecimiento de la presión más rápido y por ende una escala de altura de presión menor. En el caso de los arcos up, el efecto del gradiente de temperatura positivo se contrarresta con el decrecimiento de la densidad, exhibiendo esta población de arcos un coeficiente de correlación menor.

El promedio de la escala de altura de los arcos grandes es algo más grande que el correspondiente a los arcos chicos (ver Tabla 5.1). Para arcos up el cociente entre la escala

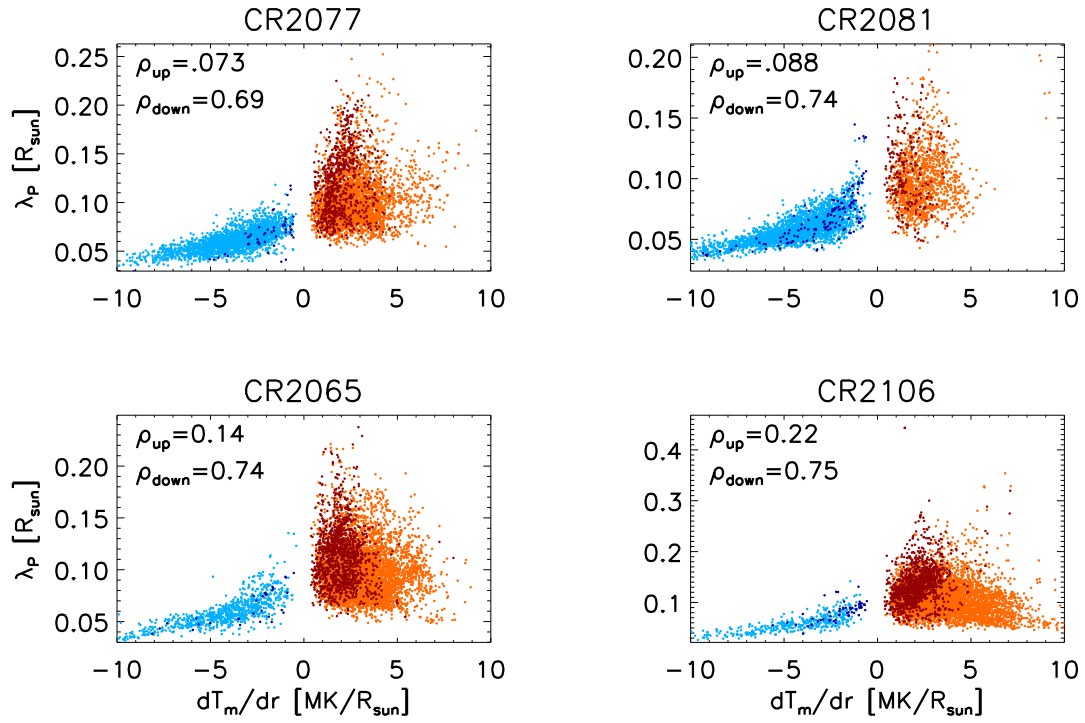


Figura 5.11: Gráficos de dispersión del gradiente radial de temperatura dT_m/dr versus la escala de altura de presión λ_P , para las mismas rotaciones mostradas en la Figura 5.10. Se utiliza el mismo código de color par distinguir las diferentes poblaciones de arcos. El coeficiente de correlación de Pearson de la poblaciones de arcos up y down es indicado para cada rotación.

de altura de densidad λ_N de los arcos grandes sobre la de los arcos chicos es ~ 1.2 . Para arcos down el cociente de la escala de altura de densidad λ_N de los arcos grandes sobre el correspondiente a los arcos chicos es ~ 1.08 , mientras que el cociente de los respectivos promedios de la escala de altura de presión λ_P es ~ 1.18 . Se pueden observar diferencias más notables entre arcos grandes y chicos en el gradiente radial de temperatura dT_m/dr . El mismo muestra valores más grandes para arcos chicos (ver Tabla 5.1). Para arcos up el cociente de el promedio de dT_m/dr sobre el correspondiente a los arcos chicos es ~ 1.55 . Para arcos down dicho cociente es ~ 1.73 . Finalmente, para las diferentes rotaciones analizadas alrededor del mínimo solar no encontramos una variabilidad marcada en los valores promedio de los parámetros de ajuste.

La Figura 5.12 muestra gráficos de dispersión de dT_m/dr versus el parámetro de plasma promedio a lo largo de cada pierna $\langle\beta\rangle$. Mientras que los arcos down tienen una tendencia a valores de $\beta \gtrsim 1$, los arcos up están caracterizados por valores de $\beta < 1$. Gráficos similares a alturas más bajas de la malla tomográfica, así como en el ápice de los arcos, muestran la misma tendencia.

Para las rotaciones mostradas en la Figura 5.12 la Tabla 5.2 resume las mediana y la desviación estándar de $\langle\beta\rangle$. También muestra las estadísticas del valor de β en cada pierna a $1.035 R_\odot$, separando los arcos en sus diferentes tipos: up, down, chicos y grandes. Nos focalizaremos ahora en los arcos chicos que constituyen la vasta mayoría de la población. Para todas las rotaciones, los arcos down chicos están caracterizados por una mediana de $\langle\beta\rangle > 1$, mientras que los arcos up chicos muestran una mediana $\langle\beta\rangle < 1$. Los gráficos de dispersión de la Figura 5.12 y los indicadores estadísticos mostrados en la Tabla 5.2 indican que las poblaciones de arcos up y down se encuentran bien diferenciadas, con arcos down caracterizados por $\langle\beta\rangle > 1$ y arcos up que cumplen generalmente $\langle\beta\rangle < 1$. El cociente de medianas de $\langle\beta\rangle$ de arcos up chicos sobre arcos down chicos varía entre 3 y 5. El parámetro β a la altura tomográfica más baja disponible ($1.035 R_\odot$) muestra también una tendencia de los arcos down a tener mayores valores, siendo su mediana alrededor de dos veces mayor a la de los arcos up chicos. Para los arcos grandes las diferencias son algo menores, pero cumplen con la misma tendencia.

La Figura 5.13 muestra mapas de Carrington del parámetro de plasma β a la altura de $1.075 R_\odot$, similar a aquellos mostrados para la CR 2068 en la Figura 7 de Vázquez et al. (2011). La escala de color de saturación corresponde a $\beta = 5$ y ha sido elegida para que el nivel de $\beta = 1$ sea claramente delimitado por la división verde/rojo. Estos mapas pueden

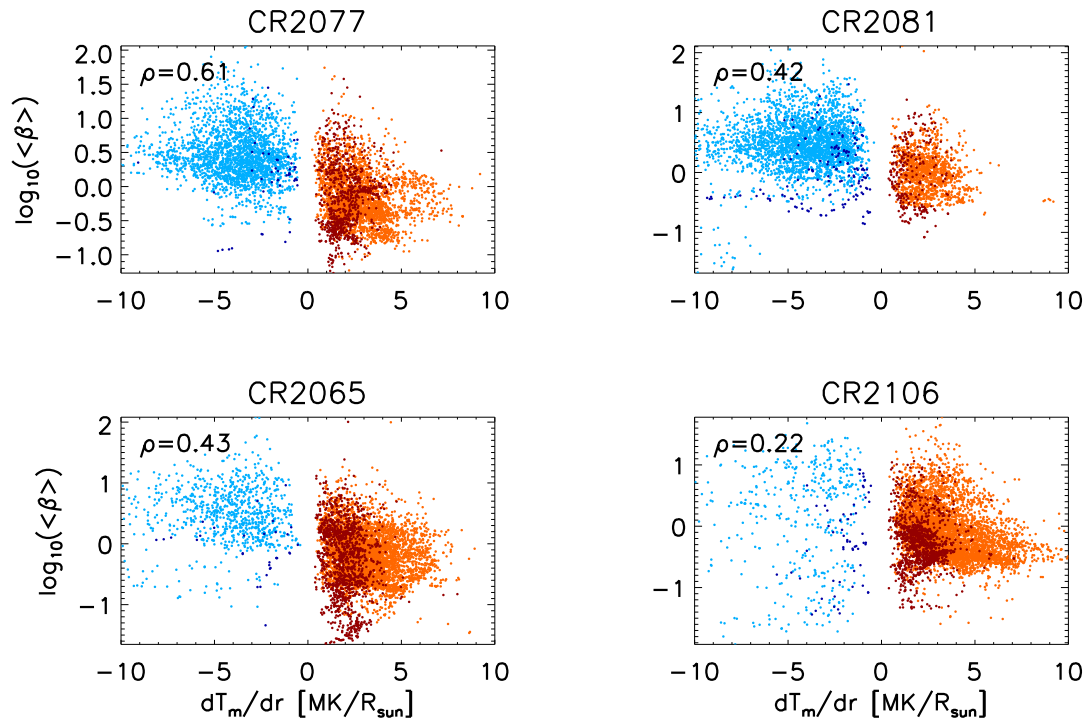


Figura 5.12: Gráficos de dispersión de dT_m/dr versus el valor medio de β a lo largo de cada pierna ($\langle\beta\rangle$) en escala logarítmica. Se muestran las mismas rotaciones que en la Figura 5.10 usando el mismo código de color para distinguir las diferentes poblaciones de arcos.

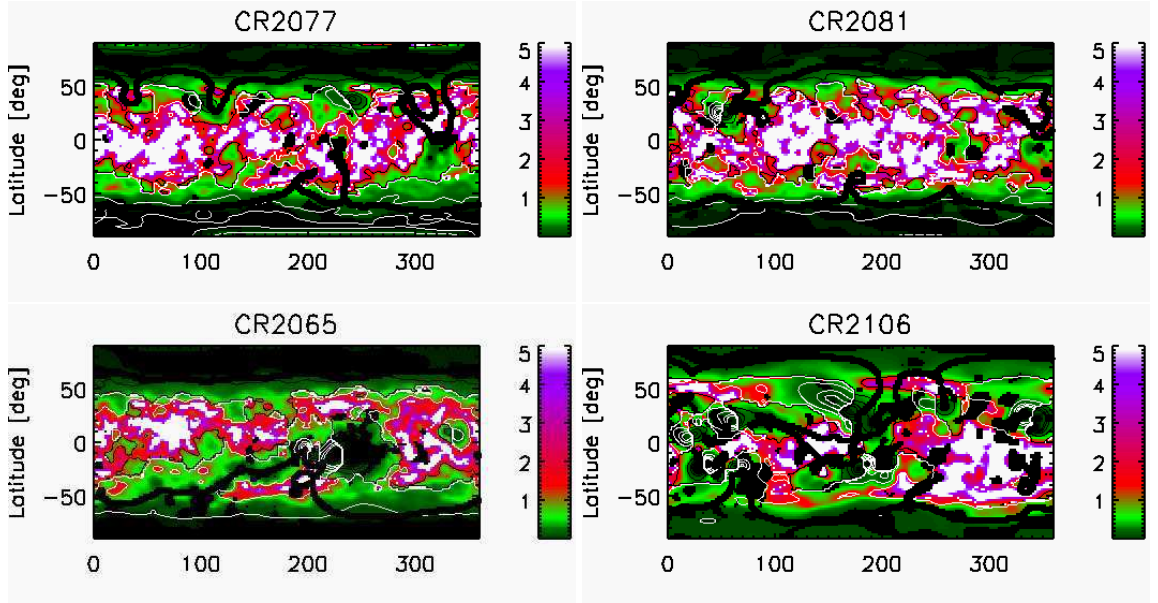


Figura 5.13: Mapas de Carrington del parámetro de plasma β a $1.075 R_{\odot}$ para las mismas cuatro rotaciones mostradas en la Figura 5.12.

ser visualmente comparados con los mapas de localización a $1.075 R_{\odot}$ de los arcos up y down que se muestran en las Figuras 5.6 y 5.8, mostrando que la evolución de las regiones de alto β son morfológicamente consistentes con la distribución up/down. La gran mayoría de los arcos down están localizados en las regiones con $\beta > 1$ (rojo-violeta-blanco), mientras que la mayoría de los arcos up están localizados en las regiones con $\beta < 1$ (verde-negro).

Para cada rotación comparamos la población de arcos up/down con indicadores del nivel de actividad solar, en particular, con el número de manchas solares registradas en el período. El número total de arcos up y down fue calculado para cada una de las 11 CRs analizadas. Mientras que la distribución latitudinal de los arcos up/down es similar en todos los casos, el cambio más notable de una rotación a otra es la fracción relativa de arcos up y down. La Figura 5.14 muestra la evolución de la fracción relativa de arcos up (diamantes naranjas) y de arcos down (diamantes celestes) como función de la rotación de Carrington. Como indicador del nivel de actividad solar sobregraficamos el número internacional de Bruselas de manchas solares. Los cuadrados azules representan el número mensual de manchas y los cuadrados rojos el número mensual de manchas suavizados. La Figura 5.14 revela que la población de arcos down se maximiza en el mínimo solar y disminuye al alejarse del mismo,

CR	Tipo de pierna	# de piernas	% de piernas dentro de $\pm 30^\circ$	% piernas fuera de $\pm 30^\circ$	$\langle L \rangle$ [$R_\odot$]	$\langle N_{e,0} \rangle$ [10^8 cm^{-3}]	$\langle P_0 \rangle$ [10^{-3} Pa]	$\langle \lambda_N \rangle$ [$R_\odot$]	$\langle \lambda_P \rangle$ [$R_\odot$]	$\langle dT_m/dr \rangle$ [MK/ $R_\odot$]
2065	up chico	4691	39	61	0.55	2.3	7.1	0.079	0.099	3.21
	down chico	858	95	5	0.33	2.6	10.4	0.076	0.059	-4.32
	up grande	1276	53	47	1.51	2.2	7.2	0.095	0.114	1.98
	down grande	32	91	9	1.23	2.4	9.5	0.076	0.063	-3.26
2077	up chico	2990	25	75	0.52	2.2	7.0	0.083	0.103	2.81
	down chico	2305	76	24	1.55	2.3	8.5	0.077	0.068	-2.04
	up grande	795	44	56	1.52	1.9	5.9	0.097	0.119	1.99
	down grande	49	91	9	0.35	2.3	8.7	0.079	0.061	-3.86
2081	up chico	1296	22	78	0.53	2.1	6.8	0.081	0.098	2.44
	down chico	2802	93	7	0.37	2.4	9.5	0.078	0.059	-4.39
	up grande	245	42	58	1.6	1.9	6.0	0.093	0.108	1.64
	down grande	143	60	40	1.79	2.4	10.2	0.083	0.069	-2.93
2106	up chico	5017	12	88	0.5	2.3	8.2	0.084	0.108	3.65
	down chico	426	99	1	0.44	2.5	11.1	0.073	0.058	-4.68
	up grande	1282	22	78	1.21	2.2	8.3	0.109	0.136	2.15
	down grande	60	35	65	2.02	2.0	4.3	0.094	0.082	-2.1

Tabla 5.1: Estadística del número de piernas analizadas y su distribución en latitud, discriminando entre los diferentes tipos de arcos: up, down, chicos y grandes. Además se indica los valores promedio de varias cantidades medidas a lo largo de las piernas: L , $N_{e,0}$, λ_N , P_0 , λ_P y dT_m/dr .

CR	Tipo de pierna	Mediana de $\langle \beta \rangle$	Desv. estándar de $\langle \beta \rangle$	Mediana de β a $1.035 R_\odot$	Desv. estándar β a $1.035 R_\odot$
2065	up chico	0.64	1.89	0.41	1.23
	down chico	3.18	8.06	0.92	2.93
	up grande	0.61	3.26	0.28	1.58
	down grande	1.16	1.78	0.71	0.88
2077	up chico	0.54	1.90	0.38	1.76
	down chico	2.63	6.98	1.06	4.44
	up grande	0.67	2.58	0.22	1.78
	down grande	1.56	5.24	0.46	0.81
2081	up chico	0.94	4.76	0.51	1.18
	down chico	2.98	7.06	1.10	3.57
	up grande	0.90	2.22	0.29	1.43
	down grande	0.90	3.60	0.57	0.89
2106	up chico	0.68	2.58	0.41	1.79
	down chico	2.34	6.07	0.88	3.37
	up grande	0.48	1.31	0.22	0.60
	down grande	0.56	2.13	0.07	1.76

Tabla 5.2: Mediana y desviación estándar de la distribución del promedio a lo largo de cada pierna del parámetro β ($\langle \beta \rangle$) y del valor de β de cada pierna a $1.035 R_\odot$, discriminando entre los diferentes tipos de arcos: up, down, chicos y grandes, para las mismas rotaciones mostradas en la Figura 5.10.

mientras que los arcos up realizan el comportamiento opuesto. Notablemente, el máximo de arcos down ocurre durante la rotación que exhibe el mínimo absoluto de la progresión de manchas solares (CR 2081). La tendencia fue cuantificada calculando el coeficiente lineal de correlación de Pearson entre la fracción de arcos down y el número mensual de manchas (medido y el suavizado), dando como resultado $\rho_1 = -0.56$ y $\rho_2 = -0.55$ respectivamente.

5.5. Discusión y conclusiones

En este capítulo desarrollamos un estudio estadístico de la estructura térmica de la región magnéticamente cerrada de la corona global para 11 rotaciones de Carrington alrededor del último mínimo de actividad solar. Aplicamos la técnica MLDT, que traza la densidad y temperatura electrónica 3D reconstruida tomográficamente a lo largo de las líneas de campo de un modelo PFSS global. A tal fin desarrollamos códigos propios en lenguaje IDL. Elegimos 5 rotaciones durante la fase de descenso del SC 23 previa al mínimo solar, 3 rotaciones durante el período de mínimo profundo y 3 rotaciones durante la fase de ascenso del SC 24 posterior al mínimo. Para cada rotación analizamos las propiedades termodinámicas de los arcos coronales reconstruidas a partir de la técnica MLDT.

Al igual que en el análisis original de Huang et al. (2012) para la CR 2077, hallamos en cada rotación estudiada dos tipos de estructuras térmicas diferenciadas, unas con temperatura creciente con la altura (arcos up) y otras con temperatura decreciente con la altura (arcos down). Encontramos que los arcos down son característicos de la corona quiescente durante el mínimo de actividad solar, con la población de arcos down siendo maximizada en el período de mínimo profundo, específicamente en la CR 2081, coincidente con el mínimo absoluto del número mensual de manchas solares. La fracción de arcos up es mínima en el mínimo profundo y se incrementa fuera del mínimo. Los arcos down son ubicuos a latitudes bajas durante el mínimo profundo, con más del 91 % de su población localizada en el rango de latitudes $\pm 30^\circ$. Los arcos up se encuentran localizados en latitudes intermedias, con más del 75 % de su población fuera de este rango de latitudes para la mayoría de las rotaciones. Los arcos down están localizados en regiones de corona quiescente mientras que los arcos up están localizados tanto en la corona quiescente como en las pocas ARs que existieron en los períodos fuera del mínimo. Complementariamente, desarrollamos un análisis DEM 2D basado en imágenes simultáneas de las bandas de EUVI-B, independiente de los resultados tomográficos, verificando la existencia de gradientes térmicos decrecientes con la altura en

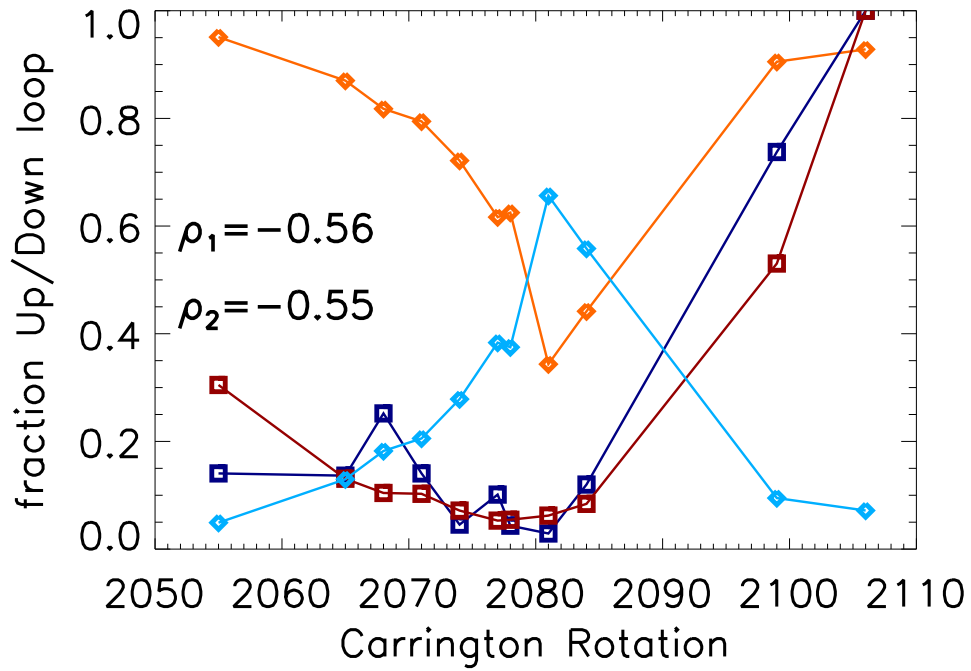


Figura 5.14: Progresión de la fracción relativa de arcos up y de arcos down indicada con diamantes naranjas y celestes respectivamente. Se sobregrafa el número mensual de manchas solares medido (cuadrados azules) y suavizado (cuadrados rojos). El número de manchas solares medido y suavizado ha sido normalizado por su máximo valor correspondiente a 32.1 y 33.5 respectivamente. La población de arcos down se maximiza para la CR 2081. El coeficiente de correlación de Pearson entre la fracción de arcos down y el número mensual de manchas solares medido (suavizado) es $\rho_1 = -0.56$ ($\rho_2 = -0.55$).

las latitudes bajas. En este contexto, el hecho que los arcos down son característicos del mínimo profundo a latitudes bajas, mientras que se encuentran presentes en menor cantidad fuera del mínimo, apoya la idea que los mecanismos de calentamiento son modulados por el nivel de actividad magnética.

Como se mencionó en la Sección 2.3, la extrapolación PFSS no modela adecuadamente el campo magnético de las ARs. Sin embargo, las conclusiones obtenidas en este capítulo son robustas. En el caso de los arcos down, los mismos están ubicados en regiones de corona quiescente en todas las rotaciones analizadas. Respecto a los arcos up, en las rotaciones analizadas las ARs fueron pocas y compactas, teniendo un impacto despreciable en los resultados. Las CRs 2055 y 2065 muestran cada una solo 2 ARs significativas³, y estas no tienen impacto en los resultados ya que ninguno de los arcos seleccionados por los criterios enumerados en la Sección 5.3 las atraviesan. La CR 2068 (ver Vázquez et al. (2011)) muestra un extendido complejo de tres ARs, pero muy pocos arcos up que atravesen dichas ARs han sido seleccionados, por lo tanto su impacto en los resultados es muy menor. Para el período de mínimo profundo, las CRs 2071, 2074, 2077, 2078, 2081 y 2084 no muestran ARs o solo aparece una AR significativa en cada una, y nuevamente no hay arcos up que la atraviesen que sean seleccionados. Las 2 últimas rotaciones analizadas en este capítulo muestran un gran número de ARs significativamente grandes, cinco en el caso de la CR 2099 y 10 en el caso de la CR 2106. En ambos casos la gran mayoría de los arcos seleccionados no atraviesan las ARs.

Los arcos down son indicativos de una tasa de calentamiento fuertemente concentrada en las bases de dichos arcos. A $1.035 R_{\odot}$ (la altura más baja que puede estudiarse con tomografía) hemos hallado que los valores medianos de β en los arcos down chicos (ápice menor a $1.2 R_{\odot}$) son ≈ 1 , mientras que en los arcos up chicos son significativamente menores a la unidad (ver Tabla 5.2). A alturas mayores, estas diferencias de β entre arcos up y down son aún mayores, con $\langle\beta\rangle$ (promediado a lo largo de cada pierna en el rango de alturas entre 1.035 y $1.20 R_{\odot}$), variando entre 2 a 3 para arcos down chicos y tomando valores significativamente menores a la unidad para arcos up. Para las CRs que analizamos, los valores medianos de $\langle\beta\rangle$ para arcos down chicos son 3 a 5 veces mayores que los de los arcos up chicos. Las diferencias entre arcos up y down grandes (ápice mayor a $1.2 R_{\odot}$) son menos significativas, pero la estadística de arcos grandes es muy pobre. Valores de $\beta \gtrsim 1$ en regiones del cinturón de streamer han sido encontrados en trabajos observacionales previos

³www.solarmonitor.org

(Kohl et al., 1995; Li et al., 1998; Vázquez et al., 2011), así como en trabajos de modelado teórico (Suess et al., 1996; Vázquez et al., 2003; Wang et al., 1998).

La condición $\beta \sim 1$ es óptima para la conversión de modos de ondas de Alfvén a modos compresibles (también denominados modos rápidos y lentos, respectivamente), donde los modos lentos puede ser fácilmente disipados. Matsumoto & Suzuki (2012) realizaron simulaciones MHD 2.5D, abarcando desde la fotosfera al medio interplanetario, y hallaron que el calentamiento por shock debido a la disipación de los modos lentos juega un rol fundamental en el calentamiento de la corona. A fin de explicar las características termodinámicas observadas, especulamos que los arcos down con $\beta \gtrsim 1$ permiten una eficiente conversión de las ondas de Alfvén a modos compresibles, de forma tal que la disipación de energía se produciría a alturas bajas de la corona. En los arcos up, donde β es menor a la unidad, esta fuente de calentamiento no sería eficiente y las ondas de Alfvén se propagarían a alturas más altas, donde mecanismos como reflexión de ondas y cascada turbulenta permitirían un calentamiento más uniforme.

Hahn et al. (2012) midieron la variación del ancho de líneas espectrales UV en un rango de alturas de 1.05 a 1.40 $R_{\odot}$ sobre un agujero coronal polar. Ellos separaron la componente no térmica del ancho de la línea, que se espera sea proporcional a la amplitud de la onda de Alfvén (Banerjee et al., 1998; Hassler et al., 1990). Hallaron que comenzando de alturas tan bajas como 1.1 $R_{\odot}$, la componente no térmica decrece con la altura de una manera que se desvía de la predicción para ondas no amortiguadas (Moran, 2001). Las observaciones de Hahn et al. (2012) indican que ondas de Alfvén están siendo disipadas a alturas bajas. El mecanismo responsable de estas observaciones podría estar operando en latitudes bajas en el cinturón de streamer. De hecho, en un trabajo más reciente (Hahn & Savin, 2014), los autores observaron disipación de ondas de Alfvén en la corona cerrada quiescente en un rango de alturas similar.

Existe abundante evidencia de la presencia ubicua de ondas de Alfvén en la atmósfera solar, empezando a niveles cromosféricos (Jess et al., 2009) y de la región de transición (McIntosh & De Pontieu, 2009), a alturas coroneales (Jess et al., 2012; Tomczyk & McIntosh, 2009; Tomczyk et al., 2007) y en la heliosfera (Belcher & Davis, 1971). Un mecanismo primario de disipación de las ondas de Alfvén es por colisiones, con una longitud característica de disipación de $\gtrsim 1R_{\odot}$ (Cranmer, 2002). Mecanismos de disipación de ondas alternativos pueden operar a escalas mucho más pequeñas, como mezcla de fases, cascada turbulenta y absorción resonante en plasmas inhomogéneos (Dong & Paty, 2011; Goossens

et al., 2011; Heyvaerts & Priest, 1983; Matthaeus et al., 1999).

Los modelos MHD globales de la corona solar con calentamiento basado en ondas contienen dos parámetros fundamentales que gobiernan el comportamiento de la tasa de calentamiento, la longitud característica de disipación de las ondas de Alfvén y su coeficiente de reflexión. La longitud característica de disipación puede ser inferida a partir de observaciones, como aquellas presentadas en Hahn et al. (2012) y Hahn & Savin (2014). Utilizando el coeficiente de reflexión como parámetro libre, Zhenguang Huang de la University of Michigan ha logrado reproducir parcialmente arcos up y arcos down utilizando el modelo MHD 3D SWMF mencionado en la Sección 2.2 usando coeficientes de reflexión de las ondas de Alfvén suficientemente altos (Tesis doctoral).

Para explicar la existencia de arcos down y sus características observadas, proponemos el siguiente escenario de calentamiento de la corona quiescente. En la fotosfera ($\beta \gg 1$) las ondas de Alfvén son creadas por oscilaciones de 3-5 minutos y shocks cromosféricos (Matsumoto & Suzuki, 2012). A lo largo de los arcos con $\beta < 1$, que corresponderían a los arcos up, las ondas de Alfvén son disipadas por reflexión y cascada turbulenta, y por lo tanto el calentamiento no estaría acotado a las bases del arco. A lo largo de los arcos con $\beta \gtrsim 1$, que corresponderían a los arcos down, las ondas de Alfvén pueden ser eficientemente convertidas a modos compresibles, que son rápidamente amortiguados en la región de transición debido al gran gradiente de la velocidad del sonido y a la conducción térmica. Esta situación ubica la mayor fracción de la energía disipada en la base coronal. En este escenario, el calentamiento de ambos tipos de arcos encontraría su origen energético en exactamente el mismo tipo de ondas de Alfvén, originadas en la fotosfera, las cuales resultarían disipadas por diferentes mecanismos en función del valor del parámetro β .

Motivados por los resultados del trabajo expuesto en este capítulo, recientemente, Schiff & Cranmer (2016) exploraron nuestra conjetura a partir de un modelo HS 1D de arcos coronales. Los autores exploraron un amplio rango de parámetros relevantes en un modelo con dos fuentes de calentamiento estacionario: disipación de ondas incompresibles de Alfvén por cascada turbulenta (que generalmente produce una tasa de calentamiento que varía lentamente con la altura) y disipación basal rápida de ondas magnetoacústicas compresibles (cuya tasa de calentamiento está fuertemente concentrada en las bases del arco). Los parámetros libres principales del modelo son la energía total inyectada en la base de los arcos y la fracción inicial (f) de ondas de Alfvén que se convierten a modos compresibles. El modelo produce arcos con temperaturas decrecientes con la altura cuando casi la tota-

lidad de la energía de las ondas de Alfvén iniciales ($f > 0,99$) es transferida a las ondas magnetoacústicas compresibles que depositan esta energía para el calentamiento en las bases del arco. Los arcos down habían sido predicho en estudios teóricos previos de Serio et al. (1981) y Aschwanden & Schrijver (2002), pero el trabajo reciente de Schiff & Cranmer (2016) cuantifica por primera vez la eficiencia de transferencia de energía requerida para concentrar el calentamiento en la base de los arcos y producir arcos con temperatura decreciente con la altura.

Capítulo 6

Estudio local: Análisis termodinámico de eventos dinámicos en regiones quiescentes y activas

Como se describe en la Sección 3.3.4, la técnica de modelado paramétrico de la DEM que se utilizó en los estudios tomográficos de los Capítulos 4 y 5 puede aplicarse en el contexto de estudios no tomográficos, basados en imágenes simultáneas en las diferentes bandas del telescopio EUV utilizado. En este sentido desarrollamos dos métodos que permiten estudiar la termodinámica local del plasma coronal en regiones específicas (no globalmente) y durante eventos dinámicos. Los estudios desarrollados abarcan tanto regiones quiescentes como activas. En el primer caso desarrollamos un método para estimar la masa coronal evacuada por eventos de CME y lo aplicamos a tres casos particulares (Sección 6.1). En el segundo caso desarrollamos un método para determinar la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica en arcos magnéticos individuales pertenecientes a ARs y lo aplicamos a diversos ejemplos (Sección 6.2).

6.1. Evolución de la pérdida de masa en la baja corona debida a CMEs usando datos EUV

Como anticipamos en la Sección 1.3, desarrollamos un análisis de la masa coronal evacuada por CMEs a partir del estudio de las regiones de oscurecimiento coronal asociadas. Los tres oscurecimientos coroneales analizados están vinculados sin ambigüedad con CMEs

observadas en luz blanca y asociados a eventos de diversa naturaleza en la superficie solar: una fulguración intensa (clase M), una fulguración débil (clase B) y una erupción de filamento sin fulguración observable. Para los tres eventos considerados, calculamos la masa evacuada en la baja corona y analizamos su evolución temporal. Determinamos, además, la masa de las CMEs asociadas usando datos en luz blanca del coronógrafo COR2 a bordo de la misión STEREO.

Nuestros resultados muestran que en todos los casos la estimación de la masa evacuada en la baja corona representa una fracción significativa de la masa determinada para la CME asociada.

6.1.1. Eventos seleccionados

Todas las erupciones fueron observadas en el rango EUV con el telescopio AIA a bordo de la misión SDO. Las CMEs asociadas fueron observadas en luz blanca con los coronógrafos COR1 y COR2, pertenecientes al instrumento *Sun-Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation* (SECCHI: Howard et al., 2008), a bordo de la misión STEREO. El coronógrafo COR1 observa la corona en luz blanca con un campo de visión (FOV, por sus siglas en inglés) de $1.4-4.0 R_{\odot}$ y una cadencia de 5 minutos. El coronógrafo COR2 tiene un FOV de $2.5-15 R_{\odot}$ y posee una resolución espacial de $30''$.

Los eventos estudiados ocurrieron entre mayo y noviembre de 2010, cuando las posiciones de las naves STEREO A y B formaban un ángulo de $\approx 70-85^{\circ}$ con la dirección Sol-Tierra. Para evitar eventos en el limbo desde la perspectiva terrestre, se seleccionaron erupciones dentro de un rango de longitudes heliográficas de $[-50^{\circ}, 50^{\circ}]$. Asimismo, dada la separación de las naves STEREO, esto implica que la CME asociada se propaga con un ángulo cercano al del plano del cielo para al menos una de ellas.

El primer evento de oscurecimiento (Evento 1) ocurrió el 23 de mayo de 2010, comenzando a las 16:52 TU con una fulguración B1.4 con coordenadas heliográficas N19 W12, de acuerdo con el catálogo de fulguraciones de XRT¹ (Watanabe et al., 2012). Las imágenes EUV de la baja corona muestran un filamento quiescente en erupción en estas coordenadas, lejos de las ARs presentes en el disco solar en ese momento. La CME asociada se observa cerca del plano del cielo de COR2-A y COR2-B, surgiendo en el FOV de dichos instrumentos a las 17:39 UT y 17:54 UT respectivamente.

El segundo evento de oscurecimiento (Evento 2) tuvo lugar el 7 de agosto de 2010. Este

¹http://xrt.cfa.harvard.edu/flare_catalog/

evento comenzó con una fulguración M1.0 a las 17:55 TU, en la AR NOAA 11093, con coordenadas heliográficas N19 W12. La CME asociada, de tipo halo parcial, fue observada por LASCO y COR2-B, ingresando al FOV de COR2-A a las 18:39 TU, propagándose cerca del plano del cielo del mismo.

El tercer evento de oscurecimiento (Evento 3) fue observado el 30 de noviembre de 2010. Comenzó como una erupción de filamento a las 17:35 TU con coordenadas heliográficas N13 E32. No se registró ninguna fulguración en GOES o XRT que pudiese ser potencialmente asociada a este evento.

Para los dos primeros eventos hemos aproximado el tiempo de inicio y las coordenadas de la erupción con los asociados a la fulguración. En este tercer caso el tiempo de inicio y las coordenadas de la erupción fueron derivados a partir de imágenes de AIA. La CME asociada fue observada propagándose en el plano del cielo de COR2-A y COR2-B después de las 19:24 TU y 20:10 TU respectivamente.

6.1.2. Definición de la región de oscurecimiento

El criterio usual para identificar regiones de oscurecimiento coronal en imágenes EUV es detectando disminuciones en la intensidad de un pasabanda particular, usualmente 171 Å (e.g. Alipour et al., 2012) o 195 Å (e.g. Attrill & Wills-Davey, 2010; Reinard & Biesecker, 2008) o 193 Å (e.g. Krista & Reinard, 2013). Sin embargo, la región de oscurecimiento exhibe morfología diferente dependiendo del pasabanda elegido. Para evitar una elección arbitraria de la región de oscurecimiento considerando un pasabanda particular, en este trabajo nos basamos en mapas de EM (ver Ecuación (3.29)) para identificar las regiones de oscurecimiento coronal. Siendo proporcional a la densidad electrónica cuadrática del plasma integrada a lo largo de la LDV, la EM es un indicador más robusto para identificar el oscurecimiento. Los paneles izquierdos de la Figura 6.1 muestran imágenes de la diferencia entre los eventos poseruptivos y preeruptivos en la banda de AIA de 211 Å. En estos paneles las áreas negras corresponden al oscurecimiento coronal mientras que las regiones brillantes son los arcos poseruptivos.

La DEM fue calculada para todos los píxeles de las imágenes preeruptivas y poseruptivas usando el conjunto de bandas AIA-3 (171, 193 y 211 Å) y aplicando el modelo paramétrico G1 (Ecuación (3.43)). A partir de la DEM, para cada píxel, se calculó la EM mediante la Ecuación (3.29) y la diferencia ΔEM entre el valor poseruptivo (EM^{pos}) y el preeruptivo (EM^{pre}). Un píxel i es considerado parte de la región de oscurecimiento si cumple la

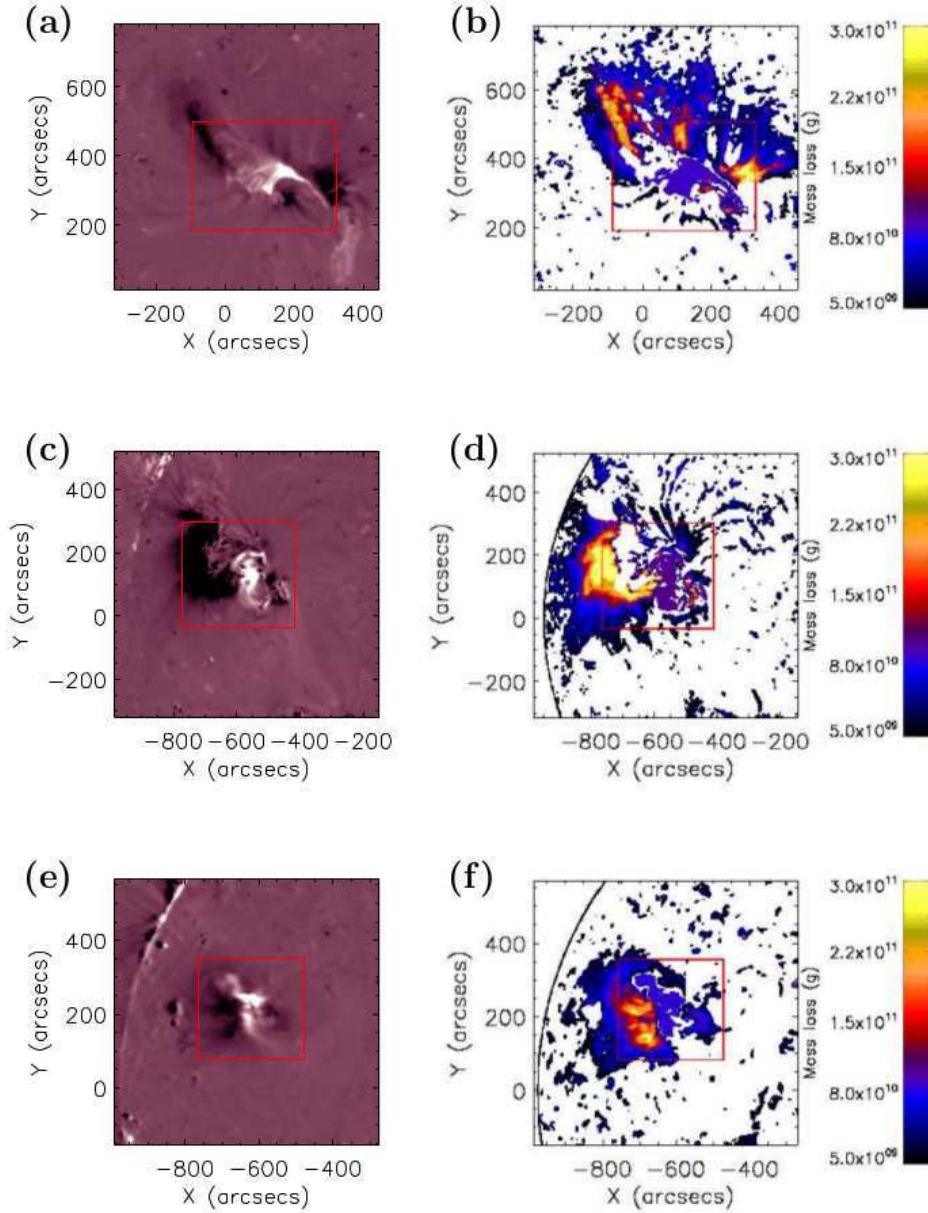


Figura 6.1: Imágenes de los eventos estudiados. Los paneles superiores corresponden al 23 de mayo de 2010 a las 19:00 TU, los paneles intermedios al 7 de agosto de 2010 a las 21:00 TU y los inferiores al 30 de noviembre de 2010 a las 20:00 TU. Columna izquierda: diferencia entre las imágenes poseruptiva y preeruptiva en la banda de 211 Å de AIA. Columna derecha: mapas de masa evacuada asociada a cada píxel (ver texto). La escala de color indica la masa perdida en gramos. En todos los gráficos se indican las coordenadas en segundos de arco medidos desde el centro del disco.

siguiente condición

$$\Delta EM_i = EM_i^{\text{pos}} - EM_i^{\text{pre}} \leq \delta, \quad (6.1)$$

donde δ es el valor mediano de ΔEM para todos los píxeles i que cumplen $\Delta EM_i \leq 0$.

En la Sección 6.1.3 abajo, desarrollamos un método para estimar a partir de la EM la masa coronal M_i contenida en el volumen coronal asociado al i -ésimo píxel. Aplicando dicho método a las imágenes preeruptivas y poseruptivas, es posible estimar la *masa evacuada durante el evento en el i -ésimo volumen* como,

$$\Delta M_i \equiv M_i^{(\text{pre})} - M_i^{(\text{pos})}. \quad (6.2)$$

La columna derecha de la Figura 6.1 muestra mapas de masa evacuada ΔM_i calculados para todos los píxeles que satisfacen la condición dada por la Ecuación (6.1). Las disminuciones de intensidad más importantes en las imágenes de la columna izquierda acuerdan con aquellas regiones donde la masa evacuada es mayor en la columna derecha.

Una de las mayores dificultades en la determinación de la masa evacuada es debido a los arcos poseruptivos que aparecen después de la CME embebidos en la región de oscurecimiento. Estos arcos brillantes contribuyen significativamente a la emisión detectada en los pasabandas coronales de AIA. Consistentemente, el análisis DEM en los píxeles de estas regiones indica masas poseruptivas mayores a las preeruptivas, es decir $\Delta M_i < 0$, afectando el cálculo de la masa evacuada en la región. Para abordar este problema, optamos por asociar a cada uno de los píxeles pertenecientes a los arcos brillantes poseruptivos un valor $\Delta M_i > 0$ característico de la región. A tal fin, consideramos una región que encierra los arcos poseruptivos (cajas rojas en la Figura 6.1). Analizamos la estadística de valores de ΔM_i para todos los píxeles i en la región y evaluamos su valor mediano μ y desviación estándar σ . Identificamos los píxeles correspondientes a arcos poseruptivos como aquellos para los cuales $\Delta M_i \leq -(\mu + \sigma)$ y a cada uno de ellos se le asignó una contribución al cálculo de la masa coronal evacuada igual a μ .

6.1.3. Cálculo de la masa evacuada

Suponiendo equilibrio HSI, la variación de la densidad electrónica del plasma coronal con la altura z medida desde la fotósfera está dada por (ver Sección 3.1 en Aschwanden 2004):

$$N_e(z) = N_{e,0} \exp\left(-\frac{z/\lambda_p}{(z/R_\odot + 1)}\right), \quad (6.3)$$

donde la escala de altura λ_p es:

$$\lambda_p = \frac{2k_B T_e}{\mu_H m_H g_\odot}, \quad (6.4)$$

siendo T_e la temperatura electrónica, k_B la constante de Boltzmann, μ_H el peso atómico promedio del ion H, m_H la masa del H y $g_\odot$ la aceleración de la gravedad en la superficie solar. La temperatura electrónica puede estimarse a partir de la DEM usando la Ecuación (3.30) y de esta forma estimar un valor de λ_p para cada píxel. Por otro lado, la densidad electrónica basal $N_{e,0}$ puede ser obtenida en cada píxel a partir de la EM reemplazando la dependencia (6.3) en la Ecuación (3.29),

$$EM = \int_0^L N_e^2(z) dz = N_{e,0}^2 \frac{\lambda_p}{2} I\left(\frac{\lambda_p}{2R_\odot}\right), \quad (6.5)$$

donde L es la longitud de la columna de plasma y se definió la cantidad integral,

$$I(\alpha) = \int_0^{2L/\lambda_p} \exp\left(-\frac{x}{\alpha x + 1}\right) dx, \quad (6.6)$$

tomando $L = 5\lambda_p$ para integrar sobre la fracción principal de plasma de la columna. La masa M_i de la columna de plasma asociada al píxel i está dada por:

$$M_i = \mu_H m_H A_s \int_0^L N_e(z) dz = \mu_H m_H A_s \lambda_p N_{e,0} I\left(\frac{\lambda_p}{R_\odot}\right), \quad (6.7)$$

donde A_s es el área del Sol representada por el píxel i y $N_{e,0}$ se despeja de la Ecuación (6.5). Utilizando esta fórmula calculamos para cada píxel i , la masa de la preerupción (M_i^{pre}) y la poserupción (M_i^{pos}), para luego calcular la masa evacuada mediante la Ecuación (6.2).

Finalmente, la masa total evacuada en la región, ΔM , es la suma de ΔM_i sobre todos los píxeles pertenecientes al oscurecimiento coronal (los que satisfacen la condición dada por la Ecuación (6.1)), más la masa asociada a las regiones cubiertas por los arcos poseruptivos. La contribución de este último término a la masa evacuada total representa un 8 % para el Evento 1, 7 % para el Evento 2 y 11 % para el Evento 3. Estos valores son obtenidos para el tiempo de las imágenes mostradas en la Figura 6.1, cuando los arcos poseruptivos están completamente desarrollados.

Para cada evento, la masa evacuada ΔM fue calculada para una serie temporal de imágenes, cubriendo la evolución del evento. El comportamiento temporal resultante para la masa evacuada de los 3 eventos analizados se muestra en la Figura 6.2. Los valores de masa evacuada se determinaron cada 10 minutos y son representados por asteriscos en los 3 paneles de la figura. La línea roja representa un ajuste de los valores obtenidos dado

por dos funciones diferentes. La primera representa la evacuación de tasa alta en el estadio inicial, para la cual usamos la función:

$$\Delta M(t) = A(1 - e^{-Bt}). \quad (6.8)$$

Esta ecuación fue propuesta por Colaninno & Vourlidas (2009, su Ecuación (11)) para ajustar la evolución de la masa de CMEs en luz blanca para ocho eventos. Para realizar el ajuste usamos un método de cuadrados mínimos no lineal, con valores iniciales de los parámetros $[A, B] = [\Delta M_{max}, \frac{3}{t_c}]$, donde ΔM_{max} es el máximo valor de la masa evacuada y t_c es el tiempo cuando la masa evacuada alcanza el 63 % del valor de ΔM_{max} . La segunda función del ajuste en la Figura 6.2 es un modelo lineal que representa la recuperación gradual de la masa evacuada, como en la Figura 6.2a, o una fase de evacuación más lenta como en el caso de la Figura 6.2c. Para el Evento 2 en la Figura 6.2b, la Ecuación (6.8) es suficiente para describir la evolución completa durante el intervalo de tiempo analizado, ya que la masa evacuada se aproxima a un valor constante. La recta vertical punteada en las Figuras 6.2a y c indican el tiempo a partir del cual cambia la función de ajuste.

6.1.4. Determinación de la masa de las CMEs

La intensidad registrada por los coronógrafos es debida al scattering de Thomson de la luz blanca fotosférica por los electrones libres de la corona solar. La intensidad observada es el resultado de la superposición de las contribuciones individuales de todos los elementos dispersivos a lo largo de la LDV. Este proceso es más eficiente cuando los electrones que dispersan la luz están ubicados en la denominada *superficie de Thomson* (e.g. Vourlidas & Howard, 2006). Esta superficie es una cascara esférica con diámetro igual a la distancia Sol-observador. Para el coronógrafo COR2, con un $FOV \leq 15R_{\odot}$, el plano del cielo y dicha superficie pueden ser considerados coincidentes. La emisión decrece con la distancia a este plano, produciéndose una subestimación de la masa de la CME cuando se propaga formando un ángulo significativo respecto al plano del cielo.

A fin de estimar la masa de una CME a partir de sus observaciones en luz blanca, es preciso modelar aspectos de su geometría. Un punto crucial es determinar su dirección de propagación 3D, es decir, no proyectada (Billings, 1966). Para determinar la dirección de propagación de las CMEs, aplicamos un método de modelado desarrollado por Thernisien et al. (2009). Se simulan imágenes en luz blanca de la CME desde tres puntos de vista simultáneamente y se buscan los parámetros libres del modelo que minimizan las diferencias

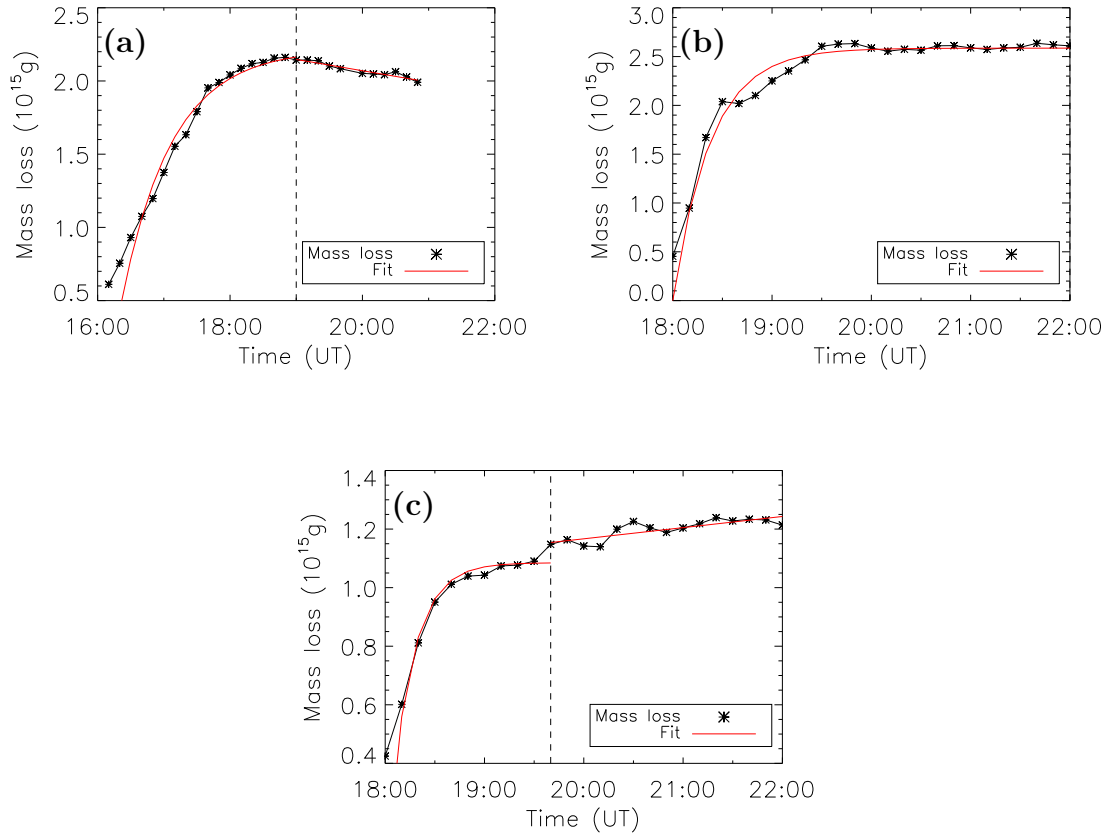


Figura 6.2: Evolución temporal de la masa evacuada de la baja corona (asteriscos) para los eventos estudiados: 23 de mayo de 2010 (a), 7 de agosto de 2010 (b) y 30 de noviembre de 2010 (c). La curva roja representa el ajuste de la masa evacuada para cada evento. La recta vertical punteada indica el cambio de la función utilizada para el ajuste (ver texto).

entre las imágenes reales y las simuladas. Los tres puntos de vista utilizados corresponden a las imágenes de COR2-A, COR2-B y LASCO C2. Para eliminar el fondo y estructuras no relacionadas con la CME, se sustrae de las imágenes utilizadas una imagen del preevento. La Tabla 6.1 muestra para los 3 eventos estudiados los parámetros obtenidos luego de modelar la CME. La columna 1 indica el número de evento, mientras que la columna 2 muestra las coordenadas de la dirección de propagación (Dir. Prop.) de la CME con respecto a la línea Sol-Tierra. El ángulo subtendido por la dirección de propagación con respecto al plano del cielo de COR2-A y COR2-B, ω_A y ω_B , es dado en la columna 3 y 4 respectivamente. Para medir la masa de la CME de los 3 eventos estudiados consideramos solamente datos del coronógrafo de la nave cuyo plano del cielo fue más coincidente con la dirección de propagación, determinado por el menor ángulo entre ω_A y ω_B . Por completitud, las columnas 5 y 6 informan respectivamente la aceleración y velocidad de la CME para la altura correspondiente a la última observación, utilizando un ajuste de segundo orden para su cálculo.

Una vez que la dirección de propagación de la CME se determina, las imágenes de intensidad de brillo total se convierten a *imágenes de masa* aplicando las ecuaciones del scattering de Thompson (Billings, 1966) siguiendo el método descrito en Vourlidas et al. (2010). En este trabajo consideramos que todos los electrones se encuentran en un plano correspondiente al ángulo ω relativo al plano del cielo (ω_A o ω_B). Esto último lleva a una subestimación de la masa de la CME, ya que al tener la misma una estructura 3D no todos los electrones se encuentran contenidos en el plano considerado. Corregir este efecto requiere del modelado de la distribución 3D de la densidad electrónica de la CME, por ejemplo, a partir de modelos MHD (Frazin, 2012). La masa total de la CME se obtiene sumando las contribuciones a la masa en cada píxel que pertenezca a la CME. El límite físico de la CME se selecciona manualmente en las imágenes de masa. Los valores de masa para las CMEs (M_{CME}) son tabulados en la columna 7 de la Tabla 6.1. Para este cálculo se considera la última imagen disponible de la CME antes que la misma abandone el FOV de COR2. De esta forma, se considera en el cálculo la mayor cantidad de masa posible de la CME.

6.1.5. Comparación de la masa de las CMEs y la masa evacuada en la baja corona

En esta sección presentamos los resultados que surgen de la comparación entre la masa determinada para las CMEs a partir de observaciones en luz blanca (M_{CME}) y la masa coronal evacuada estimada a partir de los oscurecimientos EUV asociados a dichas CMEs (ΔM). La columna 8 de la Tabla 6.1 muestra los valores obtenidos de la masa coronal evacuada en las tres regiones de oscurecimiento EUV y la columna 9 muestra el cociente $\Delta M/M_{CME}$.

La Figura 6.3 muestra para los tres eventos, la evolución temporal de la masa evacuada y de la CME asociada en forma superpuesta. Ambas curvas presentan una fase inicial rápida seguida por una segunda fase con una variación temporal considerablemente más lenta. La misma figura también muestra la altura sin proyección (corregida por el ángulo de propagación ω) de la CME como función del tiempo, determinada a partir de datos de EUVI, COR1 y COR2. Para el Evento 1 no fue posible identificar claramente el frente de la CME en la baja corona. Sin embargo, se evidencia un perfil acelerado de los puntos de COR1. El Evento 2 exhibe un perfil casi lineal, aún a alturas de la baja corona. La evolución cinemática del Evento 3 muestra un perfil acelerado en el primer conjunto de puntos, mientras que puede considerarse lineal después de $\approx 3 R_{\odot}$. De la Figura 6.3 también podemos inferir que la mayor tasa de evacuación de masa de la región de oscurecimiento ocurre cuando las CMEs están viajando a través del FOV de EUVI y COR1. La evacuación continúa aún cuando las CMEs están a alturas correspondientes a COR2, persistiendo arriba de $\approx 5 R_{\odot}$ para el Evento 1 y de $\approx 7 R_{\odot}$ para el Evento 2. El Evento 3 presenta pérdida de masa cuando la CME está más allá de $10 R_{\odot}$, sin embargo, a una tasa considerablemente más baja. Sin embargo, se debe notar que la masa provista por la baja corona durante la propagación de las tres CMEs en el FOV de COR2 es pequeña.

6.1.6. Discusión y conclusiones

En esta sección mostramos el análisis de tres oscurecimientos coronales y sus CMEs asociadas. Aplicamos dos técnicas diferentes para estimar la masa evacuada de la baja corona en la región de oscurecimiento y la masa de la CME asociada. Además, estudiamos la relación entre ambas estimaciones de masa.

Estimamos la masa evacuada en la baja corona ΔM a partir de la técnica DEM paramétrica descrita en la Secciones 3.3.2 y 3.3.4 aplicada a las regiones de oscurecimiento

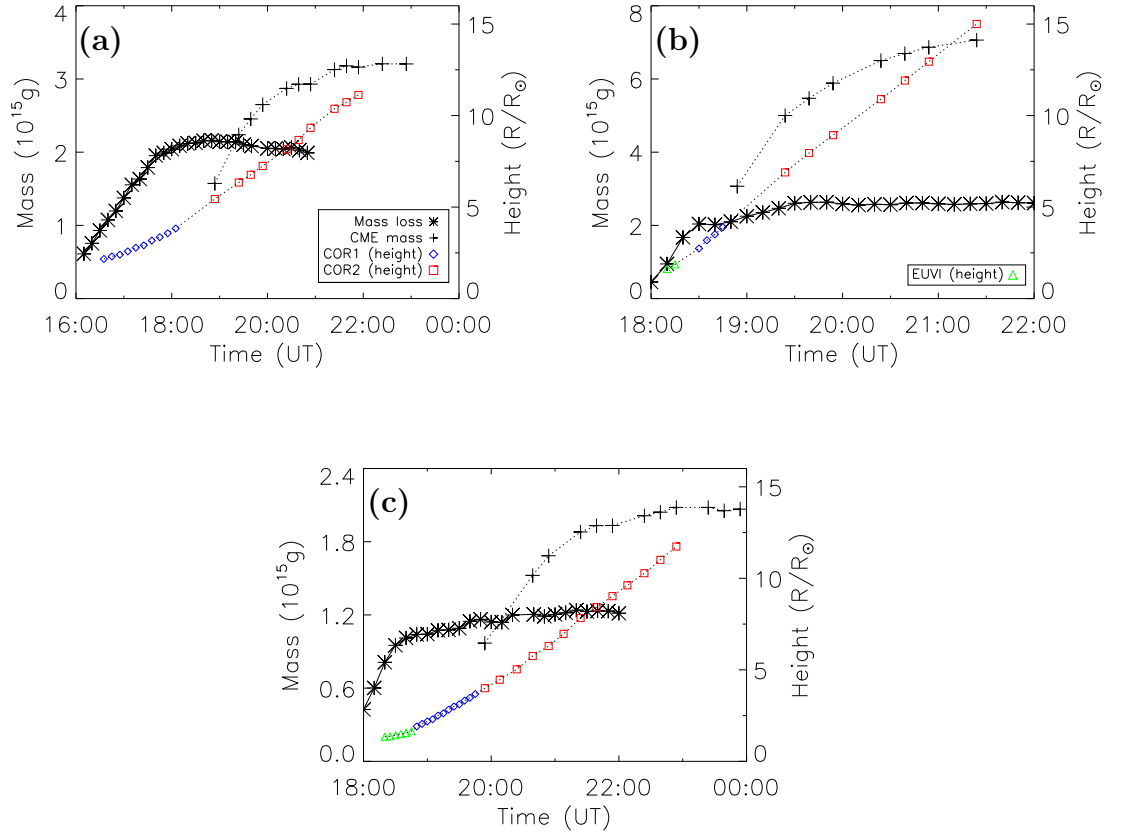


Figura 6.3: Evolución temporal de la masa evacuada determinada a partir de datos EUV (asteriscos) y la masa de la CME determinada a partir de observaciones en luz blanca (cruces) para los eventos estudiados: 23 de mayo de 2010 (a), 7 de agosto de 2010 (b) y 30 de noviembre de 2010 (c). También se muestra la altura sin proyección de la CME usando diferentes instrumentos: EUVI (triángulos verdes), COR1 (diamantes azules) y COR2 (cuadrados rojos).

Tabla 6.1: Parámetros de la CME para los Eventos 1–3. La columna 1 indica el número de evento y las columnas 2–4 corresponden a los parámetros obtenidos por el modelo utilizado. Las columna 5 y 6 muestran la aceleración y la velocidad de la CME a la altura de la última medición obtenida a partir de un ajuste de segundo orden. Las columna 7 y 8 tabulan la masa de la CME (M_{CME}) determinada a partir de su observación en luz blanca y la masa coronal evacuada (ΔM) determinada a partir de las observaciones de los oscurecimientos EUV en el disco. Finalmente, la columna 9 informa el cociente entre las dos masas.

Nro.	Dir. Prop. [lat., long.]	ω_A (deg.)	ω_B (deg.)	Ac. (m s ⁻²)	Vel. (km s ⁻¹)	M_{CME} (10 ¹⁵ g)	ΔM (10 ¹⁵ g)	$\Delta M/M_{\text{CME}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
1	[N08,015]	34	5	10.8	445.68	3.21	2.16	0.67
2	[N05,317]	32	62	-8.2	761.97	7.06	2.63	0.37
3	[N03,328]	27	39	17.4	600.80	2.11	1.23	0.58

coronal usando datos de 3 pasabandas coroneales de AIA (171, 193 y 211 Å) y el modelo paramétrico G1 (Ver Sección 3.3.5, Ecuación (3.43)). Los mapas de masa evacuada deducidos para cada región de oscurecimiento indican que la evacuación de plasma no es uniforme. La pérdida de masa es mayor en la región periférica de los arcos brillantes poseruptivos.

Determinamos la evolución de la masa evacuada durante varias horas luego del evento. El comportamiento de la evolución temporal es diferente para los tres casos. Si bien los 3 eventos tienen en común un estadio de alta tasa de evacuación de masa, la fase subsiguiente es diferente en cada caso. El Evento 1 muestra una fase de recuperación gradual, mientras que el Evento 3 muestra una fase posterior de pequeña evacuación. En el caso del Evento 2 no existe una fase posterior que podría implicar que tanto la recuperación como la evacuación se compensan simultáneamente. Estos 3 comportamientos pueden describirse matemáticamente a partir de un ajuste exponencial seguido por uno lineal.

Las mediciones de la altura en función del tiempo del frente de la CME, desde la baja corona hasta el rango de alturas observable con los coronógrafos de STEREO, indican que el nivel de evacuación más alto ocurre cuando las CMEs atraviesan el FOV de EUVI y COR1. Aún cuando las CMEs están presentes en el FOV de COR2, sigue habiendo evacuación de masa en la baja corona, pero a una tasa considerablemente más lenta.

La masa de las CMEs asociadas observadas en luz blanca M_{CME} fue determinada a partir de imágenes de brillo total del coronógrafo COR2. El cociente $\Delta M/M_{\text{CME}}$ varía de 0.37 a 0.67 en los tres eventos estudiados. La masa coronal evacuada obtenida a partir de datos de AIA representa una fracción de la masa de la CME similar a la obtenida por estudios previos utilizando otros instrumentos y técnicas (e.g. Aschwanden et al., 2009; Harrison et al., 2003; Tian et al., 2012). Es importante destacar que la determinación de la masa evacuada en la baja corona ΔM está afectada por diversas fuentes de incerteza sistemática que pasamos a detallar a continuación.

Las prominencias representan la parte más brillantes de las CMEs en las imágenes en luz blanca, formando un núcleo brillante en dichos eventos. Su masa medida en EUV está en el rango $10^{14} - 10^{15}$ g (Gilbert et al., 2006), proveyendo una contribución considerable de la masa de las CMEs. Este material se supone de origen cromosférico y temperatura relativamente bajo (0.01-0.02 MK). Debido al rango de sensibilidad térmica de los pasabandas EUV utilizados (0.55-2.30 MK, ver Tabla 3.1) no tenemos en cuenta la contribución de este material más frío. Asimismo, es posible la existencia de plasma más caliente (≥ 2.5 MK) que no está siendo considerado en la determinación de la masa evacuada. Además, el material relativamente frío de las prominencias en el disco absorbe parte de la emisión EUV, lo que implica una disminución de la EM obtenida en el análisis del preevento, mientras que los arcos brillantes pos eruptivos cubren una área significativa de la región de erupción, donde tiene lugar una significativa evacuación de masa. Así, la estimación de ΔM debe considerarse como un límite inferior de su “verdadero” valor.

La masa final de la CME se compone no solamente por plasma de la baja corona sino también por material proveniente de prominencias, así como de material acumulado durante su propagación (Feng et al., 2015). En este sentido, es importante resaltar, entonces, que el cociente $\Delta M/M_{\text{CME}}$ obtenido es una medida de la fracción de la masa final de la CME que proviene de la evacuación de la baja corona. Finalmente, es importante destacar que la determinación de M_{CME} también está afectada por incertezas, siendo dominantes las relacionadas con la determinación de la dirección de propagación de la CME respecto del observador y la de la distribución de masa dentro de la CME (Vourlidas et al., 2000).

Debido a la escala temporal de expansión de las CMEs no es posible tratar este problema con técnicas tomográficas como las empleadas en esta tesis para estudiar la corona quiescente. Tradicionalmente el método adoptado para su estudio es el de modelado directo (forward modeling). Suponiendo una estructura particular con parámetros libres, estos se

ajustan para optimizar la comparación de imágenes sintéticas con las observaciones (Thernisien, 2011; Thernisien et al., 2009, 2006). Más recientemente, Frazin (2012) exploró la posibilidad de reconstruir la distribución 3D de masa de las CMEs a partir de su modelado MHD condicionado por la observación simultánea desde tres puntos de vista (STEREO A y B, y observatorios en Tierra, SOHO o SDO). En el futuro planeamos explorar este tipo de enfoque para realizar el estudio de otras CMEs buscando mejorar la precisión en la determinación de las masas de las mismas.

6.2. Propiedades termodinámicas de arcos magnéticos en ARs

A diferencia de los arcos magnéticos en regiones quiescentes estudiados en capítulos anteriores, algunos arcos magnéticos en ARs son directamente observables en imágenes EUV y de rayos X blandos (ver Figura 1.5). Este tipo de estructuras corales constituyen así el foco principal de atención de los estudios existentes sobre calentamiento coronal. Al igual que para el estudio de la corona quiescente, la determinación observacional de la distribución 3D de sus parámetros físicos básicos (densidad, temperatura y campo magnético) resulta un condicionamiento fundamental para su modelado (Klimchuk, 2009; López Fuentes & Klimchuk, 2015). En esta sección desarrollamos una técnica de reconstrucción de los parámetros de arcos brillantes EUV a partir de la combinación de análisis DEM 2D con extrapolaciones del campo magnético. La técnica se aplica a arcos magnéticos de ARs identificados en imágenes EUV del instrumento AIA. La DEM se determina (una vez que se sustrae la intensidad de fondo) utilizando la técnica paramétrica explicada en la Secciones 3.3.2 y 3.3.4. A partir de sus momentos se estiman la densidad y temperatura electrónica del plasma en el arco. La estructura 3D del campo magnético correspondiente al arco y su intensidad se modelan a partir de la extrapolación LFFF explicada en la Sección 2.3, basada en el magnetograma de la AR a la que pertenece el arco. En esta Sección describimos la técnica utilizada y mostramos resultados preliminares de este estudio.

6.2.1. Datos EUV y modelado magnético

Seleccionamos arcos magnéticos de ARs observables en toda su extensión en las diferentes bandas del telescopio AIA, como por ejemplo la AR NOAA 11130 que se muestra en la Figura 1.5, para luego aplicar la reconstrucción de los parámetros termodinámicos de dichos arcos utilizando la técnica paramétrica de análisis DEM 2D descrita en las

Nro. de arco	AR NOAA	Fecha	Hora (TU)
1	11130	29-11-2010	20:56
2	11283	05-09-2011	20:46
3	11635	24-12-2012	22:01
4	11652	10-01-2013	21:25
5	11652	10-01-2013	21:25
6	11670	08-02-2013	22:01
7	11670	08-02-2013	22:01
8	11670	08-02-2013	22:01
9	12002	14-03-2014	20:29
10	12291	23-02-2015	22:30
11	12384	15-07-2015	02:26
12	12390	27-07-2015	23:42
13	12390	27-07-2015	23:42

Tabla 6.2: La tabla enumera los arcos magnéticos seleccionados para nuestro estudio, indicando la AR a la que pertenece el arco y la fecha y hora de la imagen EUV donde fue identificado.

Secciones 3.3.2 y 3.3.4. En este primer estudio, seleccionamos 13 arcos magnéticos con tales características. Las localizaciones espaciales en torno de las cuales se realiza el análisis DEM son seleccionadas a partir de la imagen en la banda de $171 \text{ \AA}$ en la que son usualmente más nítidos. La Tabla 6.2 enumera todos los arcos estudiados indicando la AR a la que pertenecen y la fecha y hora de la imagen EUV donde fueron identificados.

Para obtener la geometría 3D del arco observado por AIA, modelamos el campo magnético de la AR usando la extrapolación LFFF descrita en la Sección 2.3. Como condición de contorno del modelo se utilizó el magnetograma del instrumento Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) a bordo del SDO correspondiente a la hora de observación de la imagen EUV. El valor del parámetro α se determina comparando la proyección 2D sobre el disco solar de las líneas de campo trazadas a partir del modelo magnético con los arcos brillantes observados en la imagen EUV. El valor de α se puede elegir para ajustar el conjunto de todos los arcos de la AR o para modelar un arco magnético en particular. Como en general el campo magnético de una AR resulta ser libre de fuerzas no lineal, el valor de α que mejor

modela un determinado arco puede diferir del correspondiente a otro arco de la misma AR.

A modo de ejemplo, la Figura 6.4 muestra la imagen EUV en la banda de AIA de 171 Å de la AR NOAA 11130, utilizada para identificar un arco particular, denominado Nro. 1 de aquí en más. Se superponen en forma proyectada las líneas de campo de la extrapolación LFFF (curvas azules continuas) con los arcos observados en EUV. La curva magenta corresponde al arco Nro. 1. Para este conjunto de líneas particular se utilizó un valor de $\alpha = -8.2 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$. El panel izquierdo de la Figura 6.5 muestra una ampliación de la subregión de la imagen mostrada en la Figura 6.4 donde se encuentra el arco Nro. 1. Los puntos negros sobre el arco indican las localizaciones en torno de las cuales se realizó el análisis DEM y se superpone la línea de campo que modela el arco. Para ello se calculó el modelo LFFF que mejor ajusta el arco variando el valor de α . El valor obtenido es $\alpha = -1.3 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$, diferente al utilizado para modelar la AR en todo su conjunto. El panel derecho de la Figura 6.5 ilustra la geometría 3D del arco Nro. 1 reconstruida a partir del modelo LFFF. Como otro ejemplo de la técnica, el panel izquierdo de la Figura 6.6 muestra la imagen EUV del arco identificado como Nro. 6 superpuesta con la línea de campo del modelo LFFF que mejor modela el arco ($\alpha = 1.3 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$) y el panel derecho ilustra la geometría 3D.

6.2.2. Sustracción del fondo y análisis DEM

Para aislar la emisión proveniente de los arcos estudiados, se realizó una sustracción del brillo de fondo siguiendo la metodología descrita en Aschwanden et al. (2013). Para ello se toma una “banda” de la imagen a lo largo del arco EUV estudiado, centrada en el mismo y suficientemente gruesa para exceder el decrecimiento de intensidad transversal del arco. Se define en la banda una malla rectangular regular y se interpola bilinealmente las intensidades a la misma. El resultado es una imagen “rectificada” del arco EUV para cada banda de AIA, como se muestra en el panel izquierdo de la Figura 6.7. Se realiza una selección de puntos del arco utilizando la imagen en la banda de 171 Å como se muestra en los paneles izquierdos de las Figura 6.5 y 6.6. En cada punto seleccionado se mide el perfil transversal de intensidad y se lo ajusta con una función gaussiana con tres parámetros libres (amplitud, ancho y centroide) más una recta. La recta modela las variaciones de intensidad suaves transversales al arco EUV y se la asocia a la variación del brillo de fondo, mientras que la función gaussiana modela las variaciones de intensidad abruptas transversales al arco EUV y se la asocia a la distribución de intensidad intrínseca del arco.

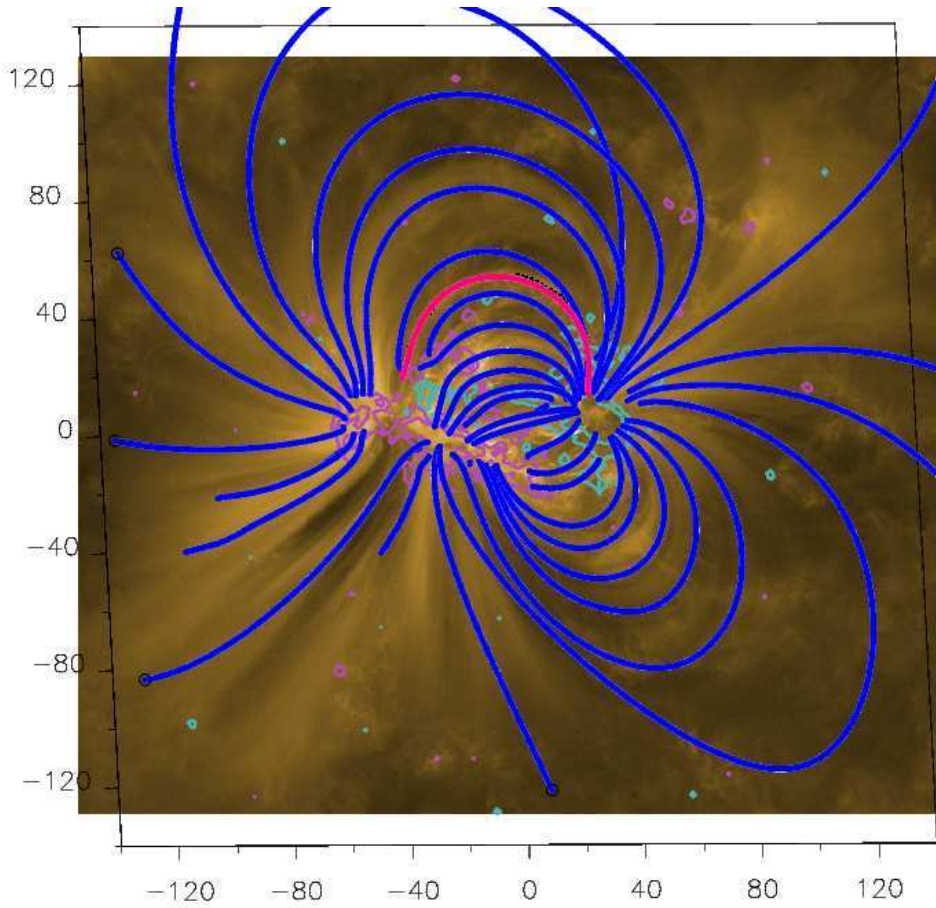


Figura 6.4: Imagen EUV en la banda de $171 \text{ \AA}$ de AIA de la AR 11130 (29-11-2010 a las 20:56 TU) donde se seleccionó el arco Nro. 1. Se superponen contornos de 100 y 500 G del magnetograma longitudinal del HMI/SDO, correspondiente a la hora de observación de la imagen EUV. Se superponen, además, las Líneas de campo calculadas a partir del modelo LFFF en color azul y la correspondiente al arco Nro. 1 en magenta. Para modelar la AR se utilizó un valor de $\alpha = -8.2 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$.

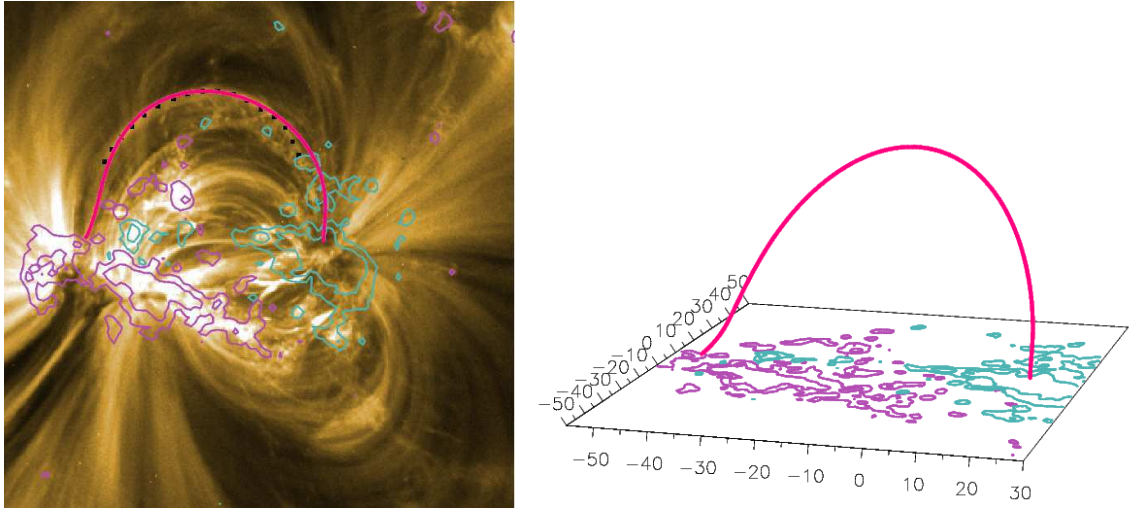


Figura 6.5: Panel izquierdo: ampliación de la Figura 6.4 para la subregión donde se encuentra el arco Nro. 1. Se sobregrafican los contornos de intensidad de campo magnético como en la Figura 6.4. La línea magenta es la que mejor modela al arco ($\alpha = -1.3 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$). Panel derecho: geometría 3D para el arco Nro. 1 reconstruida a partir del modelo LFFF.

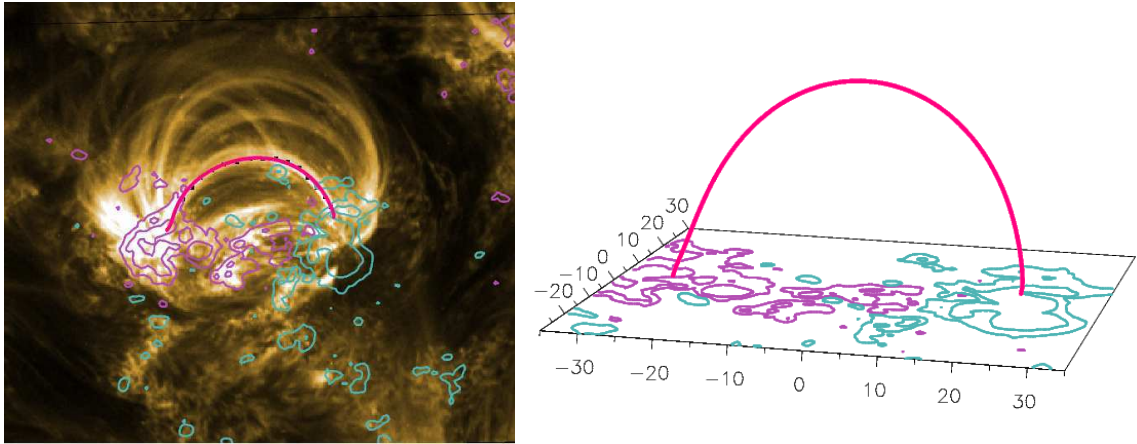


Figura 6.6: Ídem 6.5 para el arco Nro. 6.

Este procedimiento se repite en las demás bandas de AIA usando los valores de ancho y centroide obtenidos en el ajuste a las intensidades de la banda de $171 \text{ \AA}$ (asociados a la morfología del arco); es decir, para el resto de las bandas solo se ajustan los parámetros de la recta y la amplitud de la función gaussiana. A modo de ejemplo, el panel derecho de la Figura 6.7 muestra los perfiles transversales de intensidad y el ajuste obtenido (curva

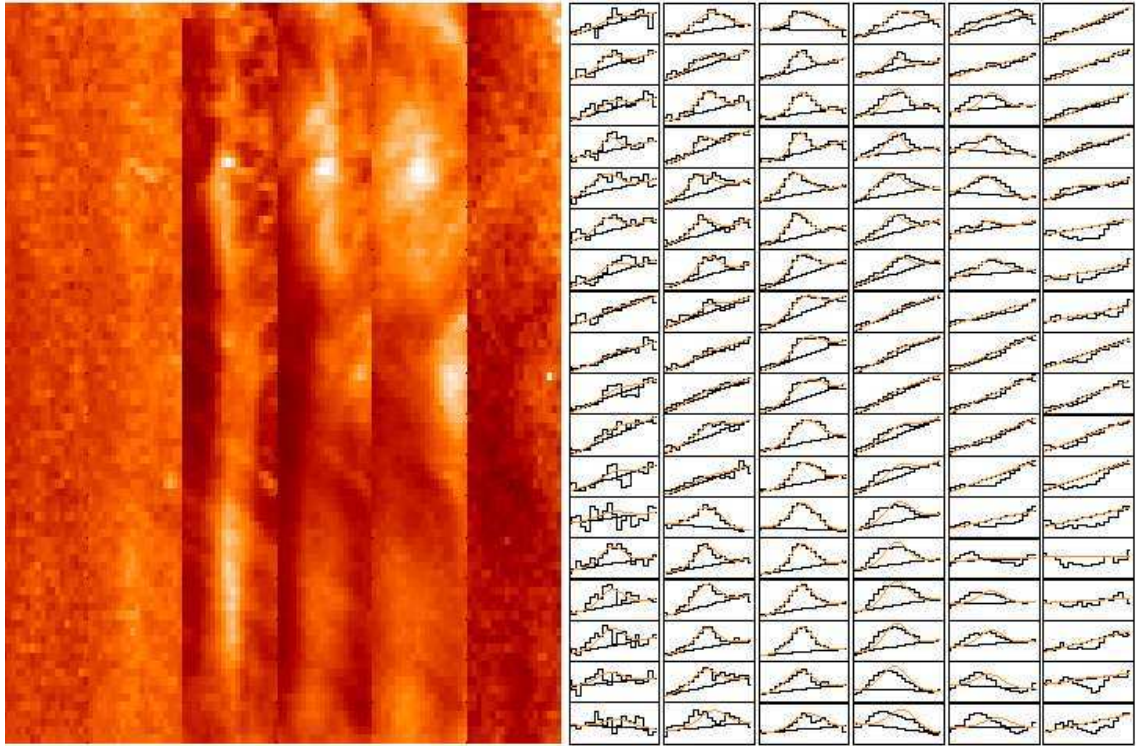


Figura 6.7: Panel izquierdo: Arco Nro. 1, luego de rectificarlo, observado en las 6 bandas coronales de AIA. De izquierda a derecha: 94, 131, 171, 193, 211 y 335 Å. Panel derecho: para una selección de puntos del arco se muestran los perfiles transversales de intensidad. La curva naranja muestra el ajuste (gaussiana más recta, ver texto). Las figuras fueron generadas con el código `aia_loop_autodem.pro` del software de dominio público SolarSoft.

naranja) en las 6 bandas coronales de AIA para la selección de puntos del arco Nro. 1. Los paneles derechos de la Figura 6.8 muestran el análisis correspondiente al arco Nro. 6. Modelando la estructura coronal responsable de la emisión del arco EUV como un cilindro de diámetro d no uniforme, su valor en el punto donde fue hecha la sustracción de fondo se estima como el FWHM de la función gaussiana ajustada.

Una vez sustraída la intensidad del fondo se utilizan las intensidades resultantes en un dado punto (que representan la emisión proveniente exclusivamente del arco EUV) para determinar la DEM a partir de la Ecuación (3.31) utilizando la técnica de modelado paramétrico descrita en la Sección 3.3.4. Para la determinación de la DEM en cada punto del arco se utilizan las bandas de 131, 171 y 193 Å para las cuales el cociente señal/ruido es en general suficientemente alto (en arcos particulares podrían también utilizarse otras

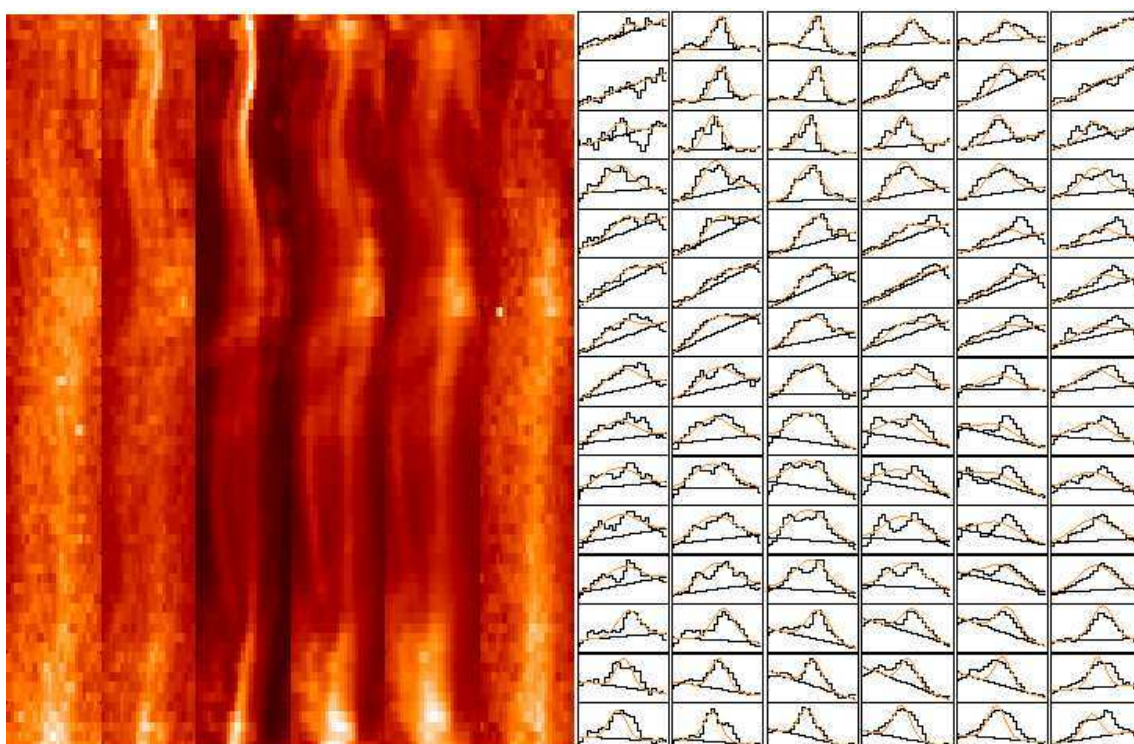


Figura 6.8: Ídem Figura 6.7 para el arco Nro. 6.

bandas). La DEM se modela utilizando el modelo paramétrico G1, consistente en una gaussiana simple (ver Ecuación (3.43)). Una vez obtenida la DEM, se calculan sus momentos de orden cero y uno (Ecuaciones (3.29) y (3.30) respectivamente) que son la EM y la temperatura electrónica media (T_e) en dicho punto. La densidad electrónica (N_e) se puede estimar a partir de la EM usando el diámetro de la sección del arco:

$$N_e = \sqrt{EM/d}, \quad (6.9)$$

suponiendo que la densidad es uniforme en el entorno de cada punto analizado.

El procedimiento se aplica a todos los puntos seleccionados a lo largo del arco de manera similar a los estudios DENT. Para los análisis posteriores utilizamos solamente los puntos donde la medida R aplicada a las intensidades observadas y las sintetizadas por la DEM (ver Ecuación (3.42)) sea menor a 0.2. Esto corresponde a una discrepancia promedio entre las intensidades observadas y las predichas por la DEM menor al 20 %. Los puntos negros indicados en los paneles izquierdos de las Figuras 6.5 y 6.6 son los puntos del arco seleccionados para realizar el análisis DEM que cumplen dicha condición.

6.2.3. Resultados

Combinando los valores de densidad y temperatura con la geometría del arco, obtenemos la distribución 3D de los parámetros físicos del mismo. A modo de ejemplo, la Figura 6.9 muestra los perfiles de densidad (N_e), temperatura (T_e) e intensidad de campo magnético (B) en función de la altura Z desde la fotosfera para las dos piernas del arco Nro. 1. Cada pierna corresponde a uno de los dos segmentos del arco entre la fotosfera y su ápice. Las barras de error de N_e y T_e fueron obtenidas a partir de un análisis de incertezas similar al realizado en la Sección 4.5, pero considerando como fuentes de incertezas sistemáticas la sustracción de fondo y la calibración radiométrica. La Figura 6.10 muestra los perfiles correspondientes al arco Nro. 6.

La Tabla 6.3 resume los valores del promedio y la desviación estándar de los perfiles de densidad y temperatura electrónica para los 13 arcos estudiados. Los valores de $\langle N_e \rangle$ varían en el rango $0.5\text{-}2.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, mientras que los valores de $\langle T_e \rangle$ varían en el rango $1.0\text{-}1.5 \text{ MK}$. Estos valores son consistentes con valores característicos de arcos de ARs observables en imágenes EUV obtenidos por otros estudios (Aschwanden & Boerner, 2011; Aschwanden et al., 2013). Los arcos estudiados resultan aproximadamente isotérmicos siendo la desviación estándar de la temperatura del orden del 5 al 20 % del valor de $\langle T_e \rangle$, un

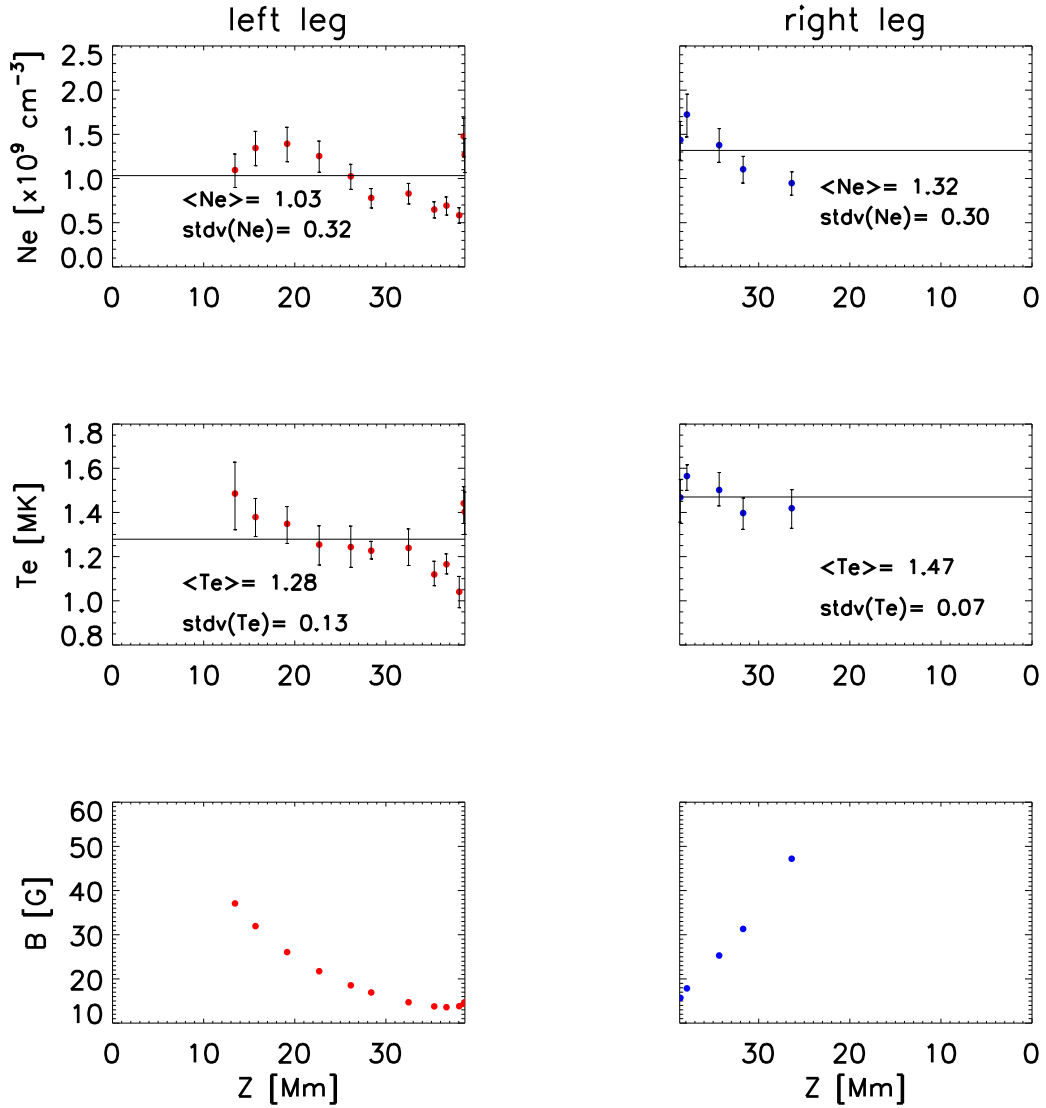


Figura 6.9: Perfiles de N_e , T_e y B para las 2 piernas del arco Nro. 1 en función de la altura Z desde la fotosfera. Cada pierna corresponde a uno de los dos segmentos del arco entre la fotosfera y su ápice. En los paneles superiores (medios) se indican los valores del promedio y la desviación estándar de la densidad (temperatura) a lo largo de cada pierna del arco.

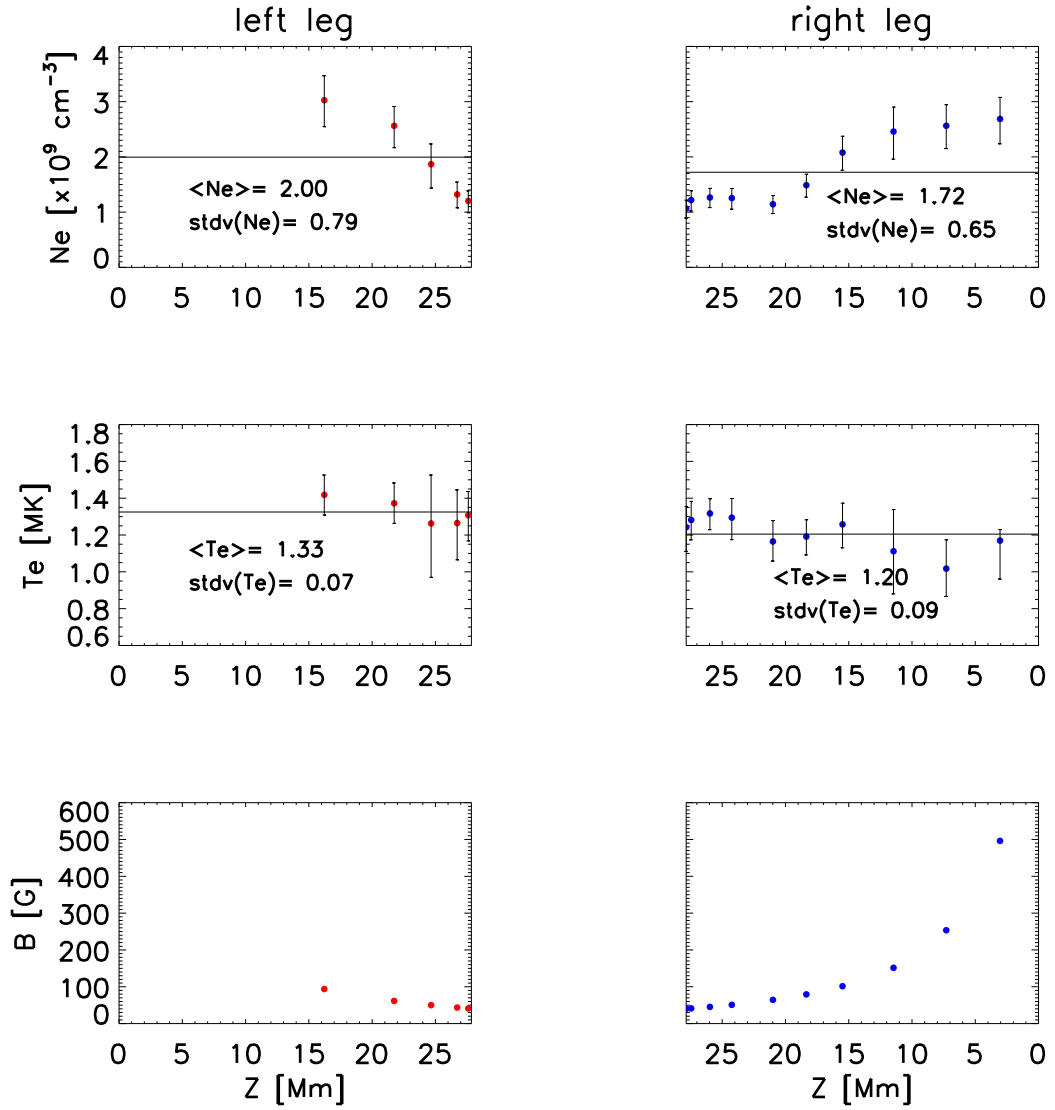


Figura 6.10: Ídem Figura 6.9 para el arco Nro. 6.

Nro. de arco	AR NOAA	$\langle N_e \rangle$ [10^9 cm^{-3}]	Stdv(N_e) [10^9 cm^{-3}]	$\langle T_e \rangle$ [MK]	Stdv(T_e) [MK]	L [Mm]	$\langle N_e \rangle / \langle N_e \rangle_E$
1	11130	1.12	0.33	1.34	0.15	137	6.8
2	11283	1.26	0.47	1.24	0.14	176	13.7
3	11635	1.40	0.34	1.11	0.15	128	12.2
4	11652	0.97	0.16	1.16	0.21	121	7.1
5	11652	1.17	0.36	1.46	0.11	208	10.2
6	11670	1.81	0.68	1.24	0.10	84	6.9
7	11670	0.90	0.17	1.26	0.10	93	3.8
8	11670	1.05	0.31	1.34	0.09	132	6.1
9	12002	0.95	0.38	1.34	0.19	337	46.8
10	12291	0.42	0.11	1.08	0.16	195	7.8
11	12384	0.63	0.33	1.04	0.20	353	42.1
12	12390	0.77	0.23	1.14	0.21	175	10.3
13	12390	0.96	0.45	1.10	0.23	163	12.5

Tabla 6.3: Promedio y desviación estándar de la densidad y temperatura electrónica a lo largo del arco (columnas 3 a 6). La penúltima columna muestra la longitud del arco L obtenida a partir de la geometría de la línea de campo del modelo LFFF que modela el arco. La última columna muestra el cociente entre la densidad promedio mostrada en la columna 3 y la predicha por el modelo EBTEL ($\langle N_e \rangle_E$, ver texto).

valor comparable a la incerteza característica inferida para los datos a partir del análisis de incertezas sistemáticas.

Los arcos de ARs suelen clasificarse en *calientes* y *tibios* (López Fuentes & Klimchuk, 2015). Mientras que los arcos calientes se observan en rayos X blandos, se ubican en el núcleo de las ARs y tienen temperaturas mayores a los 2 MK, los arcos tibios se observan en el EUV, se ubican en la periferia de las ARs y tienen temperaturas de ~ 1 MK. Los arcos estudiados en esta sección corresponden a la última categoría. Los primeros estudios de arcos de ARs a partir de observaciones en rayos X blandos provistas por el telescopio Skylab mostraron que los arcos calientes eran consistentes con arcos en equilibrio estático o cuasiestático (Rosner et al., 1978). Más adelante, a partir de observaciones de alta resolución y cadencia en el rango EUV, como las provistas por la misión Transition Region

and Coronal Explorer (TRACE), se desarrollaron estudios de muy alta resolución espacial y temporal de las propiedades físicas de los arcos tibios. Se encontró que los mismos no eran consistentes con arcos en equilibrio cuasiestático, siendo sus densidades y escalas de altura significativamente mayores a las predichas en condiciones estáticas para sus respectivas temperaturas (Aschwanden et al., 2001; Winebarger et al., 2003), régimen físico denominado *sobredensidad*.

Siendo este trabajo la primer reconstrucción de los perfiles de densidad y temperatura de arcos en ARs usando la técnica DEM 2D paramétrica descrita en la Sección 3.3.4 es interesante determinar si los arcos reconstruidos en este estudio resultan sobredensos. Para ello utilizamos soluciones de equilibrio del modelo hidrodinámico 0D *Evolución Térmica de Arcos Basado en la Entalpía* (EBTEL, por sus siglas en inglés), desarrollado por Klimchuk et al. (2008). El modelo EBTEL permite estudiar la evolución temporal de los parámetros del plasma promediados a lo largo del arco. El mismo divide los arcos en parte coronal y parte perteneciente a la región de transición. Además, supone que el arco tiene sección uniforme y es simétrico. Integrando la ecuación de balance energético entre la base coronal del arco y su ápice se obtiene:

$$\frac{3L}{4} \frac{\partial \langle P \rangle_E}{\partial t} \approx \frac{5}{2} P_0 V_0 + F_0 + \frac{L}{2} E_H - \phi_{R,E} \quad (6.10)$$

donde $\phi_{R,E} = \langle N_e \rangle_E^2 \Lambda(\langle T_e \rangle_E)$ es el flujo de pérdidas radiativas en unidades de $[\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$. Los dos primeros términos del miembro derecho son el flujo de entalpía y el flujo conductivo en la base coronal. $\langle P \rangle_E$, $\langle N_e \rangle_E$ y $\langle T_e \rangle_E$ son los valores promediados a lo largo del arco de la presión, densidad y temperatura predichos por el modelo EBTEL. E_H es la tasa de calentamiento en unidades de $[\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}]$ que se supone uniforme a lo largo del arco y constante en el tiempo y L es la longitud del arco. Integrando en la RT es posible obtener una ecuación similar.

Combinando las ecuaciones de la corona y la RT se puede obtener la evolución temporal de la presión, densidad y temperatura promedio. Los parámetros libres del modelo son la longitud del arco L y la tasa de calentamiento E_H .

Para cada uno de los 13 arcos estudiados, se ajustó el valor de E_H para encontrar una solución de equilibrio con longitud L igual a la reconstruida a partir del modelo LFFF (columna 7 de la Tabla 6.3) y con temperatura promedio similar a la mostrada en la columna 5 de la Tabla 6.3. Los valores del cociente entre $\langle N_e \rangle$ y el valor promedio de densidad predicho por el modelo EBTEL ($\langle N_e \rangle_E$) se muestran en la última columna de la Tabla 6.3. Los valores de densidad promedio obtenidos observacionalmente resultan ser 4 a

40 veces mayores a los correspondientes a la solución de equilibrio del modelo EBTEL. Así, los resultados observacionales indican que todos los arcos estudiados son sobredensos. Los factores de sobredensidad resultan consistentes con estudios previos de arcos EUV usando datos de TRACE (Aschwanden et al., 2001; Winebarger et al., 2003).

Otro aspecto en el que se diferencian los arcos EUV de los observados en rayos X blandos es el mecanismo de enfriamiento dominante. Mientras los primeros lo hacen por radiación, en los últimos el mecanismo de enfriamiento dominante es la conducción térmica. Siguiendo el trabajo de López Fuentes et al. (2007) se pueden obtener las siguientes leyes de escala para los tiempos de enfriamiento por conducción y radiación respectivamente:

$$\tau_{cond} \approx \frac{42}{4} \frac{k_B}{\kappa_0} \frac{N_e L^2}{T_e^{5/2}}, \quad (6.11)$$

$$\tau_{rad} \approx \frac{2}{\Lambda(T_e)} \frac{T_e}{N_e}, \quad (6.12)$$

donde κ_0 es la conductividad térmica de Spitzer y $\Lambda(T_e)$ es la función de pérdida radiativa, calculada en este trabajo a partir de la versión 7.1 del modelo CHIANTI (Landi et al., 2013).

Para la estimación de ambas escalas utilizamos los valores de N_e y T_e reconstruidos a partir del análisis DEM y la longitud del arco L obtenida a partir de la geometría 3D reconstruida con el modelo magnético LFFF. El panel izquierdo de la Figura 6.11 muestra el gráfico de dispersión del cociente de los tiempos de enfriamiento versus la temperatura para todos los puntos de los 13 arcos estudiados. El panel derecho de la Figura 6.11 muestra un gráfico similar considerando arcos estudiados tanto en el rango EUV (usando datos de TRACE), como utilizando datos en rayos X blandos (usando datos de los instrumentos GOES/SXI y Yohkoh/Hinode). La Tabla 6.4 muestra el promedio y la desviación estándar de $\log(\tau_{rad}/\tau_{cond})$ considerando los arcos reconstruidos en esta sección a partir de datos de AIA y considerando los arcos estudiados a partir de datos de TRACE en estudios anteriores (Winebarger et al., 2003). La comparación de ambos paneles de la Figura 6.11 y de los indicadores estadísticos mostrados en la Tabla 6.4 muestra que los valores característicos obtenidos para el cociente de los tiempos de enfriamiento en nuestro estudio de arcos, resultan similares a los obtenidos por estudios previos a partir de datos de TRACE (caja roja en el panel derecho).

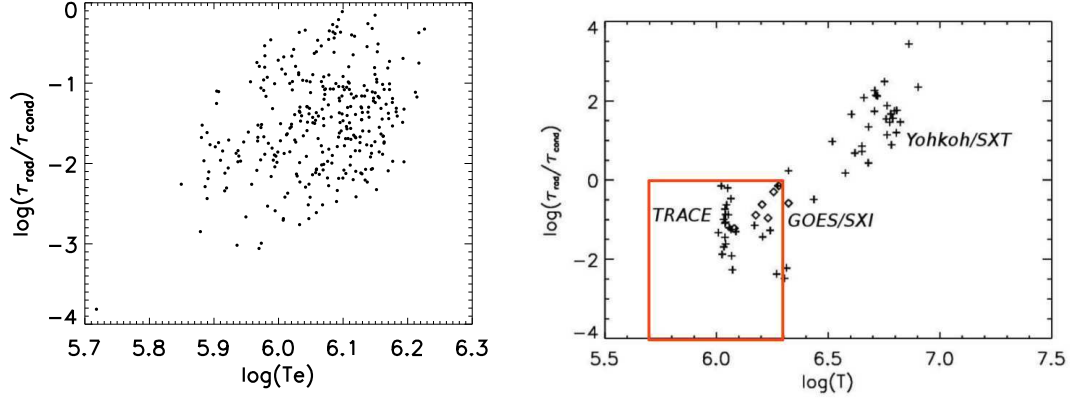


Figura 6.11: Diagramas de dispersión de τ_{rad}/τ_{cond} versus T_e (ver texto) en escala logarítmica para todos los puntos de todos los arcos estudiados. Panel izquierdo: los puntos corresponden a los perfiles de densidad y temperatura reconstruidos a partir del análisis DEM 2D para los 13 arcos. Panel derecho: determinaciones de τ_{rad}/τ_{cond} realizadas en otros estudios utilizando datos de telescopios EUV (TRACE) y de rayos X blandos (Yohkoh/SXT y GOES/SXI) (adaptado de López Fuentes et al. 2007). La caja roja corresponde a los rangos de los ejes del panel izquierdo e incluye los valores obtenidos utilizando datos de TRACE (Winebarger et al., 2003).

Instrumento	$\langle \log(\tau_{rad}/\tau_{cond}) \rangle$	Stdv ($\log(\tau_{rad}/\tau_{cond})$)
AIA	-1.49	0.61
TRACE	-1.18	0.70

Tabla 6.4: La tabla muestra el promedio y la desviación estándar de $\log(\tau_{rad}/\tau_{cond})$ considerando los arcos estudiados a partir de datos de AIA y de TRACE.

6.2.4. Discusión y conclusiones

En la Sección 6.2 describimos y aplicamos una técnica que combina modelos del campo magnético LFFF (Sección 2.3) con análisis DEM 2D (Sección 3.3.2) para obtener la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica en arcos magnéticos de ARs. Aplicamos la técnica a 13 arcos magnéticos de diferentes ARs en la fase de ascenso de Ciclo Solar 24. Aplicamos un análisis de propagación numérica de incertezas considerando los efectos de la sustracción de la intensidad de fondo y las incertezas radiométricas para asignar barras de error a los perfiles de densidad y temperatura reconstruidos, ΔN_e y ΔT_e , respectivamente.

Los arcos estudiados resultan aproximadamente isotérmicos, siendo la desviación estándar de la temperatura a lo largo del arco entre 5-20 % del valor de la temperatura promedio y $\Delta T_e \sim \text{Stdv}(T_e)$. Las densidades promedio resultan ser entre 4 y 40 veces mayores a las predichas por el modelo hidrodinámico 0D EBTEL, para un arco en equilibrio con la longitud y temperatura promedio observadas. Esta característica de sobredensidad resulta consistente con estudios previos de arcos observados en el rango EUV utilizando otros instrumentos (Aschwanden et al., 2001; Winebarger et al., 2003).

Estimamos los tiempos de enfriamiento por conducción térmica y radiación utilizando leyes de escala deducidas por López Fuentes et al. (2007). Encontramos que los arcos estudiados se enfrían predominantemente por mecanismos radiativos. Siendo el tiempo de enfriamiento radiativo entre 10 y 1000 veces más pequeño que el tiempo de enfriamiento por conducción térmica. Los valores obtenidos son consistentes con estudios previos (López Fuentes et al., 2007; Winebarger et al., 2003).

Los arcos estudiados resultan sobredensos al comparar con las soluciones del modelo 0D EBTEL. La Figura 6.11 muestra que para todos los puntos de todos los arcos estudiados el mecanismo de enfriamiento dominante es el radiativo, consistente con sobredensidad local a lo largo de todo el arco. Si los arcos son sobredensos y el mecanismo de calentamiento estuviera concentrado en las bases, entonces los mismos se encontrarían fuera del equilibrio térmico y deberían observarse asimetrías importantes en los perfiles de densidad y pronunciados gradientes térmicos (Klimchuk et al., 2010; Lionello et al., 2013), contrariamente a lo indicado por nuestros resultados.

Así, el hecho de que los arcos estudiados resulten aproximadamente isotérmicos y sobredensos, junto a que no hay asimetrías importantes en la distribución de densidad, sugiere fuertemente que el mecanismo de calentamiento actuante deposita la energía a lo largo

de todo el arco y no en una zona particular. Los arcos estudiados pueden observarse en las imágenes EUV durante períodos prolongados de 30-90 minutos. Si el mecanismo de calentamiento que opera en los mismos fuera impulsivo y localizado en una región determinada del arco, se esperaría observar los mismos por menos tiempo y observar asimetrías importantes en su distribución de densidad.

Por lo tanto, los arcos tibios de ARs estudiados en este capítulo resultan más compatibles con un escenario donde los mismos son calentados por nanofulguraciones ubicuas a lo largo del arco (Parker 1988, Cargill & Klimchuk 1997, Vekstein 2009; ver el trabajo de revisión de López Fuentes & Klimchuk 2015).

En este primer trabajo empleamos las herramientas desarrolladas para el estudio de ejemplos de arcos en un solo instante. En el futuro planeamos utilizar este desarrollo para el estudio de su evolución temporal, usando series temporales de imágenes EUV cubriendo el período durante el cual el arco es observable en las imágenes. Además, nos proponemos comparar los perfiles de densidad temperatura reconstruidos observacionalmente con los predichos por el modelo hidrodinámico 1D ARGOS (Adaptively Refined GOrdunov Solver, Antiochos et al. 1999).

Capítulo 7

Estudio local: Topología magnética y viento solar lento

Estudios recientes muestran que los flujos de plasma ascendente, observados por el espectrómetro EIS a bordo de la misión Hinode, pueden acceder a líneas de campo magnético abiertas y ser liberados en el viento solar vía reconexión magnética en el entorno de puntos de campo nulo. Cuando sólo una AR se encuentra en el disco solar visible y está totalmente cubierta por la separatriz de un streamer, tal como es el caso de la AR 10978 durante la CR 2064 (diciembre de 2007), parece muy poco probable que los flujos de plasma ascendente desde la AR puedan encontrar un camino hacia el viento solar lento. Sin embargo se encontraron indicios de plasma con composición típica de la AR a 1 UA que aparentemente se originaron en su lado oeste. En este capítulo presentamos un análisis detallado de la topología de la AR 10978 y de la zona coronal circundante usando un modelo PFSS (ver Sección 2.2). Nuestro modelo muestra que es posible para el plasma de la AR acceder a líneas de campo abiertas y liberarse en el viento solar vía reconexión magnética. Nuestro análisis de la topología global indica que el proceso de reconexión ocurre en al menos dos etapas. Además, estudiamos la relación entre la evolución temporal de la topología local de la AR 10978, calculada a partir de un modelo LFFF (ver Sección 2.3) y la de los flujos de plasma contenidos en las líneas de campo ancladas en las vecindades de las QSLs (ver Sección 2.4.2), mostrando una conexión temporal causal entre estas últimas y los flujos en el EUV.

7.1. Introducción

Cómo se mencionó en la Sección 1.4, desde el descubrimiento de los flujos ascendentes en los bordes de las ARs a partir de observaciones espectroscópicas en el EUV, se ha propuesto que estos flujos son en realidad flujos salientes y que podrían contribuir al viento solar lento. Baker et al. (2009) demostraron que los flujos ascendentes ocurren a lo largo de las QSLs (ver Sección 2.4.2) donde se pueden formar las hojas de corriente y reconectarse el campo magnético. En este trabajo se propuso que un gradiente de presión debido a la reconexión entre arcos magnéticos de diferente densidad podría ser el causante de los flujos ascendentes observados en el EUV. Por otro lado, (Del Zanna et al., 2011) estudió, utilizando extrapolaciones magnéticas potenciales, la conexión entre los flujos ascendentes de una AR y un punto nulo coronal de gran altitud en una configuración de pseudostreamer. En este punto el campo se podría reconectar, creando gradientes de presión y generando ondas de rarefacción en los arcos reconectados (Bradshaw et al., 2011). Como las separatrices y los puntos nulos son parte del concepto más general de QSLs, los resultados de Baker et al. (2009) y Del Zanna et al. (2011) no resultan contradictorios y contribuyen a entender como la topología y la reconexión magnética pueden explicar la existencia de flujos ascendentes en los bordes de las ARs. Sin embargo, cómo y qué mecanismos físicos actúan para que los flujos ascendentes de plasma en los bordes de las ARs puedan acceder al viento solar es un problema aun abierto.

van Driel-Gesztelyi et al. (2012) estudiaron un complejo de dos ARs flanqueadas por dos agujeros coronales de baja latitud con polaridad magnética opuesta. Combinando observaciones coronales e *in situ*, con modelado del campo magnético y cálculo de su topología encontraron una conexión física entre los flujos salientes en los bordes de las ARs y el viento solar lento observado a 1 AU. Determinaron a partir de extrapolaciones LFFF del campo magnético de las dos ARs que sus flujos salientes eran coespaciales con las QSLs y la separatriz de un punto nulo. Complementariamente, el modelado magnético global, a partir de una extrapolación PFSS, indicaba que la AR más pequeña estaba solamente parcialmente cubierta por líneas de campo magnético cerradas. Los autores propusieron que la reconexión magnética entre líneas de campo cerradas con plasma de alta densidad y líneas abiertas con plasma de baja densidad podría haber ocurrido en el punto de campo nulo que se encontraba arriba de la AR. De esta forma, debido al gradiente de presión en los arcos reconectados, el plasma de la AR podría haber accedido a las líneas de campo abiertas y al viento solar. Usando datos del Advanced Composition Explorer (ACE), van

Driel-Gesztelyi et al. (2012) mostraron que la temperatura, velocidad y abundancia de iones observada en el viento solar lento estaban relacionadas con los valores correspondientes al complejo de ARs estudiado.

Un candidato interesante para estudiar la relación entre los flujos ascendentes en los bordes de las ARs y el viento solar lento es la AR 10978, presente durante la CR 2064. En esta AR se observaron flujos ascendentes con velocidades altas y extensas durante todo su tránsito en el disco solar (ver Figura 7.1). Para dicha región existen datos disponibles de EIS, cubriendo de forma completa su desplazamiento de limbo a limbo (Démoulin et al., 2013).

Brooks & Warren (2011) estudiaron los flujos ascendentes de esta AR a partir de datos de EIS y hallaron que la abundancia del Si era siempre mayor a la del S en un factor entre 3 y 4 (valores característicos de AR). Cuando el lado oeste de la AR estaba orientado en la dirección de la Tierra, el cociente de abundancias de Si/S medido unos días después con el Solar Wind Ion Composition Spectrometer a bordo de la nave ACE resultó comparable a los valores obtenidos en la región. Este hallazgo puede considerarse una evidencia de la conexión entre los flujos ascendentes y el viento solar lento. Más aún, Culhane et al. (2014) concluyeron que las variaciones de campo magnético, velocidad de los protones y densidad observadas en el punto lagrangeano L1, junto con el incremento de los cocientes de abundancias de O^{7+}/O^{6+} , C^{6+}/C^{5+} y Fe/O en un factor entre 4 y 5 (valor característico de AR) y los resultados de Brooks & Warren (2011), eran una clara prueba de la presencia de plasma de la AR en el viento solar lento.

Sin embargo, la AR 10978 se encontraba completamente cubierta por las líneas de campo magnético cerradas del streamer. ¿Cómo el plasma de la AR pudo eludir este obstáculo topológico y acceder al viento solar lento? En este Capítulo trataremos de dar una respuesta a este interrogante a partir del modelado del campo magnético local y global de la AR y su entorno coronal y el cálculo de su topología.

7.2. El entorno magnético y coronal de la AR 10978

7.2.1. Observaciones durante la CR 2064

Durante la CR 2064, la AR 10978 fue la región más grande observada en el disco solar. Esta AR de carácter bipolar recorrió el disco, observada desde la Tierra, del 6 al 19 de diciembre de 2007. La Figura 7.2 muestra el magnetograma sinóptico de MDI correspon-

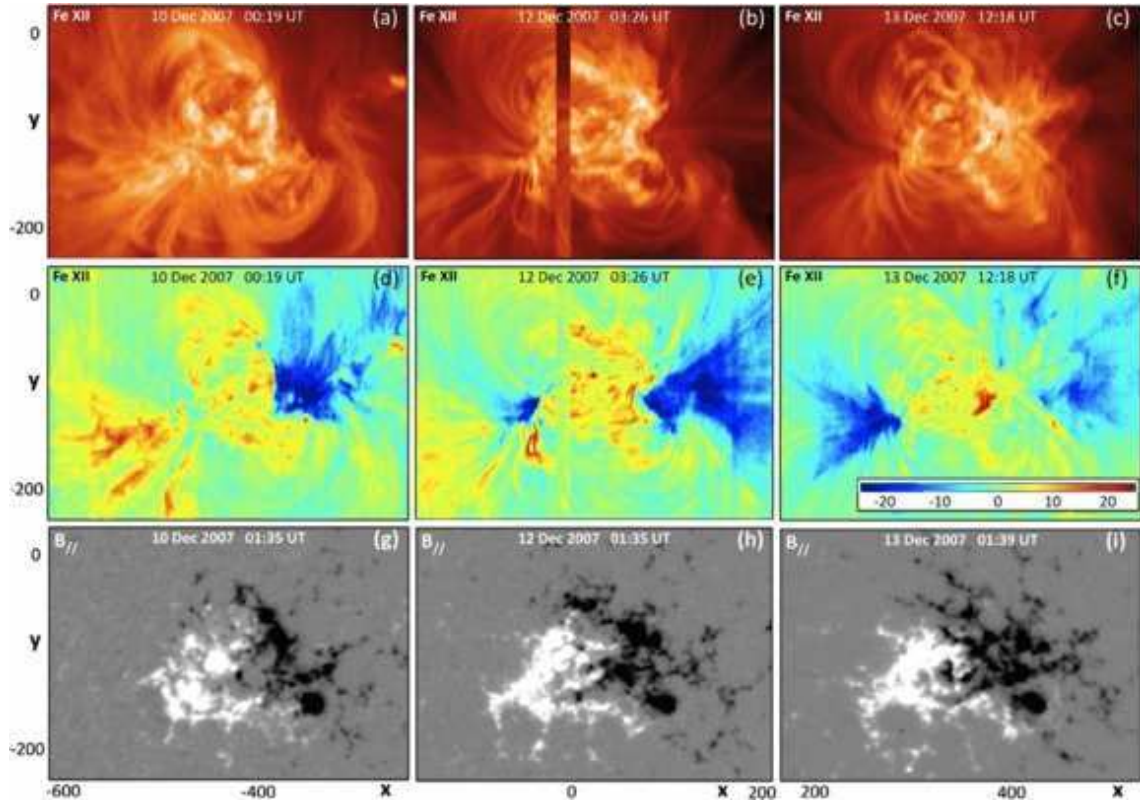


Figura 7.1: Evolución de la AR 10978 durante tres días: 10 de diciembre de 2007 00:19 TU, 12 de diciembre 03:26 TU y 13 de diciembre 12:18 TU. Los paneles superiores y medios muestran mapas de la intensidad de la línea espectral de Fe XII 195.12 Å medida por el espectrómetro EIS y la velocidad deducida a partir del efecto Doppler sobre dicha línea. La barra de color en el panel medio de la derecha indica la escala de velocidad en unidades de km s^{-1} . Las regiones azules (rojas) corresponden a flujos ascendentes (descendentes). Los paneles inferiores muestran magnetogramas de la AR con un nivel de saturación de 500 G. Reproducido de Démoulin et al. (2013).

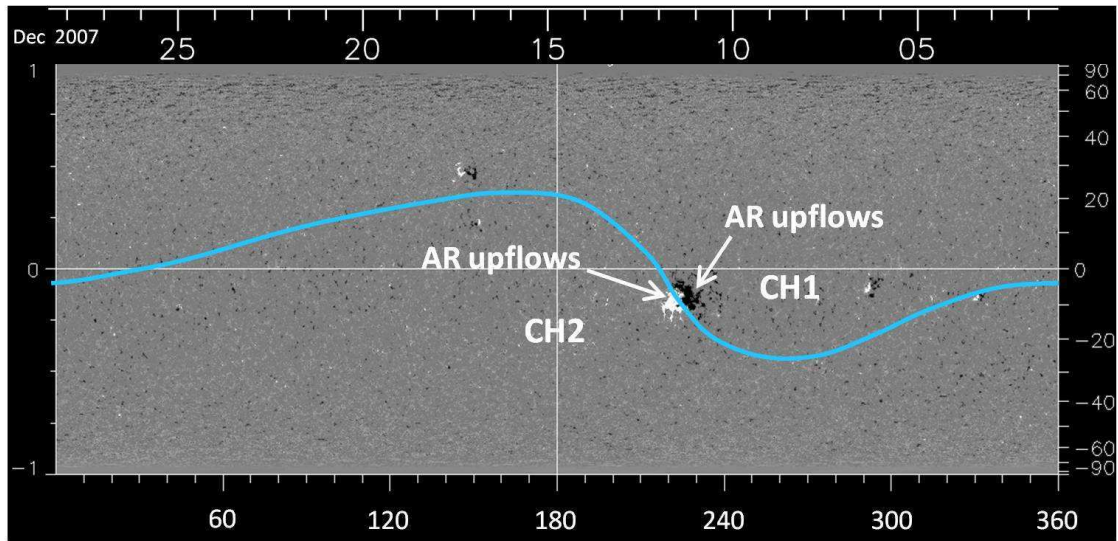
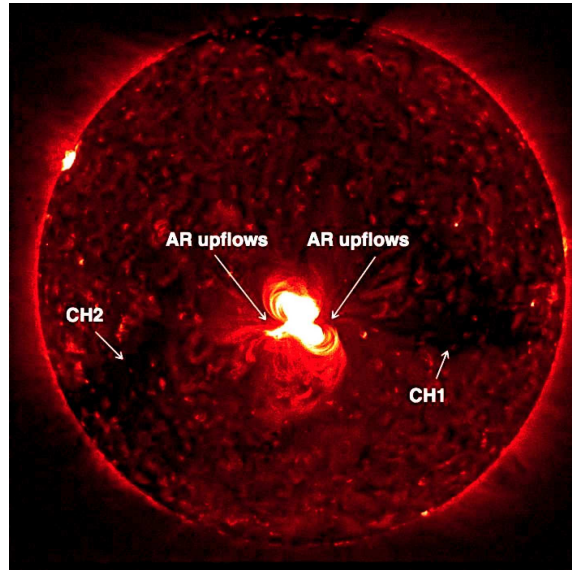


Figura 7.2: Magnetograma sinóptico de MDI para la CR 2064. El eje horizontal indica la longitud de Carrington, el eje vertical de la derecha indica la latitud de Carrington, mientras que el eje vertical de la izquierda indica el seno de la latitud. La curva celeste gruesa sobregraficada es la proyección en la superficie solar de la línea de inversión de polaridad a $2.5 R_{\odot}$, calculada usando un modelo PFSS basado en datos de NSO/GONG. Se observan los CHs a ambos lados de la AR, así como las zonas con flujos ascendentes más prominentes. Para todas las figuras que muestran datos de campo magnético, blanco (negro) corresponde a valores de campo positivo (negativo).

diente a dicha rotación. Se puede observar que la AR 10978 se encuentra aislada con unas cuantas regiones menores visibles a cierta distancia. Se muestra superpuesta, la proyección en la superficie solar de la línea de inversión de polaridad (PIL, por sus siglas en inglés). La proyección de la PIL acuerda a grandes rasgos con la línea de inversión de polaridad de la AR 10978. Se indican, además, dos áreas unipolares con polaridad opuesta, correspondientes a dos agujeros coronales (CHs, por sus siglas en inglés) al oeste y al este de la AR, respectivamente, indicados como CH1 y CH2. También se muestra la localización periférica del flujo ascendente de plasma visto por EIS.

La Figura 7.3 muestra una imagen de rayos X de la AR 10978 y su entorno coronal, correspondiente a su paso por el meridiano central (CMP, por sus siglas en inglés). Los dos CHs se observan claramente como regiones oscuras a ambos lados de la AR, que es la única estructura significativamente brillante en el disco.

Figura 7.3: Imagen de XRT/Hinode mostrando el entorno coronal alrededor de la AR 10978. La imagen corresponde al CMP de la AR, el 12 de diciembre de 2007. Los dos CHs que flanquean la región se indican con flechas. La AR es la única estructura significativamente brillante en el disco solar. La localización de los flujos ascendentes principales observados con EIS también se señalan con flechas.



7.2.2. El campo magnético de la CR 2064

Modelamos el campo magnético de la CR 2064 usando la extrapolación PFSS descrita en la Sección 2.2. Para ello se utilizó como condición de contorno fotosférica un magnetograma sinóptico de MDI correspondiente a dicha rotación. Como se mencionó en la Sección 2.2, el campo magnético coronal está globalmente bien descrito a partir de un modelo PFSS, excepto en regiones donde existan corrientes eléctricas, como puede ser alrededor de un filamento. Sin embargo, para los propósitos de este estudio, un modelo PFSS provee una descripción razonable de la conectividad del campo magnético alrededor de la AR 10978, región aislada y estable.

La Figura 7.4 muestra una visualización 3D de este modelo, usando como longitud de Carrington central la correspondiente al CMP de la AR 10978. Las líneas de campo han sido trazadas a partir de un conjunto de puntos iniciales separados por 10° (tanto en latitud como en longitud) y ubicados a una altura de ≈ 50 Mm arriba de la fotosfera (para una descripción detallada del trazado de líneas de campo, ver Sección 2.2). Esta selección de líneas muestra de forma uniforme el campo magnético de gran escala, especialmente la arcada que cubre la AR.

Podemos destacar dos puntos importantes en la Figura 7.4. Primero, se observa un buen acuerdo entre la localización de los CHs y los arcos de la AR cuando se comparan las Figuras 7.4 y 7.3. Segundo, la AR 10978 se encuentra completamente cubierta por la arcada del cinturón de streamers (ver también las Figuras 5a, 6a y 6b en Culhane et al.

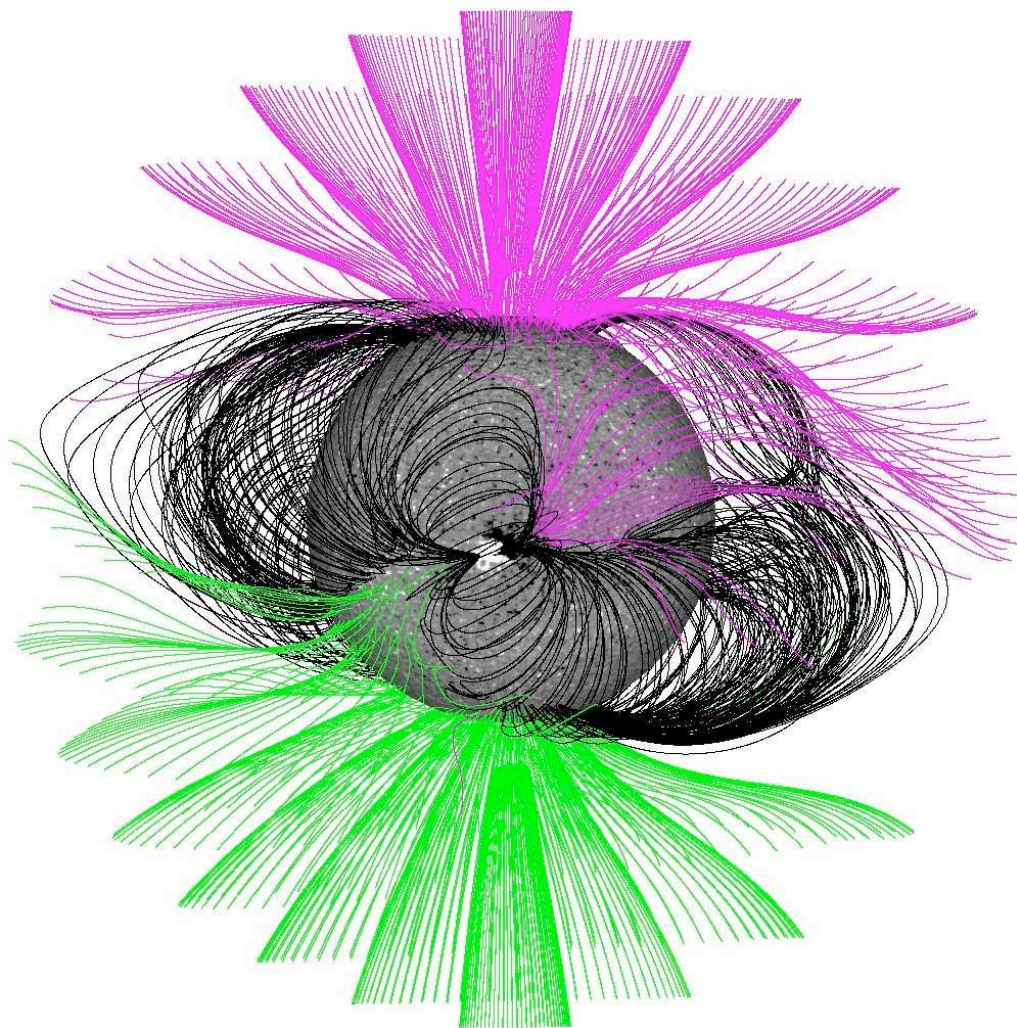


Figura 7.4: Visualización del modelo PFSS de la CR 2064 con la AR 10978 en el meridiano central (longitud de Carrington 228°). La AR se encuentra cubierta completamente por el cinturón de streamers. Se observan líneas abiertas de los dos CHs en sus flancos. La convención de colores para las líneas de campo es: negro para las líneas cerradas y magenta (verde) para las líneas abiertas ancladas en polaridad negativa (positiva).

2014). Esto último sugiere que, a pesar de los hallazgos de Culhane et al. (2014), es muy difícil que los flujos ascendentes observados por EIS puedan acceder a las líneas de campo abiertas y ser liberados al viento solar lento.

7.3. Topología global del campo magnético de la CR 2064

7.3.1. Puntos de campo nulo coronales

En vista a los resultados de van Driel-Gesztelyi et al. (2012), quienes hallaron que líneas de campo magnético en la vecindad de un punto nulo pueden canalizar, a partir de reconexión magnética, plasma de la AR en el viento solar lento, buscamos la presencia de puntos de campo nulo en la CR 2064.

La Figura 7.5 muestra, para una subregión del mapa fotosférico mostrado en la Figura 7.2, la localización de todos los puntos nulos hallados a alturas mayores a 25 Mm. La ubicación de los puntos nulos, se calcula a partir del modelo de campo PFSS. Para su cálculo utilizamos un código desarrollado anteriormente por el grupo de física solar del IAFE. En una dada celda de la malla numérica de campo se calcula el cambio de signo de las tres componentes del campo en cada vértice. Cuando se encuentra que las tres componentes invierten su signo, se itera usando un método de Newton-Raphson para encontrar la ubicación del nulo con mayor precisión. Una vez conocida su ubicación calculamos sus autovalores y autovectores utilizando una subrutina que desarrollamos a tal efecto (ver Sección 2.4.1).

Los puntos nulos que encontramos a alturas $\lesssim 25$ Mm no se encuentran relacionados con la AR 10978, o con los flujos ascendentes en sus bordes, o presentan una estructura magnética cerrada (como también ocurre para varios de los nulos mostrados en la Figura 7.5, como se discutirá en la Sección 7.3.2). Estas características hacen que los nulos que se encuentran a alturas $\lesssim 25$ Mm no sean buenos candidatos para que a partir de la reconexión magnética, el plasma ascendente en los bordes de la AR 10978 pueda alcanzar el viento solar y, por lo tanto, pueden ser excluidos de nuestros análisis.

En la Figura 7.5 se indica la ubicación de los 4 puntos nulos que se encuentran a una distancia angular de la AR 10978 menor a 20° en longitud usando la intersección de tres segmentos coloreados, que corresponden a las direcciones de los 3 autovectores de la matriz jacobiana (ver Ecuación (2.23)). Los 4 puntos nulos considerados corresponden a nulos negativos (ver Sección 2.4.1), es decir que tienen dos autovalores negativos (cuyos

autovectores asociados definen el plano del abanico) y un autovalor positivo (cuyo autovector asociado define la espina). El segmento de color azul oscuro (celeste) corresponde al autovector asociado al mayor (menor) autovalor negativo en el plano del abanico y el segmento rojo corresponde al autovector asociado al autovalor positivo que define la dirección de la espina. Estos nulos han sido identificados con la letra N y un número. Su estructura magnética será analizada en detalle en las Secciones 7.3.2 y 7.3.3. La ubicación de los puntos nulos que distan más de 20° en longitud de la AR 10978 se indica con un símbolo $\times$ amarillo.

Para comprobar la estabilidad de los nulos identificados en la Figura 7.5, hemos calculado su ubicación, autovalores y autovectores usando dos modelos PFSS alternativos: i) aumentando en un factor 2 la resolución del modelo previo y ii) manteniendo la resolución previa pero cambiando la condición de contorno fotosférica a un mapa sinóptico de CR 2064 de GONG. Los mapas sinópticos de GONG tienen menor resolución que los correspondientes a MDI, con 360 puntos en la malla longitudinal y 180 puntos en la malla latitudinal. En el experimento i) hemos hallado que el cambio de resolución mantiene inalterada la localización de los puntos nulos dentro de una precisión de $\approx 10^{-3}$ y preserva las características de su topología (signos y valores relativos de sus autovalores). En el experimento ii) hallamos resultados similares, con una ubicación de los nulos inalterada en radio y latitud dentro de una precisión de $\approx 10^{-2}$ y en longitud con una precisión de $\approx 10^{-1}$. De estos resultados concluimos que los puntos nulos son estables y su presencia y características no son un artificio del magnetograma sinóptico particular que se utiliza como condición de contorno del modelo, ni de la resolución numérica utilizada.

7.3.2. Nulos con una configuración magnética cerrada en la vecindad de la AR 10978

En las Figuras 7.6 a 7.8 mostramos una selección de líneas de campo en el entorno de los puntos nulos N1 a N4. Los autovectores asociados a cada nulo se utilizaron para generar un número de vectores posición alrededor de cada nulo que se usaron como puntos iniciales del trazado de líneas de campo.

La Figura 7.6 muestra la conectividad magnética en la vecindad de los nulos N2, N3 y N4 localizados a alturas por encima de la fotosfera de 25.2, 26.4 y 25.7 Mm, respectivamente. Para trazar las líneas de campo que se muestran en esta figura, seleccionamos varios puntos iniciales alrededor de cada nulo, arriba y abajo del plano del abanico. Estos se determinaron

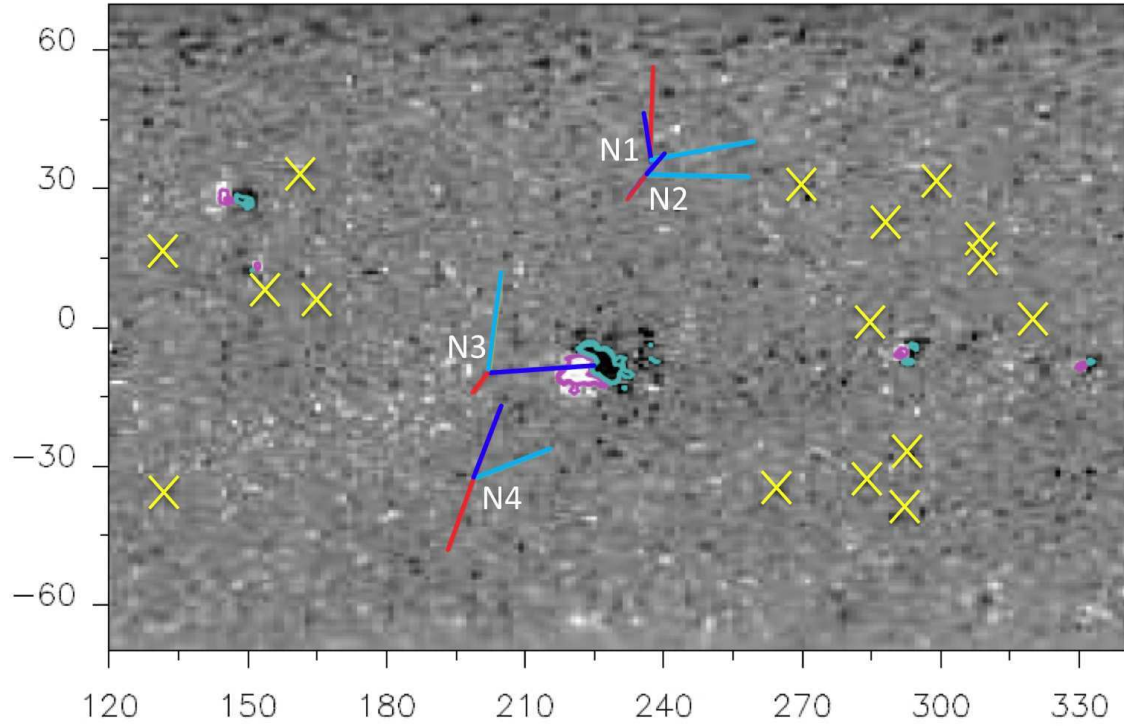


Figura 7.5: Una subregión del mapa sinóptico de CR 2064. El campo magnético, que corresponde a la condición de contorno fotosférica del modelo PFSS, está saturado por arriba (abajo) de 30 G (-30 G). Se muestra la ubicación de todos los puntos nulos a una altura mayor a 25 Mm ($\approx 0.036 R_{\odot}$) arriba de la fotósfera. Los 4 nulos que se encuentran dentro de un rango de 20° de longitud de la AR 10978 se indican usando la intersección de un conjunto de 3 segmentos coloreados (ver texto) y se los etiqueta con la letra N y un número. Los nulos que se encuentran fuera de dicho rango se indican con un símbolo $\times$ amarillo. El eje horizontal (vertical) es la longitud (latitud) de Carrington.

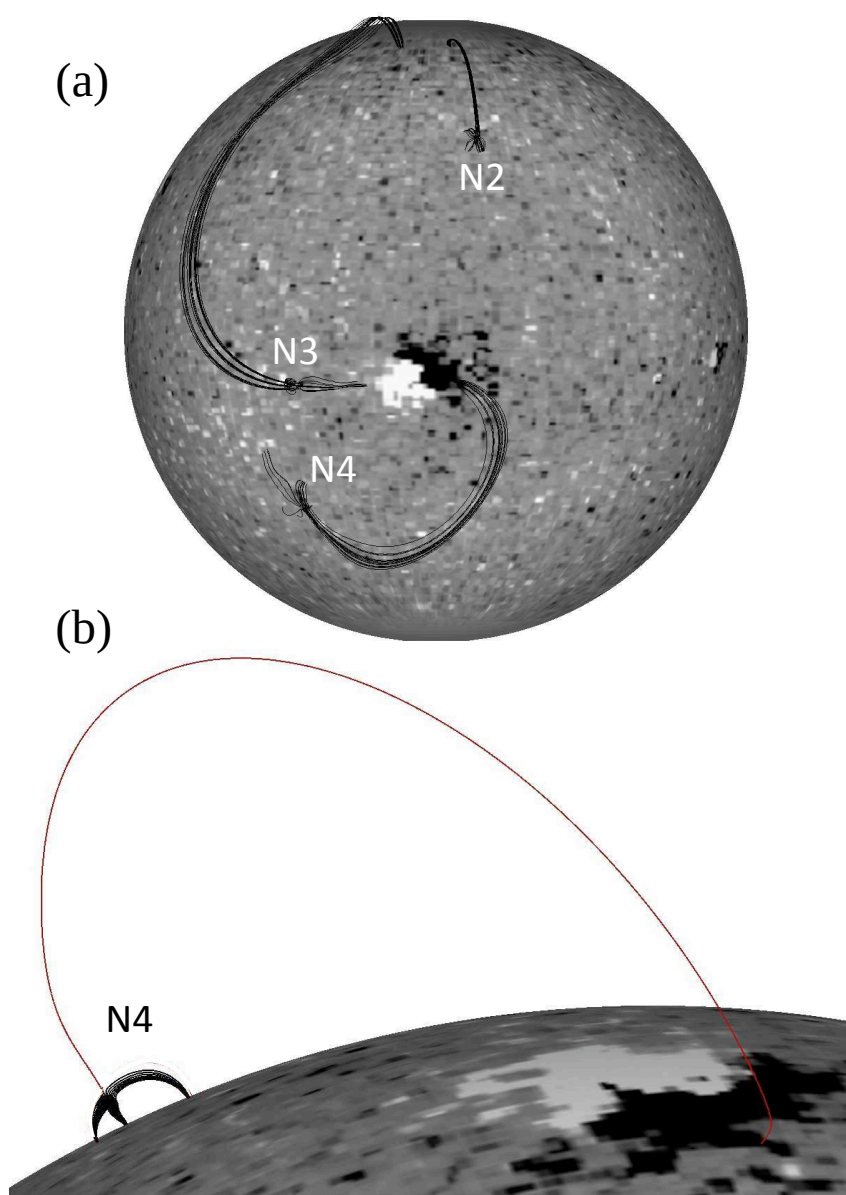


Figura 7.6: Puntos de campo nulo alrededor de la AR 10978. (a) Un conjunto de líneas de campo calculadas alrededor de los Nulos 2, 3 y 4, como se explica en las Sección 7.3.2. Las líneas de campo graficadas alrededor de N3 están conectadas con el borde este de la AR 10978, mientras que el N4 conecta con su borde oeste. Todas las líneas de campo (graficadas en color negro) calculadas para este conjunto de nulos son cerradas. (b) Una visión detallada del nulo N4, ilustrando el conjunto de líneas de campo del plano del abanico y la espina superior, en colores negro y rojo, respectivamente.

como la suma de la posición del nulo y una combinación lineal de los dos autovectores del abanico. Las líneas de campo seleccionadas muestran claramente que la estructura de gran escala de la configuración magnética es cerrada. La espina superior del nulo N2 conecta bien lejos de la AR 10978, hacia el CH norte. Las líneas de campo alrededor de la espina superior del nulo N4 conectan con el borde oeste con polaridad negativa de la AR 10978, mientras que algunas líneas de campo alrededor del nulo N3 alcanzan el borde este con polaridad positiva de la AR 10978 y otras líneas llegan al CH norte.

La Figura 7.6b muestra, como ejemplo, un conjunto de líneas de campo en el plano del abanico para el nulo N4 trazados como se indicó arriba. Además, hemos seleccionado un punto inicial a lo largo de la espina del nulo, calculado como la posición del nulo más un apartamiento suficientemente pequeño en la dirección del autovector de la espina. Las líneas de campo elegidas en el plano del abanico se indican en negro, mientras que la línea en la espina se indica en rojo.

7.3.3. Nulos con una configuración magnética abierta en la vecindad de la AR 10978

El único punto de campo nulo asociado con una configuración de campo magnético abierta es el nulo N1 (ver Figura 7.7). Este nulo está ubicado al noroeste de la polaridad negativa principal de la AR 10978, cerca del CH norte. Su altura arriba de la fotosfera es ≈ 108 Mm. Los puntos iniciales elegidos para trazar las líneas de campo en el entorno de este nulo fueron seleccionados de una malla numérica esférica centrada en él de $3 \times 7 \times 7$ (radial $\times$ latitudinal $\times$ longitudinal), con un paso de malla de $0.02 R_{\odot}$ en la dirección radial y un paso de 0.5° en ambas direcciones angulares. Solamente un subconjunto de la malla, correspondiente a 49 puntos iniciales con alturas más grandes que la del nulo, fueron elegidos para graficar las líneas de campo en la Figura 7.7, donde las mismas se muestran desde 3 puntos de vista diferentes. La Figura 7.7a muestra que las líneas de campo magnético abiertas alrededor de la espina superior del nulo, se desplazan ligeramente hacia la eclíptica en la superficie fuente, mientras que las bases de las mismas se acercan al ecuador solar (comparar paneles a y b). Los otros dos puntos de vista corresponden a un punto intermedio entre el limbo este y el CMP (panel b) y al CMP de la AR 10978 (panel c).

La Figura 7.8 muestra una selección de 4 líneas de campo del conjunto de líneas mostrado en la Figura 7.7. Estas 4 líneas ilustran como el proceso de reconexión magnética pudo

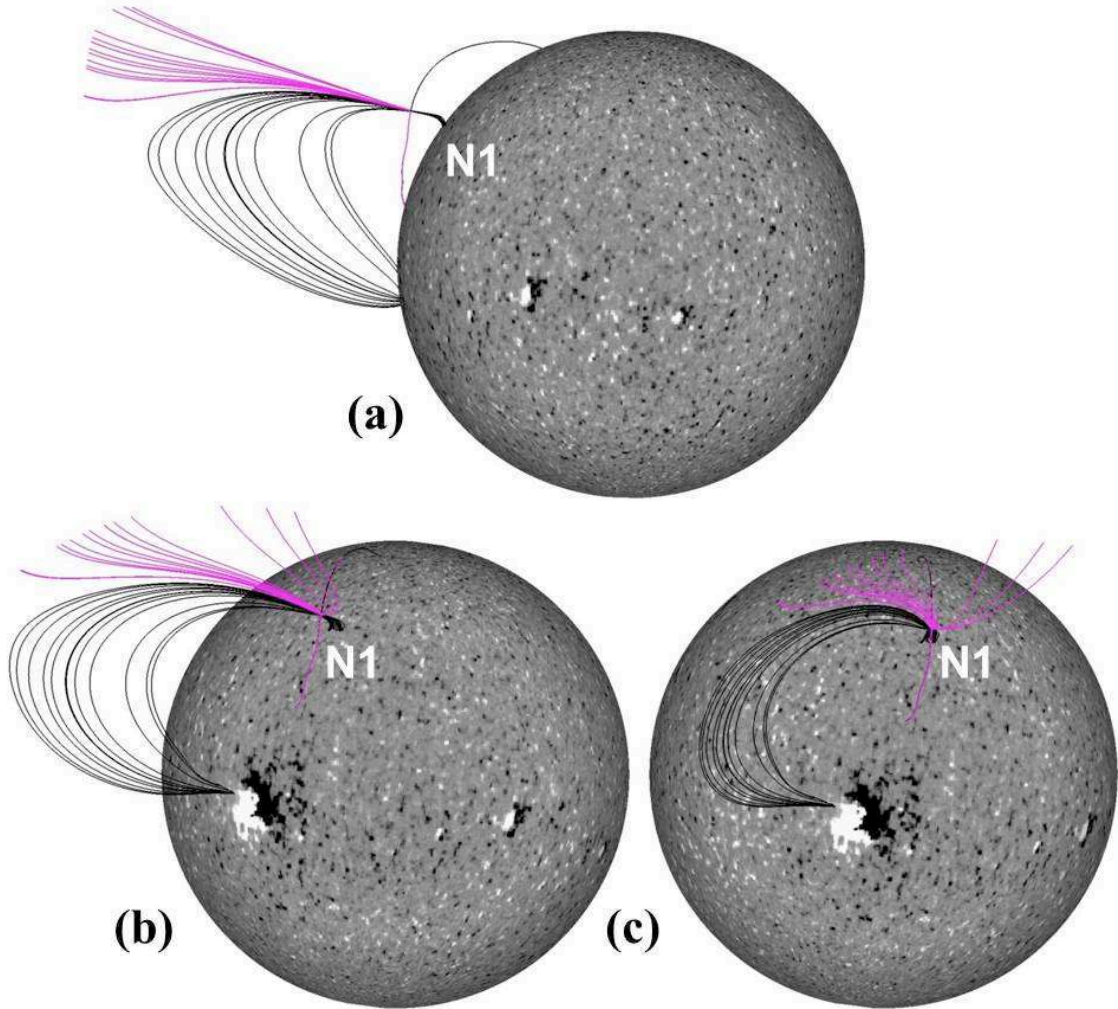
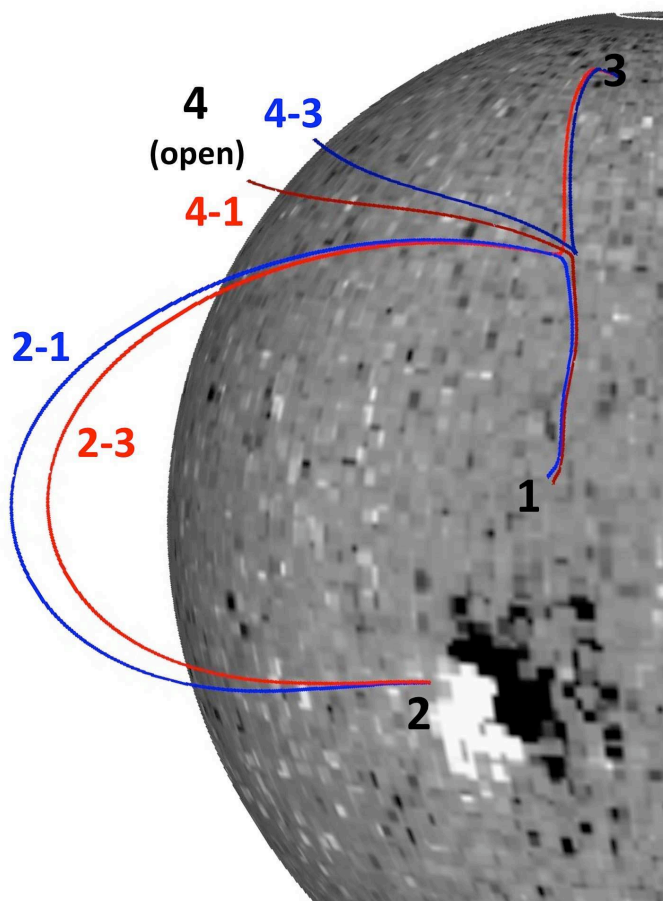


Figura 7.7: Diferentes visualizaciones de un conjunto seleccionado de líneas de campo que pasan en el entorno del nulo N1. Los paneles son diferentes puntos de vista del mismo conjunto de líneas. Del conjunto de puntos nulos seleccionados dentro de $\pm 20^\circ$ en longitud de la AR 10978, el nulo N1 es el único asociado con líneas de campo magnético abiertas. Los paneles (a), (b) y (c) corresponden a visualizaciones de las líneas de campo seleccionadas con longitud de Carrington central de 318° , 273° y 228° (CMP de la AR 10978), respectivamente. Las líneas de campo magnético abiertas ancladas en polaridad negativa se grafican en magenta, mientras que las líneas de campo magnético cerradas se grafican en negro.

Figura 7.8: Una selección de 4 líneas calculadas en el entorno del nulo N1. Estas han sido elegidas del conjunto de líneas mostrado en la Figura 7.7 para ilustrar como se pudo producir la reconexión magnética en el entorno del punto nulo. Los números pares (impares) indican regiones de polaridad positiva (negativa) donde las líneas de campo magnético se conectan. El número 4 es usado para la superficie fuente a $2.5 R_{\odot}$. Los números separados por un guión, asociados a cada línea de campo, indican su conectividad. Los colores de las líneas de campo han sido elegidos de forma tal que azul corresponde a líneas de campo antes del proceso de reconexión y rojo a líneas de campo después del proceso de reconexión.



ocurrir en este nulo. Los arcos cerrados anclados cerca de la AR 10978, indicados como 2-1, se podrían haber reconectado con líneas de campo abiertas del CH norte, indicadas como 4-3, para dar como resultado de la reconexión, las líneas de campo indicadas como 2-3 y 4-1. Este proceso podría transferir el plasma de los arcos coronales cerrados a las líneas de campo abiertas y desplazar a medida que ocurre las bases de las líneas abiertas hacia el ecuador solar. Como consecuencia, en la superficie fuente, las líneas abiertas reconectadas se desplazarían ligeramente hacia la eclíptica. Sin embargo, este único paso de reconexión no es suficiente para llevar el plasma contenido en los flujos ascendentes de la AR a las líneas de campo magnético abiertas, como explicaremos en la próxima sección.

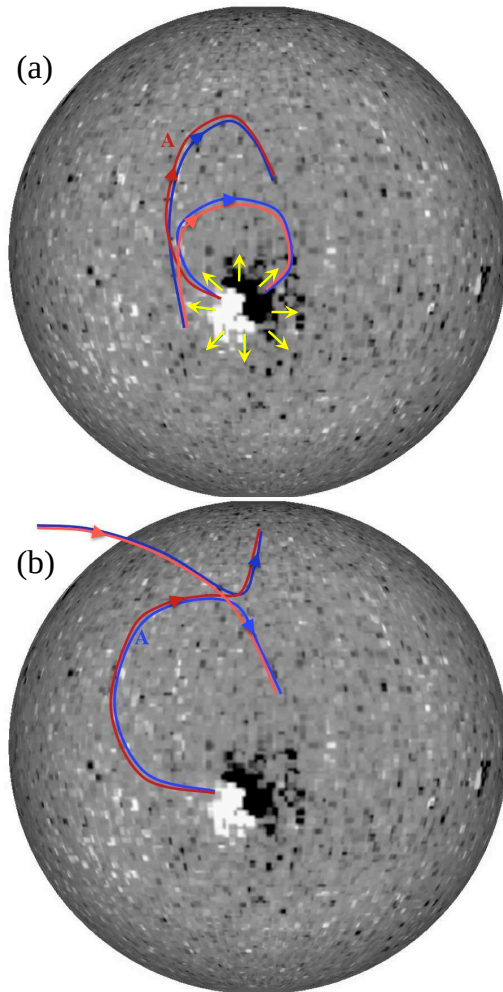
7.3.4. ¿Cómo el plasma de la AR puede escapar al viento solar?

Como se discutió en la Sección 7.2 y se ilustró en la Figura 7.4, la AR 10978 se encuentra completamente cubierta por el cinturón de streamers. Esto significa que, aún cuando algunas líneas de campo ancladas cerca de su polaridad positiva se hubiesen reconectado con las líneas abiertas del CH norte en el nulo N1 (ver Sección 7.3.3), este proceso de reconexión no alcanza para llevar el plasma contenido en los arcos cerrados anclados en la periferia de la AR directamente al viento solar.

Sin embargo, la combinación de nuestro análisis topológico, discutido en la Sección 7.3.3, con los resultados que Baker et al. (2009) obtuvieron para una AR diferente sugiere cual puede ser el camino para que el plasma de los flujos ascendentes observados por EIS pueda alcanzar el viento solar. En un primer paso, la expansión de la AR pudo forzar reconexión entre los arcos cerrados anclados en los bordes de la AR con arcos de gran escala cercanos anclados en el campo del sol quiescente al este de la región. Estas líneas de campo prereconectadas se dibujan en azul en el esquema de la Figura 7.9a. Como resultado de este proceso, las líneas de campo reconectadas, graficadas en rojo, conectarían el campo anclado al sol quiescente de polaridad positiva al este de la AR con SU polaridad precedente negativa y con el sol quiescente al norte de la región. De esta manera, el plasma observado por EIS, principalmente del lado este de la AR y con menor grado del lado oeste, podría acceder a líneas de campo similares a las indicadas con la letra A en la Figura 7.9a. Estas líneas corresponderían a las líneas anteriores a la reconexión del segundo paso.

En un segundo paso, ilustrado por la Figura 7.9b, la posterior difusión del campo fotosférico de la AR podría inducir la reconexión de las líneas de gran escala mencionadas previamente, líneas similares a A (comparar ambos paneles en la Figura 7.9), con las líneas abiertas ancladas en los alrededores del CH norte. Este proceso de reconexión podría ocurrir en el nulo N1, ubicado al noroeste de la AR, y sus separatrices asociadas, como se discutió en la Sección 7.3.3. Como producto de la reconexión, las líneas abiertas reconectadas se curvarían progresivamente hacia la eclíptica (ver Figura 7.7) a medida que el proceso continúa de manera que el plasma originario de la AR podría ser detectado posteriormente a 1 AU. Proponemos que el escenario de dos pasos de reconexión como mínimo, basado en el hallazgo del punto nulo asociado con líneas de campo abiertas hacia el espacio interplanetario en nuestro modelo PFSS, es la única manera a través de la cual el plasma contenido en los arcos cerrados de la AR 10978 puede ser liberado al viento solar.

Figura 7.9: El esquema muestra como el plasma de la AR podría ser inyectado en el viento solar después de al menos dos pasos de reconexión. En línea azul continua indicamos las líneas de campo antes de la reconexión magnética, mientras que en rojo mostramos las líneas de campo posterior a la reconexión magnética. (a) La expansión de la AR, indicado por las flechas amarillas, forzaría la reconexión entre los arcos cerrados con las líneas de gran escala a su alrededor. (b) La difusión subsiguiente del campo magnético fotosférico induciría la reconexión con líneas de campo abiertas del CH norte (ver discusión en el texto). Las líneas abiertas reconectadas se acercan progresivamente a la eclíptica (ver Figura 7.7) y, posteriormente, el plasma de AR podría ser detectado a 1 AU.



7.4. Topología local de la AR 10978 y análisis del primer paso de reconexión

En las secciones precedentes propusimos un escenario para explicar como el plasma en los bordes de la AR 10978 podría haber escapado al viento solar lento considerando, al menos, dos pasos de reconexión. En la sección 7.3.4 describimos en detalle el segundo paso de reconexión a partir del cual el plasma en líneas de campo cerradas de gran escala con conectividad en la polaridad positiva de la AR se pudieron reconectar con líneas de campo abiertas. En esta Sección realizaremos un análisis detallado del primer paso de reconexión, modelando localmente el campo magnético coronal de la AR 10978 y calculando su topología. Estudiaremos la evolución temporal de las estructuras topológicas durante el transito de la AR en el disco solar y su relación con los flujos de plasma ascendente observados con el instrumento EIS.

7.4.1. Modelado local del campo magnético coronal de la AR 10978

Para calcular la topología de la AR 10978, primero modelamos localmente su campo magnético utilizando la extrapolación LFFF descrita en la Sección 2.3. Para ello elegimos el valor del parámetro libre α que mejor ajusta la forma de los arcos observados en el mapa de intensidad de la línea de emisión de Fe XII 195.12 Å del instrumento EIS que se muestra en la Figura 7.10a. El valor encontrado corresponde a $\alpha = -3.1 \times 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$. La Figura 7.10b muestra una selección de líneas de campo del modelo obtenido para ese valor de α .

Dado que, como se mostró en la Sección 7.1, EIS observó flujos de plasma ascendentes de los bordes de la AR 10978 durante todo el período que fue vista desde tierra, calculamos su topología para distintos días a lo largo de su tránsito a través del disco solar. Usamos el mismo valor de α con el correspondiente magnetograma de MDI como condición de contorno. Hemos corroborado que los arcos magnéticos de gran escala observados en los mapas de intensidad de EIS, son globalmente bien descritos para todo tiempo por este valor de α . Esto se debe a que la configuración magnética de la AR 10978 evoluciona principalmente por la evolución de la condición de contorno fotosférica más que por un cambio del valor de α con el tiempo.

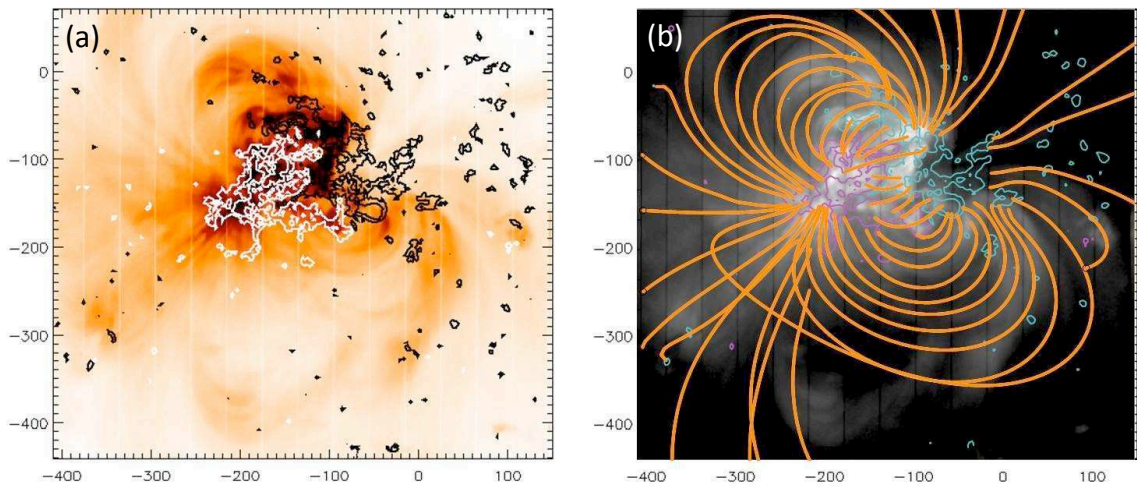


Figura 7.10: (a) Mapa de intensidad de la línea de emisión de EIS Fe XII de la AR 10978, correspondiente al 11 de diciembre a las 10:25 TU. Se sobregrafican contornos de nivel del campo magnético fotosférico con los mismos valores que aquellos mostrados en el panel derecho. Los contornos blancos (negros) corresponden a campo magnético con valor positivo (negativo). (b) Líneas de campo magnético proyectadas en el disco solar (curvas naranjas) obtenidas a partir del modelo LFFF de la AR. Se muestran contornos de nivel del magnetograma de MDI usado como condición de contorno fotosférica del modelo. ($\pm 100, 500$ G, positivo (negativo) en color magenta (azul)).

7.4.2. Puntos nulos en el entorno de la AR 10978

Como primer paso calculamos la ubicación de los puntos de campo nulo para cada modelo magnético obtenido en la sección precedente. Ninguno de los puntos nulos hallados se encuentra ubicado arriba de la AR 10978 y la mayoría de ellos se encuentran en regiones de la corona quiescente que no conectan magnéticamente con ninguna de las polaridades de la AR. La Figura 7.11 muestra la ubicación de los puntos nulos para el 12 de diciembre de 2007, día del CMP de la AR 10978. Estos nulos se encuentran a alturas mayores a ≈ 20 Mm arriba de la fotosfera y su espina está conectada magnéticamente con la región. La ubicación de los nulos está indicada usando la intersección de los tres segmentos coloreados que corresponden a la dirección de los autovectores de la matriz jacobiana. La convención de colores es la misma que en la Figura 7.5. Consistente con el cálculo de topología global mostrado en la Sección 7.3, todos los nulos encontrados para el modelo magnético local (Figura 7.11) son negativos. Su espina, graficada en negro en la figura, conecta con el sol quiescente en uno de sus extremos y con la polaridad negativa principal de la AR en el otro de sus extremos.

Es altamente improbable que la reconexión magnética en estos puntos nulos pueda generar los flujos ascendentes observados por EIS en los bordes de la AR 10978. Por un lado, ninguno de los nulos tiene líneas de campo asociadas que conecten con la polaridad este (positiva) de la AR. Por otro lado, la reconexión en estos nulos posiblemente contribuiría con flujos ascendentes en el entorno de sus espinas. En dicho caso, los procesos de reconexión producidos solo podrían explicar una pequeña fracción de los flujos de plasma ascendente observados (ver Figura 7.1). Por lo tanto, la reconexión en estos puntos nulos no puede explicar los flujos de plasma ascendente ni explicar el primer paso de reconexión propuesto en la Sección 7.3.4.

7.4.3. Evolución de las QSLs y su relación con los flujos ascendentes

Basados en los resultados previos de Baker et al. (2009) y de van Driel-Gesztelyi et al. (2012), quienes encontraron que los flujos ascendentes se encontraban en regiones donde la conectividad magnética variaba drásticamente, calculamos la ubicación de las QSLs (ver Sección 2.4.2) para una serie temporal de modelos magnéticos durante el tránsito de la AR 10978 en el disco solar.

La Figura 7.12 muestra la localización de las QSLs para una serie de magnetogramas de MDI alrededor del CMP de la AR 10978. Las QSLs se muestran como líneas negras

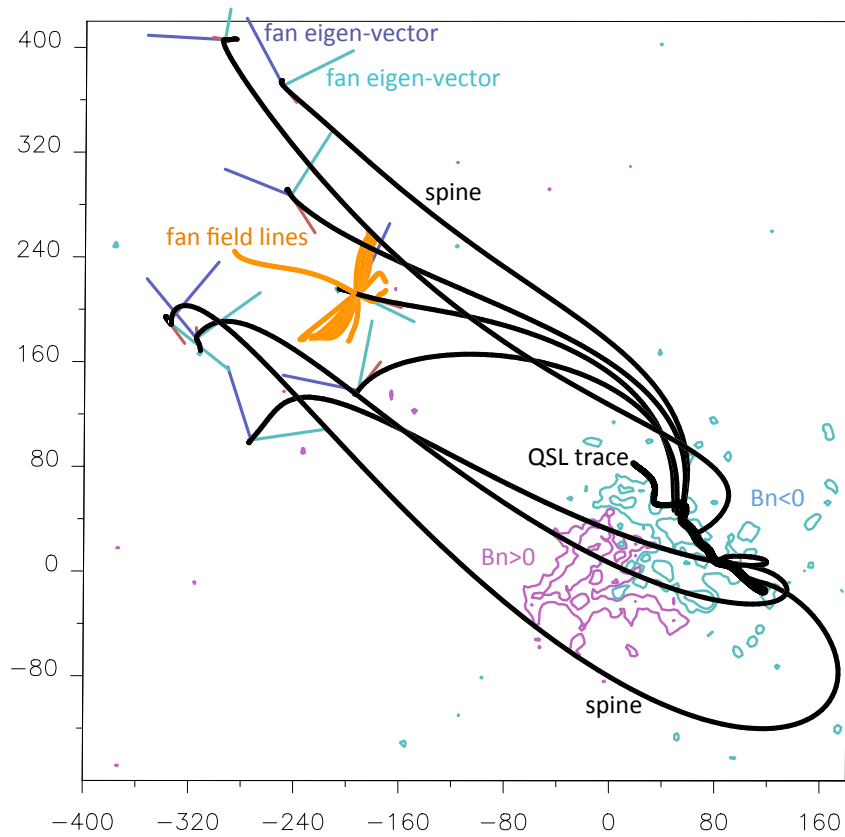


Figura 7.11: Modelo magnético de la AR 10978 y puntos nulos con una estructura vinculada con sus polaridades magnéticas principales. El modelo corresponde al magnetograma de MDI del 12 de diciembre de 2007 a las 3:11 TU. La ubicación de todos los puntos nulos a alturas mayores que ≈ 20 Mm por encima de la fotosfera se muestra usando la intersección de tres segmentos coloreados (ver texto). Se grafica la espina de los nulos como una línea continua negra y las líneas de campo correspondientes al abanico de uno de los nulos en color naranja.

gruesas y finas graficadas sobre los mapas de velocidad obtenidos durante el tránsito en el disco de la AR. También se sobregrafican los contornos de nivel del magnetograma de MDI. En los mapas de velocidad las regiones azules (rojas) corresponden a las ubicaciones de los flujos ascendentes (descendentes).

La Figura 7.12 muestra que las regiones con flujos ascendentes se encuentran consistentemente ubicadas en el entorno de las QSLs indicadas con líneas negras gruesas en ambas polaridades de la AR. En los paneles (a) a (d) de la figura se muestran dos tipos de QSLs, denominadas externas e internas. Las QSLs externas se encuentran asociadas a flujos ascendentes que podrían participar en el primer paso de reconexión, fundamentalmente en los tramos graficados con trazo más grueso. Se puede ver que las líneas de campo con bases en las cercanías de las QSLs externas son de gran escala y su proyección sobre la superficie solar está de acuerdo con la extensión y forma de los flujos ascendentes, también proyectados, para los distintos días del tránsito de la AR 10978. Por otra parte, hay tramos de las QSLs internas graficados con trazo grueso que también están asociados a flujos ascendentes. Sin embargo, en este caso las líneas de campo trazadas a partir de estos tramos de QSLs son de pequeña escala y, si bien contienen plasma ascendente, es de esperar que el mismo no participe en el primer paso de reconexión. No nos detendremos en el estudio detallado de este aspecto que está vinculado con la emergencia, dispersión y desaparición de pequeñas polaridades entre las dos polaridades principales de la AR. Sin embargo, queremos resaltar la relación temporal y espacial entre la ubicación de las QSLs, tanto internas como externas, y los flujos de plasma ascendente.

A continuación, usando como ejemplo el modelo de campo y las correspondientes QSLs externas para el 12 de diciembre, explicamos el cambio de conectividad que daría lugar a los flujos ascendentes. Para que este cambio ocurra, y se produzca la reconexión entre distintos conjuntos de líneas ancladas en las QSLs externas, es necesario considerar los movimientos de las bases fotosféricas de las líneas que podrían forzar el campo e inducir la reconexión.

En la Figura 7.12f mostramos el campo de velocidades fotosférico usando flechas que indican la dirección y sentido de las mismas. Este cálculo se hace utilizando los magnetogramas longitudinales de MDI y siguiendo las distintas polaridades de la AR 10978 con el método de seguimiento local de correlación (LCT, local correlation tracking, por sus siglas en inglés). Se observa en este panel un patrón global de velocidades que está vinculado con la separación que se espera entre las polaridades principales de una AR a medida que evo-

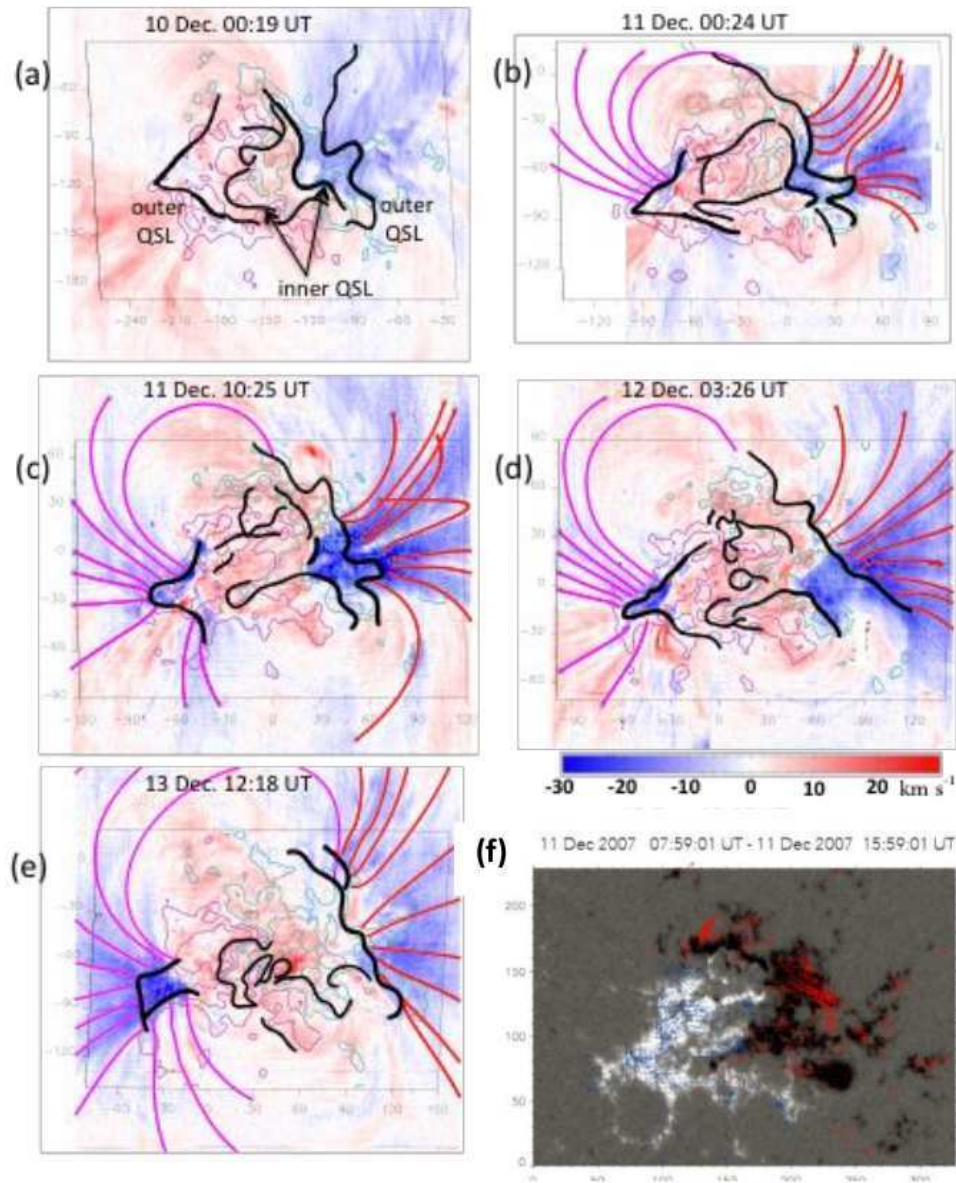


Figura 7.12: Evolución de la topología de la AR 10978 desde el 10 al 13 de diciembre de 2007 (paneles (a)-(e)). Las QSLs se indican con líneas negras gruesas y finas. El panel (a) muestra las QSLs externas e internas (ver texto). Las regiones de flujos ascendentes (descendentes) se indican como zonas azules (rojas). La barra de color debajo del panel (d) indica la escala de velocidad en km s^{-1} . En los paneles (b) a (e) hemos agregado un conjunto de líneas de campo ancladas en el entorno de las QSLs externas. El panel (f) muestra el campo de velocidades fotosférico con flechas azules (rojas) que indican su dirección y sentido sobre la polaridad principal positiva (negativa).

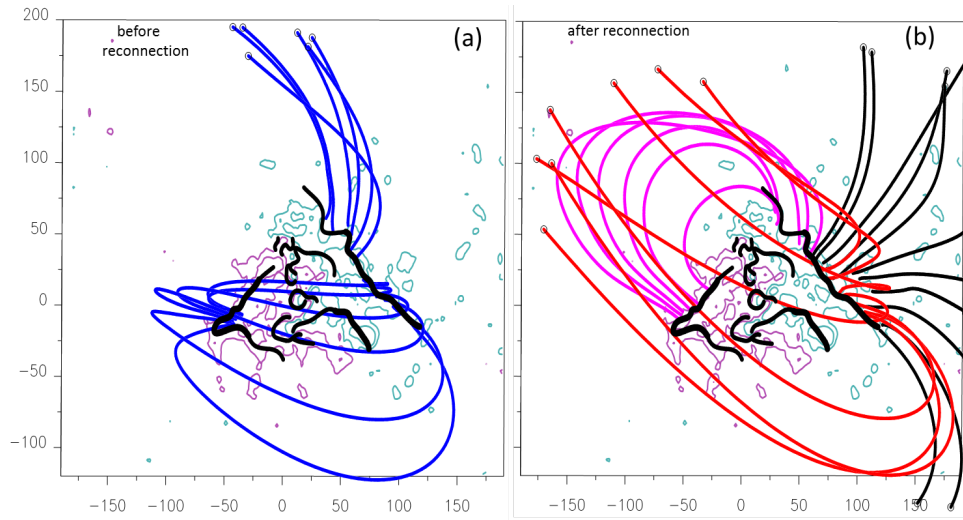


Figura 7.13: Conectividad del campo magnético alrededor de las QSLs para un magnetograma de MDI del 12 de diciembre de 2007 a las 3:26 TU. Los paneles (a) y (b) muestran, respectivamente, las líneas de campo prereconectadas en azul y las reconectadas en rosa y rojo. Las líneas reconectadas podrían canalizar parcialmente los flujos ascendentes observados por EIS en los bordes externos de la AR. Las líneas de campo que abandonan la caja corresponden a arcos de gran escala que conectan con polaridades positivas en el sol quiescente (indicados con un círculo en uno de sus extremos).

luciona (van Driel-Gesztelyi & Green, 2015). Se observa también un patrón de velocidades que fuerza la porción norte de la polaridad principal negativa a acercarse a la porción sur de la misma polaridad. Este patrón se observa a lo largo de varios días entre el 10 y 12 de diciembre.

La Figura 7.13a muestra dos conjuntos de líneas de campo que comienzan en la QSL externa en la polaridad negativa principal de la AR. Las líneas al norte están ancladas en el lado oeste de la QSL y sus bases opuestas en polaridades positivas del sol quiescente. Estas líneas de gran escala trazan arcos de baja densidad (dada su baja emisión en las imágenes de EIS que no se muestran aquí). Al sur de la misma QSL, hay un conjunto de líneas más cortas y de mayor densidad que conectan las polaridades principales de la AR.

La presencia del patrón de velocidades persistente que describimos arriba implica que la porción superior de la polaridad negativa principal se mueve consistentemente hacia el suroeste. Como resultado de este movimiento las líneas azules ancladas al norte de la QSL externa en la Figura 7.13a pueden ser forzadas a reconectarse con las líneas azules

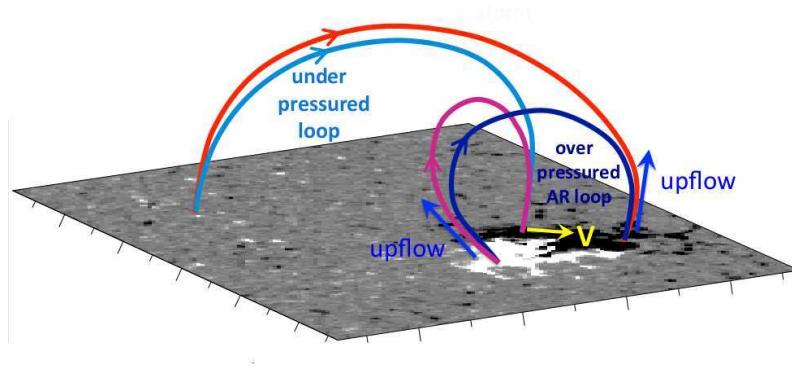


Figura 7.14: Vista en perspectiva de un subconjunto de 4 líneas pertenecientes a los paneles a y b de la Figura 7.13. Estas corresponden a los 4 tipos de conectividad independiente detallada en el texto. La dirección y sentido del campo de velocidades observado en el panel f de la Figura 7.12 se indica con una flecha y una letra amarilla V. este campo de velocidades induce la reconexión entre los arcos con mayor presión de plasma (línea azul oscura) ubicados en la AR con los arcos con plasma a menor presión (línea azul clara) que conectan la AR al sol quiescente. El desbalance entre las presiones da lugar a los flujos ascendentes en los arcos reconectados (líneas rojas clara y oscura).

ancladas al sur. Luego del proceso de reconexión, tendríamos como resultado el conjunto de líneas que se observan en la Figura 7.13b. Por una parte, están las líneas largas rojas ancladas en el borde oeste al sur de la QSL externa. La inyección del plasma con mayor presión contenido en los arcos prereconectados cortos daría lugar a los flujos ascendentes observados en el borde sur oeste de la AR. Por otra parte, un proceso similar resultaría en los flujos ascendentes en el borde este de la polaridad positiva principal a lo largo de las líneas rosas.

El proceso que da lugar a los flujos ascendentes ocurriría siempre y cuando exista una asimetría en la presión del plasma lo suficientemente grande entre los arcos prereconectados. Además, observaríamos flujos ascendentes persistentes en EIS mientras exista el forzado del campo de velocidades fotosférico.

Las observaciones y los resultados del modelo y cálculo de la topología son consistentes con la existencia del primer paso de reconexión e implican que el plasma en los arcos cerrados de la AR tiene un camino que le permite acceder a los arcos de gran escala que se conectan al sol quiescente. La Figura 7.14 resume el proceso descripto

7.5. Discusión y conclusiones

A partir del lanzamiento de la misión Hinode se han observado flujos ascendentes en los bordes de las ARs durante varios días. Estas observaciones han sugerido que estos flujos de plasma pueden contribuir al viento solar lento.

Desarrollamos un análisis detallado de la topología de la AR 10978 y sus alrededores para determinar como el plasma de los flujos ascendentes observados por EIS pudo ser inyectado en el viento solar lento. A partir de nuestros cálculos, basados en un modelo potencial, identificamos cuatro puntos nulos de gran altitud (Sección 7.3.1). Tres de estos nulos, llamados N2, N3 y N4 (ver Sección 7.3.2), poseen una configuración magnética cerrada y por lo tanto la reconexión en dichos nulos no puede canalizar el plasma de la región activa al viento solar lento. El cuarto nulo, llamado N1 (ver Sección 7.3.3), situado al noroeste de la AR y a una altura de ≈ 108 Mm, es el único vinculado con líneas de campo magnético abiertas. Por lo tanto, la reconexión magnética podría haber ocurrido en este punto de campo nulo canalizando el plasma al viento solar lento. Sin embargo, las líneas de campo calculadas para este nulo no están directamente conectadas con la AR 10978. Esto significa que para que el plasma observado en los flujos ascendentes acceda a las líneas de campo abiertas es necesario un proceso de reconexión que se produzca en más de un paso. En la Sección 7.3.4 propusimos un posible proceso de reconexión en dos pasos que explicaría como el plasma en los bordes de la AR podría acceder a líneas de campo magnético abiertas del CH al oeste de la región.

Los resultados de nuestro análisis de la topología del campo magnético implican que plasma con composición típica de AR debería haber sido hallado a 1 AU. Esto es, de hecho, lo que encontraron Culhane et al. (2014) estudiando observaciones in situ del instrumento ACE a 1AU.

En la Sección 7.4 encontramos que los flujos de plasma ascendentes observados por EIS y las QSLs calculadas a partir de un modelo magnético local evolucionan de manera consistente a lo largo de varios días durante el tránsito de la AR 10978 por el disco solar (ver Figura 7.12). Para un día en particular mostramos en la Figura 7.13 como podría ocurrir el proceso de reconexión en las QSL forzado por el campo de velocidades fotosférico. Este primer paso de reconexión llevaría plasma en los flujos ascendentes de los arcos cerrados de la AR 10978 a líneas ancladas en el sol quiescente que luego participarían del segundo paso de reconexión.

Nuestros resultados, basados en evidencia observacional y las propiedades topológicas

del campo magnético, muestran que aunque parece improbable que el plasma de esta región pueda acceder al viento solar lento, una serie de procesos de reconexión magnética en QSLs y en puntos de campo nulo pueden hacerlo posible.

Capítulo 8

Conclusiones generales

En esta tesis se desarrollaron modelos semiempíricos de estructuras coronales en diferentes escalas espaciales y temporales. Se modelaron estructuras de la corona quiescente (tanto a escala global como local), así como de regiones activas. En general, los trabajos desarrollados involucran diagnósticos termodinámicos de la corona basados en imágenes EUV (Capítulo 3) y el modelado de su campo magnético bajo diferentes aproximaciones, en base a magnetogramas locales y sinópticos (Capítulo 2). Los estudios desarrollados aportan resultados originales a dos áreas de investigación abierta en la física solar, el calentamiento coronal y la génesis del viento solar lento. Cada capítulo de esta tesis finaliza discutiendo los resultados y conclusiones del trabajo correspondiente. A continuación sintetizamos los resultados físicos más destacados de esta tesis.

Para el modelado global de la corona quiescente se utilizó la técnica DMT (Capítulo 3) que permite determinar la distribución 3D de la DEM del plasma coronal y, por ende, de su densidad y temperatura electrónica. En el Capítulo 4 se extendió la técnica para la utilización de datos del telescopio AIA de última generación, que posee mayor número de bandas con un rango de sensibilidad térmica más amplio que las generaciones previas de telescopios EUV, permitiendo explorar diversos modelos paramétricos de la DEM. Los resultados de nuestros estudios indican que la DEM de la corona quiescente es ubicuamente bimodal, caracterizada por dos temperaturas características diferentes bien definidas. Los resultados obtenidos resultan consistentes con estudios observacionales independientes de regiones solares específicas basados en otras técnicas (Feldman & Landi, 2008; Narukage et al., 2014). Argumentamos que un escenario de calentamiento de la corona quiescente dominado por nanofulguraciones no resulta consistente con las características globales

observadas y que mecanismos alternativos, tales como la disipación de ondas de Alfvén, resultan más compatibles con nuestros resultados.

En el Capítulo 5 combinamos mapas 3D de densidad y temperatura electrónica obtenidos a partir de la técnica DENT con modelos magnéticos potenciales globales para determinar la estructura térmica a lo largo de los arcos magnéticos y estudiar su evolución durante el último mínimo de actividad solar. Encontramos dos tipos de estructuras térmicas diferenciadas, unas con temperatura creciente con la altura (arcos tipo up) y otras con temperatura decreciente con la altura (arcos tipo down). Encontramos que los arcos down son característicos del mínimo de actividad solar se y localizan en el núcleo del cinturón ecuatorial de streamers. Estos dos tipos de arcos poseen valores del parámetro de plasma β bien diferenciados, siendo $\beta < 1$ para arcos up y $\beta \gtrsim 1$ para arcos down. Propusimos un escenario de calentamiento en el que las propiedades térmicas diferentes de los arcos up y down se producen por disipación de ondas de Alfvén en rangos de alturas diferentes debido a los diferentes regímenes de β diferentes. Dicho escenario fue explorado recientemente en forma teórica por Schiff & Cranmer (2016) a partir de simulaciones hidrodinámicas 1D, quienes lograron reproducir los resultados de nuestros estudios.

Los trabajos de los Capítulos 4 y 5 aportan, por primera vez, condicionamientos observacionales de carácter global para modelos de calentamiento coronal, y sugieren que el mecanismo de calentamiento dominante en la corona quiescente es el de disipación de ondas.

En el Capítulo 6 desarrollamos modelos 3D de estructuras coroneales dinámicas localizadas, no analizables mediante técnicas tomográficas, tanto de regiones quiescentes como activas. Por un lado desarrollamos una técnica que permite estimar la masa coronal evacuada por CMEs a partir del análisis del oscurecimiento asociado observado en las imágenes EUV. La técnica fue aplicada a 3 eventos seleccionados, para los cuales se estimó también la masa de la CME. En todos los casos la masa coronal evacuada estimada constituye una fracción significativa ($\sim 40 - 70\%$) de la masa estimada para la CME asociada, estimaciones que resultan similares a la de estudios independientes basados en otras técnicas (Aschwanden et al., 2009; Harrison et al., 2003; Tian et al., 2012). Aplicando una técnica de sustracción de fondo a las imágenes EUV, determinamos la DEM local a lo largo de arcos brillantes observados en ARs. Combinando estos resultados con modelos locales libres de fuerza del campo magnético de los arcos observados, obtuvimos la distribución 3D de la densidad y temperatura a lo largo de los mismos. Aplicamos la técnica a 13

arcos seleccionados de 9 ARs diferentes. En todos los casos, los arcos estudiados resultan aproximadamente isotérmicos y sobredensos. Las características observadas sugieren que el mecanismo de calentamiento dominante en los arcos es el de nanofulguraciones, y que este actúa en forma no localizada, en consonancia con estudios independientes previos (Cargill & Klimchuk, 1997; Parker, 1988; Vekstein, 2009).

Finalmente, para estudiar como los flujos de plasma ascendentes en los bordes de las ARs pueden contribuir al viento solar lento (van Driel-Gesztelyi et al., 2012), en el Capítulo 7 desarrollamos un estudio de la topología del campo magnético a escala global y local. Para este análisis elegimos la AR 10978 que tuvo flujos de plasma ascendente persistentes durante todo su tránsito en el disco solar (Démoulin et al., 2013). Brooks & Warren (2011) y Culhane et al. (2014) analizaron la composición química del viento solar lento a 1 AU, 3 días después que la región se encontrara mirando a la Tierra. Los resultados de estos autores concluyen que el plasma de la AR se observa a 1 AU en el viento solar lento. Sin embargo, la región estudiada se encontraba totalmente cubierta por los arcos magnéticos cerrados de gran escala del streamer. A partir de nuestro estudio de la topología magnética basado en modelos magnéticos globales y locales propusimos un proceso de reconexión, de al menos dos pasos, que puede explicar como el plasma de la AR podría acceder a líneas de campo abiertas y liberarse al viento solar.

bibliografía

- Alipour, N., Safari, H., & Innes, D. E. 2012, *Astrophys. J.*, 746, 12
- Alissandrakis, C. E. 1981, *Astron. Astrophys.*, 100, 197
- Altschuler, M. D., Levine, R. H., Stix, M., & Harvey, J. 1977, *Solar Phys.*, 51, 345
- Altschuler, M. D., & Newkirk, G. 1969, *Solar Phys.*, 9, 131
- Antiochos, S. K., DeVore, C. R., Karpen, J. T., & Mikić, Z. 2007, *Astrophys. J.*, 671, 936
- Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., Spicer, D. S., & Klimchuk, J. A. 1999, *Astrophys. J.*, 512, 985
- Aschwanden, M. J. 2004, Physics of the Solar Corona. An Introduction
- . 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8, doi:10.12942/lrsp-2011-5
- Aschwanden, M. J., & Boerner, P. 2011, *Astrophys. J.*, 732, 81
- Aschwanden, M. J., Boerner, P., Schrijver, C. J., & Malanushenko, A. 2013, *Solar Phys.*, 283, 5
- Aschwanden, M. J., Nitta, N. V., Wuelser, J.-P., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 706, 376
- Aschwanden, M. J., & Schrijver, C. J. 2002, *Astrophys. J. Suppl.*, 142, 269
- Aschwanden, M. J., Schrijver, C. J., & Alexander, D. 2001, *Astrophys. J.*, 550, 1036
- Attrill, G. D. R., & Wills-Davey, M. J. 2010, *Solar Phys.*, 262, 461
- Baker, D., van Driel-Gesztelyi, L., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & Murray, M. J. 2009, *Astrophys. J.*, 705, 926

- Banerjee, D., Teriaca, L., Doyle, J. G., & Wilhelm, K. 1998, *Astron. Astrophys.*, 339, 208
- Belcher, J. W., & Davis, Jr., L. 1971, *J. Geophys. Res.*, 76, 3534
- Benz, A. O., & Krucker, S. 2002, *Astrophys. J.*, 568, 413
- Billings, D. E. 1966, A guide to the solar corona
- Boerner, P. F., Testa, P., Warren, H., Weber, M. A., & Schrijver, C. J. 2014, *Solar Phys.*, 289, 2377
- Bracewell, R. N. 2000, The Fourier transform and its applications
- Bradshaw, S. J., Aulanier, G., & Del Zanna, G. 2011, *Astrophys. J.*, 743, 66
- Brooks, D. H., & Warren, H. P. 2011, *Astrophys. J. Lett.*, 727, L13
- Bryans, P., Landi, E., & Savin, D. W. 2009, *Astrophys. J.*, 691, 1540
- Butala, M. D., Hewett, R. J., Frazin, R. A., & Kamalabadi, F. 2010, *Solar Phys.*, 262, 495
- Cargill, P. J., & Klimchuk, J. A. 1997, *Astrophys. J.*, 478, 799
- Colaninno, R. C., & Vourlidas, A. 2009, *Astrophys. J.*, 698, 852
- Cranmer, S. R. 2002, *Space Sci. Rev.*, 101, 229
- . 2009, Living Reviews in Solar Physics, 6, arXiv:0909.2847
- Cranmer, S. R., van Ballegooijen, A. A., & Edgar, R. J. 2007, *Astrophys. J. Suppl.*, 171, 520
- Culhane, J. L., Brooks, D. H., van Driel-Gesztelyi, L., et al. 2014, *Solar Phys.*, arXiv:1405.2949
- de Pontieu, B., McIntosh, S., Hansteen, V. H., et al. 2007, *Pub. Astron. Soc. Japan*, 59, S655
- De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Carlsson, M., et al. 2011, *Science*, 331, 55
- De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 696, 1780
- Del Zanna, G. 2013, *Astron. Astrophys.*, 558, A73

- Del Zanna, G., Aulanier, G., Klein, K.-L., & Török, T. 2011, *Astron. Astrophys.*, 526, A137
- Démoulin, P., Bagalá, L. G., Mandrini, C. H., Hénoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, *Astron. Astrophys.*, 325, 305
- Démoulin, P., Baker, D., Mandrini, C. H., & van Driel-Gesztelyi, L. 2013, *Solar Phys.*, 283, 341
- Démoulin, P., Henoux, J., & Mandrini, C. 1994, *Astron. Astrophys.*, 285, 1023
- Démoulin, P., Hénoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, *Astron. Astrophys.*, 308, 643
- Démoulin, P., & Klein, K.-L. 2000, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 553, *Transport and Energy Conversion in the Heliosphere*, ed. J. P. Rozelot, L. Klein, & J.-C. Vial, 99
- Dong, C., & Paty, C. S. 2011, *Physics of Plasmas*, 18, 030702
- Evans, R. M., Opher, M., Oran, R., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 756, 155
- Feldman, U., & Landi, E. 2008, *Physics of Plasmas*, 15, 056501
- Feldman, U., Mandelbaum, P., Seely, J. F., Doschek, G. A., & Gursky, H. 1992, *Astrophys. J. Suppl.*, 81, 387
- Feldman, U., & Widing, K. G. 2003, *Space Sci. Rev.*, 107, 665
- Feng, L., Wang, Y., Shen, F., et al. 2015, *Astrophys. J.*, 812, 70
- Feng, L., Inhester, B., Solanki, S. K., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 700, 292
- Fisk, L. A. 2003, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 108, 1157
- Fisk, L. A., Schwadron, N. A., & Zurbuchen, T. H. 1998, *Space Sci. Rev.*, 86, 51
- Fisk, L. A., & Zhao, L. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 257, *Universal Heliophysical Processes*, ed. N. Gopalswamy & D. F. Webb (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 109–120
- Frazin, R. A. 2000, *Astrophys. J.*, 530, 1026

- . 2012, *Astrophys. J.*, 761, 24
- Frazin, R. A., & Janzen, P. 2002, *Astrophys. J.*, 570, 408
- Frazin, R. A., & Kamalabadi, F. 2005, *Solar Phys.*, 228, 219
- Frazin, R. A., Vásquez, A. M., & Kamalabadi, F. 2009, *Astrophys. J.*, 701, 547
- Frazin, R. A., Vásquez, A. M., Kamalabadi, F., & Park, H. 2007, *Astrophys. J. Lett.*, 671, L201
- Freij, N., Scullion, E. M., Nelson, C. J., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 791, 61
- Fuhrmann, M., Seehafer, N., & Valori, G. 2007, *Astron. Astrophys.*, 476, 349
- Gilbert, H. R., Falco, L. E., Holzer, T. E., & MacQueen, R. M. 2006, *Astrophys. J.*, 641, 606
- Golub, L., & Pasachoff, J. M. 2009, *The Solar Corona*
- Goossens, M., Erdélyi, R., & Ruderman, M. S. 2011, *Space Sci. Rev.*, 158, 289
- Green, L. M., López fuentes, M. C., Mandrini, C. H., et al. 2002, *Solar Phys.*, 208, 43
- Hagyard, M. J. 1987, *Solar Phys.*, 107, 239
- Hahn, M., Landi, E., & Savin, D. W. 2012, *Astrophys. J.*, 753, 36
- Hahn, M., & Savin, D. W. 2014, *Astrophys. J.*, 795, 111
- Hannah, I. G., & Kontar, E. P. 2012, *Astron. Astrophys.*, 539, A146
- Hansteen, V. H. 2009, *The solar atmosphere*, ed. C. J. Schrijver & G. L. Siscoe, 195–224
- Harrison, R. A., Bryans, P., Simnett, G. M., & Lyons, M. 2003, *Astron. Astrophys.*, 400, 1071
- Hassler, D. M., Rottman, G. J., Shoub, E. C., & Holzer, T. E. 1990, *Astrophys. J. Lett.*, 348, L77
- Heyvaerts, J., & Priest, E. R. 1983, *Astron. Astrophys.*, 117, 220
- Hildner, E., Gosling, J. T., Hansen, R. T., & Bohlin, J. D. 1975, *Solar Phys.*, 45, 363

- Holzer, T. E., & Leer, E. 1980, *J. Geophys. Res.*, 85, 4665
- Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 67
- Huang, Z., Frazin, R. A., Landi, E., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 755, 86
- Hudson, H. S., Lemen, J. R., St. Cyr, O. C., Sterling, A. C., & Webb, D. F. 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2481
- Hundhausen, A. J., Sawyer, C. B., House, L., Illing, R. M. E., & Wagner, W. J. 1984, *J. Geophys. Res.*, 89, 2639
- Inhester, B. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints, astro-ph/0612649
- Jess, D. B., Mathioudakis, M., Erdélyi, R., et al. 2009, *Science*, 323, 1582
- Jess, D. B., Shelyag, S., Mathioudakis, M., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 746, 183
- Jiang, C., & Feng, X. 2014, *Solar Phys.*, 289, 63
- Jin, M., Manchester, W. B., van der Holst, B., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 745, 6
- Judge, P. G., Habbal, S., & Landi, E. 2013, *Solar Phys.*, 288, 467
- Kashyap, V., & Drake, J. J. 1998, *Astrophys. J.*, 503, 450
- Klimchuk, J. A. 2006, *Solar Phys.*, 234, 41
- Klimchuk, J. A. 2009, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 415, The Second Hinode Science Meeting: Beyond Discovery-Toward Understanding, ed. B. Lites, M. Cheung, T. Magara, J. Mariska, & K. Reeves, 221
- . 2012, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117, A12102
- . 2015, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 373, 20140256
- Klimchuk, J. A., & Bradshaw, S. J. 2014, *Astrophys. J.*, 791, 60
- Klimchuk, J. A., Karpen, J. T., & Antiochos, S. K. 2010, *Astrophys. J.*, 714, 1239
- Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Cargill, P. J. 2008, *Astrophys. J.*, 682, 1351
- Kohl, J. L., Esser, R., Gardner, L. D., et al. 1995, *Solar Phys.*, 162, 313

- Kramar, M., Lin, H., & Tomczyk, S. 2016, *Astrophys. J. Lett.*, 819, L36
- Krishna Prasad, S., Singh, J., & Ichimoto, K. 2013, *Astrophys. J. Lett.*, 765, L46
- Krista, L. D., & Reinard, A. 2013, *Astrophys. J.*, 762, 91
- LaBonte, B. J., Mickey, D. L., & Leka, K. D. 1999, *Solar Phys.*, 189, 1
- Landi, E., & Testa, P. 2014, *Astrophys. J.*, 787, 33
- Landi, E., Young, P. R., Dere, K. P., Del Zanna, G., & Mason, H. E. 2013, *Astrophys. J.*, 763, 86
- Lau, Y.-T., & Finn, J. M. 1990, *Astrophys. J.*, 350, 672
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *Solar Phys.*, 275, 17
- Li, J., Raymond, J. C., Acton, L. W., et al. 1998, *Astrophys. J.*, 506, 431
- Lionello, R., Winebarger, A. R., Mok, Y., Linker, J. A., & Mikić, Z. 2013, *Astrophys. J.*, 773, 134
- López Fuentes, M. C., & Klimchuk, J. A. 2015, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 57, 231
- López Fuentes, M. C., Klimchuk, J. A., & Mandrini, C. H. 2007, *Astrophys. J.*, 657, 1127
- Mandrini, C. H. 2010, in IAU Symposium, ed. A. G. Kosovichev, A. H. Andrei, & J.-P. Rozelot, Vol. 264, 257–266
- Mandrini, C. H. 2016, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 58, 256
- Mandrini, C. H., Démoulin, P., Bagalá, L. G., et al. 1997, *Solar Phys.*, 174, 229
- Mandrini, C. H., Demoulin, P., Henoux, J. C., & Machado, M. E. 1991, *Astron. Astrophys.*, 250, 541
- Mandrini, C. H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., et al. 1996, *Solar Phys.*, 168, 115
- Mandrini, C. H., Schmieder, B., Démoulin, P., Guo, Y., & Cristiani, G. D. 2014, *Solar Phys.*, 289, 2041

- Matsumoto, T., & Suzuki, T. K. 2012, *Astrophys. J.*, 749, 8
- Matthaeus, W. H., Zank, G. P., Oughton, S., Mullan, D. J., & Dmitruk, P. 1999, *Astrophys. J. Lett.*, 523, L93
- McComas, D. J., Phillips, J. L., Bame, S. J., et al. 1995, *Space Sci. Rev.*, 72, 93
- McComas, D. J., Bame, S. J., Barraclough, B. L., et al. 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1
- McIntosh, S. W., & De Pontieu, B. 2009, *Astrophys. J.*, 707, 524
- Metcalf, T. R., Leka, K. D., Barnes, G., et al. 2006, *Solar Phys.*, 237, 267
- Moran, T. G. 2001, *Astron. Astrophys.*, 374, L9
- Munro, R. H., Gosling, J. T., Hildner, E., et al. 1979, *Solar Phys.*, 61, 201
- Narukage, N., Sakao, T., Kano, R., et al. 2014, *Solar Phys.*, 289, 1029
- Oran, R., Landi, E., van der Holst, B., et al. 2015, *Astrophys. J.*, 806, 55
- Parker, E. N. 1957, *J. Geophys. Res.*, 62, 509
- . 1988, *Astrophys. J.*, 330, 474
- Plowman, J., Kankelborg, C., & Martens, P. 2013, *Astrophys. J.*, 771, 2
- Pottasch, S. R. 1963, *Astrophys. J.*, 137, 945
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 2007, Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing, 3rd edn. (New York, NY, USA: Cambridge University Press)
- Priest, E. 2014, Magnetohydrodynamics of the Sun
- Priest, E., & Forbes, T. 2007, Magnetic Reconnection
- Ralchenko, Y., Feldman, U., & Doschek, G. A. 2007, *Astrophys. J.*, 659, 1682
- Reinard, A. A., & Biesecker, D. A. 2008, *Astrophys. J.*, 674, 576
- Riley, P., Linker, J. A., Mikić, Z., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 653, 1510
- Rosner, R., Tucker, W. H., & Vaiana, G. S. 1978, *Astrophys. J.*, 220, 643

- Rust, D. M., & Hildner, E. 1976, *Solar Phys.*, 48, 381
- Schatten, K. H., Wilcox, J. M., & Ness, N. F. 1969, *Solar Phys.*, 6, 442
- Schiff, A. J., & Cranmer, S. R. 2016, *Astrophys. J.*, 831, 10
- Schmelz, J. T., Kimble, J. A., Jenkins, B. S., et al. 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 725, L34
- Schrijver, C. J., & Zwaan, C. 2000, Cambridge Astrophysics Series, 34
- Schwenn, R. 1996, *Astrophys. Space Sci.*, 243, 187
- Serio, S., Peres, G., Vaiana, G. S., Golub, L., & Rosner, R. 1981, *Astrophys. J.*, 243, 288
- Sterling, A. C., & Hudson, H. S. 1997, *Astrophys. J. Lett.*, 491, L55
- Suess, S. T. 1979, *Space Sci. Rev.*, 23, 159
- Suess, S. T., Wang, A.-H., & Wu, S. T. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 19957
- Sun, X., Liu, Y., Hoeksema, J. T., Hayashi, K., & Zhao, X. 2011, *Solar Phys.*, 270, 9
- Sweet, P. A. 1958, in IAU Symp. 6: Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lenhert (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 123
- Testa, P., De Pontieu, B., Martínez-Sykora, J., Hansteen, V., & Carlsson, M. 2012, *Astrophys. J.*, 758, 54
- Thernisien, A. 2011, *Astrophys. J. Suppl.*, 194, 33
- Thernisien, A., Vourlidas, A., & Howard, R. A. 2009, *Solar Phys.*, 256, 111
- Thernisien, A. F. R., Howard, R. A., & Vourlidas, A. 2006, *Astrophys. J.*, 652, 763
- Tian, H., McIntosh, S. W., Xia, L., He, J., & Wang, X. 2012, *Astrophys. J.*, 748, 106
- Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, *J. Geophys. Res.*, 107, 1164
- Tomczyk, S., & McIntosh, S. W. 2009, *Astrophys. J.*, 697, 1384
- Tomczyk, S., McIntosh, S. W., Keil, S. L., et al. 2007, *Science*, 317, 1192
- Tóth, G., van der Holst, B., & Huang, Z. 2011, *Astrophys. J.*, 732, 102

- Uritsky, V. M., & Davila, J. M. 2014, *Astrophys. J.*, 795, 15
- van Driel-Gesztelyi, L., & Green, L. M. 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 1
- van Driel-Gesztelyi, L., Culhane, J. L., Baker, D., et al. 2012, *Solar Phys.*, 281, 237
- Vásquez, A. M. 2016, *Advances in Space Research*, 57, 1286
- Vásquez, A. M., Frazin, R. A., Huang, Z., Manchester, W. B., & Shearer, P. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 286, *Comparative Magnetic Minima: Characterizing Quiet Times in the Sun and Stars*, ed. C. H. Mandrini & D. F. Webb, 123–133
- Vásquez, A. M., Frazin, R. A., & Kamalabadi, F. 2009, *Solar Phys.*, 256, 73
- Vásquez, A. M., Frazin, R. A., & Manchester, IV, W. B. 2010, *Astrophys. J.*, 715, 1352
- Vásquez, A. M., Huang, Z., Manchester, W. B., & Frazin, R. A. 2011, *Solar Phys.*, 274, 259
- Vásquez, A. M., van Ballegooijen, A. A., & Raymond, J. C. 2003, *Astrophys. J.*, 598, 1361
- Vekstein, G. 2009, *Astron. Astrophys.*, 499, L5
- Venkatakrishnan, P. 1988, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 20, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 711
- Vibert, D., Peillon, C., Lamy, P., Frazin, R. A., & Wojak, J. 2016, *Astronomy and Computing*, 17, 144
- von Steiger, R., Geiss, J., & Gloeckler, G. 1997, in *Cosmic Winds and the Heliosphere*, ed. J. R. Jokipii, C. P. Sonett, & M. S. Giampapa (Tucson: The Univ. Arizona Press), 581
- von Steiger, R., Zurbuchen, T. H., Geiss, J., et al. 2001, *Space Sci. Rev.*, 97, 123
- Vourlidas, A., & Howard, R. A. 2006, *Astrophys. J.*, 642, 1216
- Vourlidas, A., Howard, R. A., Esfandiari, E., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 722, 1522
- Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K. P., & Howard, R. A. 2000, *Astrophys. J.*, 534, 456
- Wang, Y.-M., Sheeley, N. R., Socker, D. G., Howard, R. A., & Rich, N. B. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 25133

BIBLIOGRAFÍA

- Wang, Y.-M., & Sheeley, Jr., N. R. 1990, *Astrophys. J.*, 365, 372
- Wang, Y.-M., Sheeley, Jr., N. R., Socker, D. G., et al. 1998, *Astrophys. J.*, 508, 899
- Watanabe, K., Masuda, S., & Segawa, T. 2012, *Solar Phys.*, 279, 317
- Wilhelm, K., Marsch, E., Dwivedi, B. N., et al. 1998, *Astrophys. J.*, 500, 1023
- Winebarger, A. R., Warren, H. P., & Mariska, J. T. 2003, *Astrophys. J.*, 587, 439
- Winebarger, A. R., Warren, H. P., Schmelz, J. T., et al. 2012, *Astrophys. J. Lett.*, 746, L17
- Zhukov, A. N., & Auchère, F. 2004, *Astron. Astrophys.*, 427, 705
- Zurbuchen, T. H., Fisk, L. A., Gloeckler, G., & von Steiger, R. 2002, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1352
- Zurbuchen, T. H., Hefti, S., Fisk, L. A., Gloeckler, G., & von Steiger, R. 1999, *Space Sci. Rev.*, 87, 353
- Zurbuchen, T. H., & von Steiger, R. 2006, in SOHO-17. 10 Years of SOHO and Beyond, ed. H. Lacoste, Vol. SP-617 (Noordwijk: ESA), 7.1