



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Dinámica de eyecciones de masa coronal  
en el medio interplanetario en dos  
dimensiones

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
FÍSICO

PRESENTA:  
JUAN CARLOS GONZÁLEZ MARÍN

DIRECTOR DE TESIS:  
DR. ALEJANDRO LARA SÁNCHEZ



2015



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## Resumen

Se presenta el desarrollo de una extensión a dos dimensiones del modelo unidimensional que desarrollaron Borgazzi y colaboradores (2009) para explicar la dinámica de la propagación de eyecciones de masa coronal a través del medio interplanetario. Se considera que la sección transversal del borde exterior de una eyección, toma una forma elíptica, que se preserva a medida que se desplaza, mientras que se asume que toda la masa de la eyección está contenida en un punto ubicado en el centro geométrico de la elipse. La dinámica de este punto, conocido como el centro de masa de la eyección, es descrita mediante el esquema de propagación de arrastre aerodinámico en el que existe una interacción con el viento solar ambiental, a través de una transferencia de momento lineal.

Además de la presentación del modelo, se ha elegido un evento particular de eyección de masa coronal, con el objeto de validarlo y mostrar un ejemplo práctico. Para esto, se eligió el evento del día 3 de abril de 2010.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. El Sol y su actividad . . . . .	2
1.1.1. El interior solar . . . . .	2
1.1.1.1. El núcleo . . . . .	3
Cadenas protón-protón . . . . .	4
Ciclos CNO . . . . .	6
Tasas de producción de energía de las cadenas protón- protón y los ciclos CNO . . . . .	7
1.1.1.2. La zona radiativa . . . . .	7
1.1.1.3. La taoclina . . . . .	9
1.1.1.4. La zona convectiva . . . . .	10
1.1.2. Atmósfera solar . . . . .	12
1.1.2.1. Fotosfera . . . . .	13
1.1.2.2. Cromosfera . . . . .	15
1.1.2.3. Zona de transición . . . . .	18
1.1.2.4. Corona . . . . .	19
1.1.3. Actividad solar . . . . .	21
1.1.3.1. Prominencias/filamentos . . . . .	22
1.1.3.2. Ráfagas . . . . .	24
1.2. Eyecciones de masa coronal (CME) . . . . .	26
1.2.1. Generación y primera fase de aceleración . . . . .	27
1.2.2. Propagación y evolución . . . . .	29
<b>2. Extensión del modelo de arrastre a dos dimensiones</b>	<b>33</b>

<b>3. El evento de eyección del 3 de abril de 2010</b>	<b>39</b>
<b>4. Validación del modelo de arrastre bidimensional</b>	<b>47</b>
4.1. Parámetros físicos del viento solar . . . . .	47
4.1.1. Rapidez del viento solar $U_{sw}$ . . . . .	47
4.1.2. Densidad del viento solar $\rho_{sw}$ . . . . .	48
4.1.3. Parámetro $\kappa$ . . . . .	49
4.2. Datos y cálculos realizados . . . . .	50
4.3. Resultados . . . . .	57
4.3.1. Tiempo vs. Posición . . . . .	57
Parámetro $\alpha$ . . . . .	57
Parámetro $\beta$ . . . . .	59
Masa de la eyección $m_{CME}$ . . . . .	60
Coeficiente de arrastre $C_d$ . . . . .	62
4.3.2. Tiempos de viaje y análisis de ajuste para las curvas de Tiempo vs. Posición . . . . .	64
Parámetro $\alpha$ . . . . .	65
Parámetro $\beta$ . . . . .	66
Masa de la eyección $m_{CME}$ . . . . .	67
Coeficiente de arrastre $C_d$ . . . . .	68
4.3.3. Tiempo vs. Rapidez . . . . .	69
Parámetro $\alpha$ . . . . .	69
Parámetro $\beta$ . . . . .	70
Masa de la eyección $m_{CME}$ . . . . .	71
Coeficiente de arrastre $C_d$ . . . . .	72
4.3.4. Análisis de ajuste para las curvas de Tiempo vs. Posición . . . . .	72
Parámetro $\alpha$ . . . . .	73
Parámetro $\beta$ . . . . .	73
Masa de la eyección $m_{CME}$ . . . . .	74
Coeficiente de arrastre $C_d$ . . . . .	74
<b>5. Discusión y conclusiones</b>	<b>75</b>

5.1. Trabajo a futuro . . . . .	77
<b>Apéndice A.</b>	<b>78</b>
<b>Apéndice B. Prueba de ajuste de <i>Chi cuadrada</i>.</b>	<b>81</b>
<b>Apéndice C. Métodos de ángulo fijo y de promedio armónico.</b>	<b>86</b>
C.1. Método de ángulo fijo ( <i>Fixed <math>\phi</math></i> ) . . . . .	86
C.2. Método de promedio armónico ( <i>Harmonic Mean</i> ) . . . . .	87
<b>Bibliografía</b>	<b>90</b>

# Capítulo 1

## Introducción

Una eyección de masa coronal (**CME** por sus siglas en inglés) es un sistema autocontenido, compuesto por gas ionizado que se encuentra en estado de plasma, el cual posee un campo magnético propio, que es expulsado de la corona solar hacia el medio interplanetario. Este sistema viaja a través de flujos de partículas (como el viento solar) y de campo magnético proveniente del Sol, lo cual da como resultado una interacción entre dos plasmas.

Se sabe que las contrapartes interplanetarias de las eyecciones de masa coronal, conocidas como eyecciones de masa coronal interplanetarias (**ICME** por sus siglas en inglés) pasan por un proceso de aceleración ó de desaceleración, a medida que se propagan a través del espacio interplanetario, debido a su interacción con las corrientes de viento solar. Diversos estudios indican que aquellas ICME con velocidades mayores a las del viento solar presentan una desaceleración de modo tal que la velocidad de la ICME tienda a igualarse a la del viento solar; mientras que las ICME con velocidades menores a las del viento solar muestran una aceleración, con tendencia a aumentar su velocidad desde su valor inicial hasta el valor de la velocidad del viento solar (ver por ejemplo Gopalswamy et al. (2000), Gopalswamy et al. (2001), Borgazzi et al. (2009)).

Borgazzi y colaboradores (2009) desarrollaron un modelo unidimensional aplicado para distancias de hasta 5 UA (Lara et al., 2011), para la dinámica de la propagación de ICMEs. En esta tesis, se amplía dicho modelo, asumiendo que el movimiento del centro de masa de una eyección de masa coronal dada está descrito por dicho modelo, el cual se rige por la segunda ley de Newton donde existe una fuerza de arrastre vinculada a un régimen turbulento que se opone al movimiento de la ICME. Además, se asume que el borde externo de la eyección, presenta una sección transversal de forma elíptica.

Dentro del estudio del clima espacial, las CMEs y las ICMEs son eventos de gran relevancia. El clima espacial involucra el análisis y el monitoreo de las condiciones físicas del Sol así como de las corrientes de viento solar, junto con los parámetros

asociados al estado de la magnetósfera y la ionósfera de la Tierra. Sucesos pasados de gran impacto como el llamado *evento Carrington* (Carrington, 1859; Hodgson, 1859; Tsurutani et al., 2003; Cliver y Svalgaard, 2004) ó el suceso ocurrido en Canadá en 1989 (Allen et al., 1989; Feynman y Hundhausen, 1994), asociados con ráfagas e ICMEs, han fomentado el interés hacia el análisis de las relaciones Sol-Tierra y el medio interplanetario, pues se sabe que la actividad solar puede provocar severos daños a la infraestructura satelital y a las redes de distribución eléctrica. Es por esto que el estudio y monitoreo del clima espacial y de los eventos asociados a éste, posee aplicaciones tecnológicas, adicionales a la investigación científica básica relativa al tema.

Previo al desarrollo del modelo en dos dimensiones, se presenta a continuación una descripción actualizada del Sol y del estado del arte del estudio de eyecciones de masa coronal.

## 1.1. El Sol y su actividad

El Sol es una estrella de secuencia principal, de clase espectral G2V, que cuenta con un radio observado  $R_{\odot}$  en  $959''.90 \pm 0''.06$  (del orden de 696,192 km), de acuerdo con datos de Hauchecorne et al. (2014), una masa de  $(1.9889 \pm 0.0003) \times 10^{30}$  kg (Stix, 2004) tal que concentra el 99.86 % de la masa total del sistema solar (Woolfson, 2000) y una luminosidad  $L_{\odot}$  de  $3.8458 \times 10^{26}$  W (LeBlanc, 2010). Es la estrella más cercana a la Tierra (se encuentra a una distancia de 1 UA =  $1.496 \times 10^{11}$  m), y está compuesta en su mayor parte por Hidrógeno y Helio, en estado de plasma.

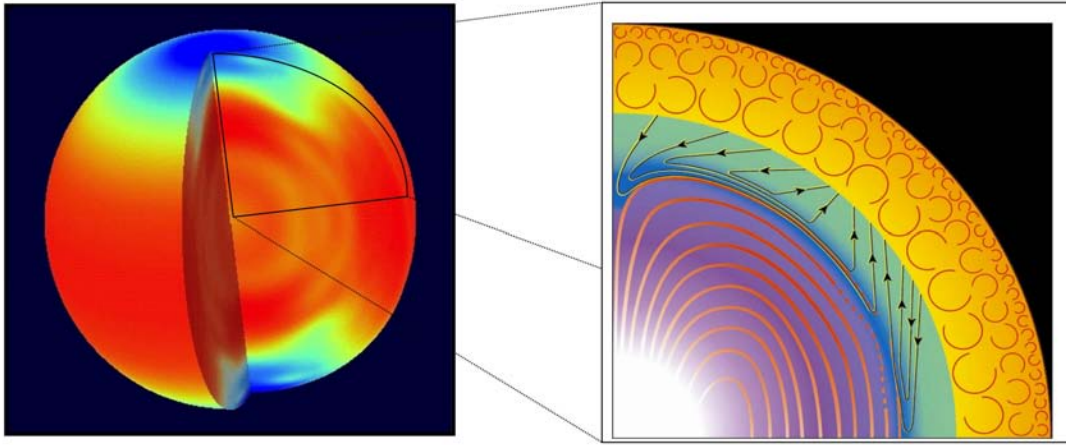
De acuerdo con la literatura y los modelos actuales, para su estudio el Sol se ha dividido en 2 grandes partes, el *interior* y la *atmósfera* solar.

### 1.1.1. El interior solar

El Sol (el cual es descrito teóricamente mediante la solución al conjunto de ecuaciones de estructura estelar llamada *modelo solar estándar* y observacionalmente a través de herramientas como la heliosismología y la detección de neutrinos) se considera un cuerpo cuasiesférico en equilibrio hidrostático, en equilibrio termodinámico local y estratificado con respecto a la dirección radial en 4 capas: Un *núcleo*, una *zona radiativa*, una *zona convectiva*, y una delgada banda de transición entre las dos capas anteriores llamada *tacoclina*.

En la figura 1.1, se presentan dos esquemas. A la izquierda se muestra la relación que existe entre la distancia radial, la latitud y la velocidad de rotación medida en el material interno del Sol; a la derecha, aparece una representación de las cuatro capas en las que se considera estratificada la estrella. A modo de resumen, la energía que emerge del núcleo (de color blanco) es transportada en los fotones que pasan por





**Figura 1.1:** Esquema del perfil de rotación diferencial del Sol (a la izquierda) y una representación gráfica del interior solar (a la derecha) (Tomado del sitio de Pascale Garaud, <http://users.soe.ucsc.edu/pgaraud/Research.html>)

un proceso de difusión, a través de una zona (coloreada en azul) que rota de manera muy similar a un cuerpo rígido. Posteriormente, atraviesa la interfase conocida como *tacoclina* (en color verde) para finalmente, atravesar una región en la que la transmisión de energía se lleva a cabo predominantemente por corrientes convectivas (en color naranja), antes de ser expulsada hacia el espacio exterior.

A continuación, se presenta un resumen de cada una de las capas que constituyen el interior solar:

#### 1.1.1.1. El núcleo

Es aquí donde se genera toda la energía emitida por la estrella, producida mediante reacciones termonucleares de fusión, que son posibles gracias a las enormes presiones y temperaturas que se encuentran en esta región.

De acuerdo con el modelo  $S$ , generado por Christensen-Dalsgaard et al. (1996) para el interior solar, la temperatura central del Sol es del orden de  $1.57 \times 10^7$  K, su densidad es del orden de  $154 \text{ g cm}^{-3} = 1.54 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ , y la presión calculada en esta zona, es del orden de  $2.35 \times 10^{17} \text{ dinas cm}^{-2} = 2.35 \times 10^{16} \text{ N m}^{-2}$ . Se indica también que estos valores decrecen monótonicamente con la distancia radial.

En las estrellas como el Sol, ocurren diversas reacciones nucleares de fusión, debido a los valores de presión, densidad y temperatura antes mencionados. La fusión nuclear es la unión de núcleos atómicos ligeros que produce otros núcleos más pesados. Las reacciones nucleares por fusión son exotérmicas, esto es, que liberan energía como uno de los productos, debido a que la suma de las masas de los núcleos productos es

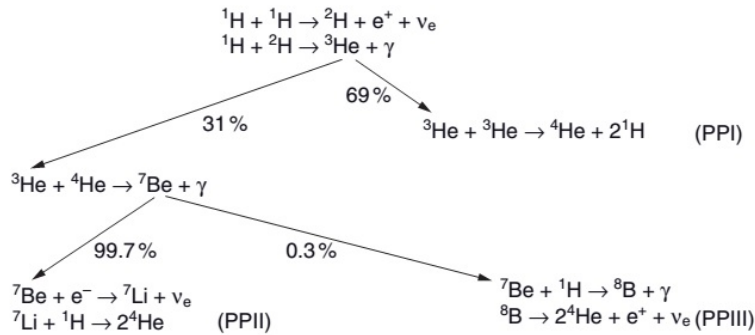
menor que la masa total de los núcleos reactivos. Dicha energía excedente, es aquella que se libera del núcleo de las estrellas, hacia el medio interplanetario e interestelar, y que puede ser detectada, incluso a miles de millones de años luz de distancia.

La más relevante de las reacciones nucleares presentes en estrellas como el Sol, es la transformación de núcleos de hidrógeno (protones) en núcleos de helio. Existen dos conjuntos de reacciones que llevan a cabo este proceso en las estrellas: Las cadenas protón-protón, que generan la mayor parte de la energía que emiten las estrellas con masas del orden de  $1.5 M_{\odot}$  o menores (LeBlanc, 2010); y los ciclos CNO, las cuales dominan la producción para las estrellas más másivas.

### Cadenas protón-protón

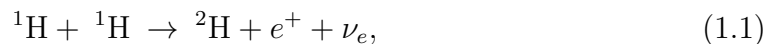
En la figura 1.2 se muestran las tres distintas cadenas de reacciones nucleares protón-protón, llamadas PPI, PPII y PPIII. Se les llama de ese modo porque comienzan con la fusión de dos núcleos de Hidrógeno o dos protones.

Se observa que el núcleo de  ${}^3\text{He}$  tiene una probabilidad del 69% de fusionarse con otro núcleo de  ${}^3\text{He}$  (y de esta manera se completa la cadena PPI), y un 31% de probabilidad de reaccionar con un núcleo de  ${}^4\text{He}$  y de proseguir con las cadenas PPII y PPIII (LeBlanc, 2010). Posteriormente el núcleo de  ${}^7\text{Be}$  reacciona con una probabilidad del 99.7% con un electrón libre, llevando a cabo la cadena PPII, y sólo tiene una probabilidad del 0.3% de reaccionar con un protón, llevando a cabo la cadena PPIII.



**Figura 1.2:** Esquema de las cadenas protón-protón. Fuente: LeBlanc, 2010.

En algunos textos (ver por ejemplo, Hansen et al. 2004) a la primera reacción de la cadena PPI,



se le conoce como *reacción protón-protón* y es la que controla la tasa a la que se presentan las cadenas PP en su totalidad, debido a que el tiempo de vida medio de un protón en las condiciones en las que se puede dar esta reacción (como las que

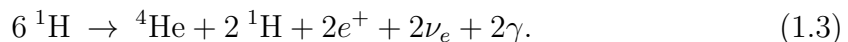
existen en el núcleo solar, por ejemplo) es del orden de  $6 \times 10^9$  años, comparable con el tiempo en el que el Sol será una estrella considerada de *secuencia principal*<sup>1</sup>.

A continuación se presenta un análisis más detallado de la cadena PPI para un mejor entendimiento del proceso en general. Para producir un núcleo de  ${}^4\text{He}$  se deben formar primero 2 núcleos de  ${}^3\text{He}$ . Por ello se necesitan dos reacciones protón-protón, seguidas de dos reacciones protón-deuterón:



Los deuterones y los núcleos de  ${}^3\text{He}$  creados por estas reacciones se combinan posteriormente, siendo entonces “destruidos”. El resultado total de estas reacciones, a partir de un consumo de 6 protones, es el de producir un núcleo de  ${}^4\text{He}$ , dos protones, dos positrones, 2 neutrinos y la liberación de dos fotones  $\gamma$ .

De manera resumida, la cadena PPI se puede mostrar de la siguiente manera:



Las cadenas PPII y PPIII, siguen un proceso general similar, que convierte cuatro protones en un núcleo de  ${}^4\text{He}$  (LeBlanc, 2010).

La energía emitida por la cadena (representada en los fotones  $\gamma$ ) está dada por la famosa relación de A. Einstein:

$$E = (m_{inicial} - m_{final})c^2 = (4m_{{}^1\text{H}} - m_{{}^4\text{He}} - 2m_{e^+})c^2 = 24.688 \text{ MeV}. \quad (1.4)$$

Los dos positrones formados, eventualmente encontrarán dos electrones libres, lo cual los llevará a su mutua aniquilación. Una cantidad de energía adicional, igual a  $4m_e c^2 = 2.044 \text{ MeV}$  es entonces liberada y se suma a la generada por la reacción nuclear, para un total de 26.732 MeV.

A esta cantidad total, se debe restar la energía de los neutrinos formados, pues pueden abandonar la estrella sin interactuar con la materia en su interior. La energía promedio de cada neutrino emitido por la cadena PPI (LeBlanc, 2010) es del orden de 0.263 MeV. Mientras que las cadenas PPII y PPIII, generan neutrinos con energías promedio de 0.80 y 7.2 MeV, respectivamente. Es decir, las cadenas protón-protón, pierden en promedio, 2.0, 4.0 y 27.9 %, respectivamente, de la energía que producen, en los neutrinos que abandonan posteriormente la estrella.

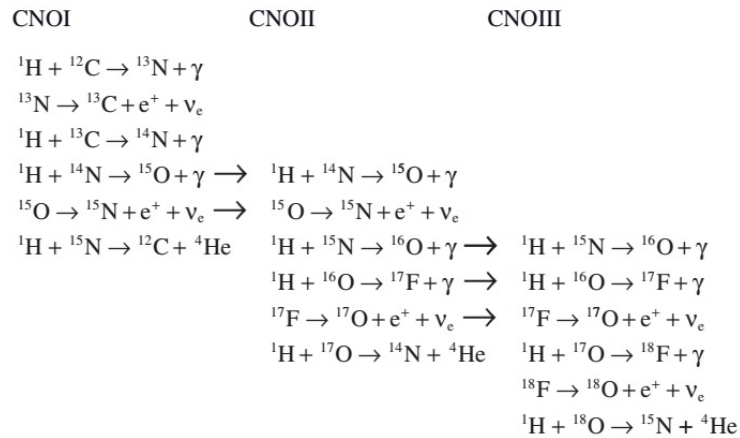
---

<sup>1</sup>Las estrellas de *secuencia principal*, están caracterizadas por llevar a cabo reacciones termoneucleares de fusión de hidrógeno en helio, principalmente, aunque otros elementos más pesados también son sintetizados. La denominación proviene de una línea delgada que cruza diagonalmente el llamado diagrama H-R, llamado así en honor a Ejnar Hertzsprung y a Henry Norris Russell, quienes fueron los primeros en encontrar una relación entre la luminosidad y la temperatura efectiva a la que se produce esta última, en las estrellas.

## Ciclos CNO

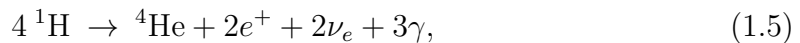
Los ciclos CNO son conjuntos de reacciones nucleares de fusión que consisten en series de capturas de protones, por parte de isótopos de C, N y O, intercaladas con decaimientos en positrones y que terminan en la formación de núcleos de  $^4\text{He}$ . Dado que los núcleos de C, N y O, poseen una carga eléctrica muy grande comparada con la de los protones, la temperatura crítica para que estas reacciones puedan llevarse a cabo, tiene que ser mayor que la que se necesita para las cadenas protón-protón.

Esto último, se debe a que los protones que interaccionan con estos elementos, tienen que atravesar una barrera de potencial coulombiana mucho mayor que la que ofrece otro protón, y para ello necesitan tener velocidades más grandes para poder reaccionar. Por tanto, se requieren mayores temperaturas ambientales. Esta es la razón para que los ciclos CNO dominen la generación de energía en estrellas de secuencia principal con masas mayores a las  $1.5M_{\odot}$ .



**Figura 1.3:** Se muestran las reacciones que forman cada uno de los ciclos CNO. Las flechas apuntan a las reacciones que son comunes a todos los ciclos. Fuente: LeBlanc (2010).

Los núcleos de C, N y O sirven como catalizadores de las reacciones. Además, son producidos y consumidos en cantidades iguales, por lo que de manera general cualquiera de los ciclos CNO puede ser simplificado en la siguiente reacción:



donde cuatro protones son convertidos en un núcleo de  $^4\text{He}$  más un excedente de energía y es la misma cantidad emitida que en las cadenas protón-protón, excepto por la fracción que contienen los neutrinos producidos, cuya naturaleza es distinta.

Tanto las cadenas PP como los ciclos CNO, están presentes en las estrellas de secuencia principal, como el Sol, pero su contribución a la generación total de energía

depende de su temperatura central, como se verá a continuación.

### Tasas de producción de energía de las cadenas protón-protón y los ciclos CNO

A partir de los cálculos hechos en base a estos conjuntos de reacciones nucleares para el hidrógeno, se pueden obtener las tasas de producción de energía nuclear sobre unidad de masa, tanto para las cadenas PP como para los ciclos CNO, las cuales están dadas de manera aproximada por las siguientes expresiones (Hansen et al., 2004):

$$\epsilon_{PP} = \frac{2.4 \times 10^4 \rho X^2 e^{-\frac{3.380}{T_9^{1/3}}}}{T_9^{2/3}} \quad (1.6)$$

$$\epsilon_{CNO} = \frac{4.4 \times 10^{25} \rho X Z e^{-\frac{15.228}{T_9^{1/3}}}}{T_9^{2/3}} \quad (1.7)$$

donde  $T_9$  es la temperatura central de la estrella en unidades de  $10^9$  K,  $\rho$  es su densidad local,  $X$  es la fracción de masa del Hidrógeno, y  $Z$  la fracción de masa de elementos químicos más pesados que el Hidrógeno y el Helio. La temperatura central de una estrella depende directamente de su masa.

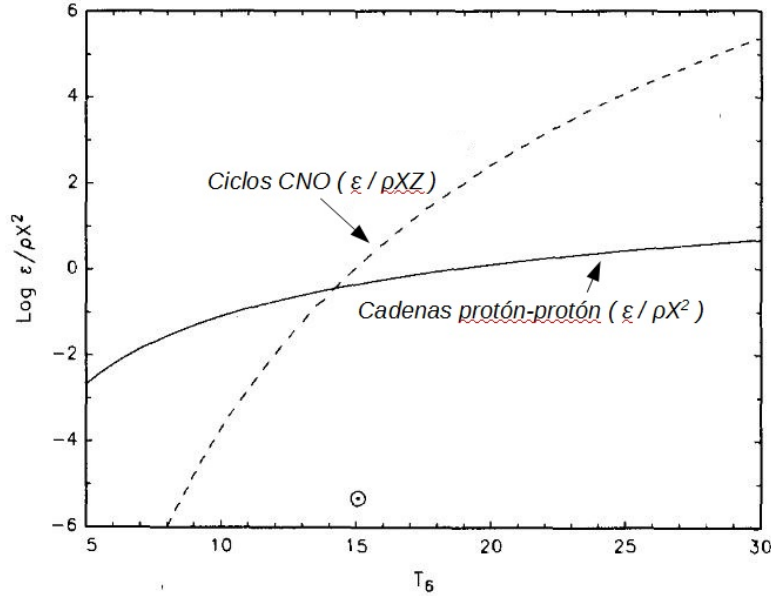
La tasa para las cadenas PP depende del cuadrado de  $X$ , mientras que las de los ciclos CNO, depende del producto  $XZ$ , porque los protones reaccionan con núcleos de C, N y O. Ambas tasas son directamente proporcionales a la densidad, pero su dependencia con la temperatura es mucho más compleja.

En la figura 1.4, se presentan las gráficas de las dos tasas en función de la temperatura del núcleo y se observa que las cadenas PP dominan para bajas temperaturas. Los ciclos CNO comienzan a ser relevantes en la producción de energía a medida que aumenta la temperatura. Para el caso del núcleo del Sol,  $T_6 \approx 15$ ,  $X = 0.7$  y  $Z = 0.02$ , y al sustituir estos valores en las ecuaciones (1.6) y (1.7) se obtiene que (Hansen et al., 2004)  $\epsilon_{PP} \approx 10 \times \epsilon_{CNO}$ , es decir, que la contribución de los ciclos CNO a la generación total de energía en el núcleo solar, es del orden del 10%.

#### 1.1.1.2. La zona radiativa

La energía producida por las cadenas protón-protón y los ciclos CNO es transmitida en forma de fotones a través de una región localizada entre el núcleo y el exterior conocida como *zona radiativa*. El transporte de la energía radiativa, puede ser modelado como un proceso de *difusión*.

La difusión fotónica es posible, debido a que existe un *gradiente de temperatura* (la razón de cambio de la temperatura con respecto a la distancia radial) en el interior



**Figura 1.4:** Curvas para las tasas de producción de energía de las cadenas protón-protón ( $\epsilon/\rho X^2$ , línea continua) y los ciclos CNO ( $\epsilon/\rho XZ$ , línea de trazos), como función de la temperatura, en unidades de  $10^6$  K. (La etiqueta que aparece en el eje vertical es genérica, “ $\epsilon/\rho X^2$ ” se refiere a ambos cocientes.) La temperatura central actual del Sol, del orden de  $1.5 \times 10^7$  K, se muestra indicada con el signo solar. Adaptado de Hansen et al. 2004.

de las estrellas, que indica una anisotropía en el campo de radiación. Ésta es muy pequeña (del orden de  $10^{-10}$ ), pero la suficiente para provocar el movimiento de los fotones (Kippenhahn et al., 1990), en este caso, desde el interior de la estrella hacia afuera de la misma.

Todo proceso difusivo es descrito mediante la ley de Fick. Esta ley, implica que la existencia de un gradiente de concentración de partículas inmersas en un medio dado, producirá como resultado un flujo de estas partículas, con una tendencia hacia la homogeneidad. Dentro de esta región, la ley de Fick es usada para poder calcular el gradiente de temperatura, que es responsable de la transmisión fotónica. A partir de la ley de Fick, dicho gradiente está dado por la siguiente ecuación (Kippenhahn et al., 1990):

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{3}{64\pi r^2} \frac{\kappa \rho L}{\sigma T^3}, \quad (1.8)$$

donde  $\kappa$  es la opacidad del plasma,  $\rho$  su densidad local,  $L$  es la luminosidad (energía emitida sobre unidad de tiempo) y  $\sigma$  es la constante de Steffan-Boltzmann.

De manera formal (ver por ejemplo Hansen et al. 2004) el estudio de la zona radiativa (así como el de las atmósferas estelares) se lleva a cabo mediante la resolución de la ecuación de **transferencia radiativa**, para la intensidad específica  $I(\theta)$  dentro

del interior solar, donde la difusión fotónica es un resultado de dicho estudio.

### 1.1.1.3. La *tacoclina*

Si bien, las primeras evidencias observacionales de la rotación en la superficie solar fueron recopiladas por Galileo Galilei, Johannes Fabricius y Christoph Scheiner en las primeras décadas del siglo XVII, apoyados por la invención del telescopio para darle un seguimiento diario al movimiento aparente de las manchas solares a través del disco solar, no fue sino hasta 250 años después que Richard Christopher Carrington, mediante sus registros publicados en 1863, confirmó que en las capas más externas del Sol existe un fenómeno de rotación diferencial, que disminuye a medida que aumenta la latitud heliosférica.

Antes de la llegada de la heliosismología, este perfil de rotación sólo podía deducirse indirectamente, por ejemplo, por medio de la teoría del dínamo solar, o bien mediante simulaciones globales, modelando corrientes convectivas dentro de un cascarón grueso en rotación, asumiendo determinadas condiciones específicas (Charbonneau et al., 1999).

A mediados de los años 80's, se llevaron a cabo las primeras mediciones heliosísmicas, de la velocidad angular interna del Sol y su dependencia con la latitud heliográfica (Brown, 1985; Brown y Morrow, 1987). Las mediciones también indicaron que dicha rotación está presente por toda la envolvente convectiva solar.

Estudios posteriores revelaron que en la mayor parte de la zona convectiva, la rotación presenta muy poca dependencia radial, y que la velocidad angular en cierta latitud es aproximadamente igual al valor medido en la superficie (ver por ejemplo Brown et al., 1989).

Por otro lado, se encontró que a medida que se incrementa la profundidad, la rotación diferencial latitudinal va desapareciendo y a diferencia de lo que se observa en la envolvente convectiva, la zona radiativa y el núcleo muestran un perfil de rotación muy similar al de un cuerpo rígido (ver por ejemplo Tomczyk et al., 1995; Charbonneau et al., 1998).

Con lo anterior, se detectó una delgada zona de transición, aproximadamente esférica, denominada *tacoclina*<sup>2</sup>.

Siguiendo la definición de Corbard y colaboradores (2000) es una zona en la que la interacción entre el perfil de rotación del interior radiativo (muy cercano al de un cuerpo rígido), y el régimen de rotación diferencial de la región convectiva, presenta una importante fricción tangencial, con respecto a la dirección radial. Mencionan que esta fricción es fundamental, pues brinda un mecanismo de transporte de material estelar entre la zona de convección y el interior radiativo.

---

<sup>2</sup>Llamada de ese modo por Spiegel y Zahn (1992) quienes también desarrollaron la primera teoría de esta región.

Su grosor es menor al 4% del radio solar (Forgács-Dajka, 2004; Charbonneau et al., 1999). Además, Charbonneau y colaboradores (1999) encontraron que el radio ecuatorial central de la tacoclina es de  $0.693 \pm 0.002 R_{\odot}$ , así como una variación de este valor, entre la latitud 60 y el ecuador, del orden de  $0.024 \pm 0.004 R_{\odot}$ , que da cuenta de la ligera desviación de la forma esférica, antes descrita.

#### 1.1.1.4. La zona convectiva

De manera similar al caso de la zona radiativa, la región de convección debe su nombre al medio de transporte de energía predominante. La convección, en el caso de las estrellas, consiste en el movimiento de *burbujas* de plasma dentro de la estrella, que puede generar corrientes, asumiendo que las burbujas (conocidas como *celdas de convección*) no cedan ni ganen energía del medio que les rodea durante su ascenso (es decir, el proceso es *adiabático*). Dichas celdas, están presentes en el Sol, y puede distinguirse el material caliente surgiendo desde el interior, en la fotosfera y en la cromosfera, como *gránulos* de diferentes tamaños.

Mediante el uso de heliosismología, se ha encontrado (Kosovichev y Fedorova, 1991; Christensen-Dalsgaard et al., 1991; Basu y Antia, 1997; Basu, 1998) que el fondo de la zona de convección, se encuentra a una distancia  $r = 0.713 \pm 0.003 R_{\odot}$ , situando esta región dentro de la tercera parte más externa del Sol, con una extensión del orden de  $0.287 R_{\odot}$ , cerca de 201,000 km.

Aquellas regiones donde existe una ionización parcial (es decir, un bajo grado de ionización) de los elementos más abundantes que la componen, son propensas a mostrar un transporte de energía convectivo, debido a que en estas condiciones, existe un aumento en la opacidad (véase la ecuación 1.8) que a su vez provoca que el gradiente de temperatura se incremente (LeBlanc, 2010). Si este aumento es lo suficientemente grande, el medio puede volverse inestable y la convección aparece.

El criterio de Schwarzschild, llamado así en honor al astrofísico alemán Karl Schwarzschild (1873-1916) permite establecer, a primera aproximación, el momento en que ocurre lo anterior. El criterio establece que para que una celda de material pueda ascender de manera adiabática y formar una corriente convectiva, se requiere que el valor del gradiente de temperatura<sup>3</sup> (radiativo) del medio ambiente,  $(\nabla_{rad}) \equiv (\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P})_{rad}$  debe ser mayor que el valor del gradiente de temperatura interno (adiabático) de la celda,  $(\nabla_{ad}) \equiv (\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P})_{ad}$ :

$$\nabla_{rad} > \nabla_{ad}. \quad (1.9)$$

Como  $\nabla_{ad} = \frac{\gamma-1}{\gamma}$  (LeBlanc, 2010), y para un gas monoatómico,  $\gamma = 5/3$ ,  $\nabla_{ad} =$

---

<sup>3</sup>Nótese la diferencia entre este gradiente de temperatura, con dependencia de la presión y valores positivos, con el que aparece en la ecuación 1.8, cuya dependencia es con la distancia radial y muestra valores negativos.



0.4. Por tanto, el criterio establece que  $\nabla_{rad} > 0.4$ . No obstante, el plasma no está compuesto únicamente por especies monoatómicas, y usualmente no se considera la presión de radiación, por lo que el valor de  $\gamma$  es distinto de  $5/3$ .

La convección estelar es un tema complejo, en términos del formalismo matemático necesario para describirla, no obstante, existe una aproximación ampliamente usada en las simulaciones computacionales del interior estelar: la teoría de la longitud de mezclaje (conocida en inglés como **mixing-length theory**). En esta teoría, al cumplirse el criterio de Schwarzschild y existir las condiciones para que se genere un transporte convectivo, se generan las celdas a partir de perturbaciones (cuyo origen no está especificado) que crecen con el tiempo y ascienden una cierta distancia  $l_m$  por flotación, en condiciones adiabáticas. Dicha distancia, conocida como *altura de mezclaje*, es aquella a la que la celda se fragmenta y el material que la compone, se mezcla con el medio ambiente, a la vez que libera su excedente de energía, radiativamente. El material frío, posteriormente, regresa al interior estelar, hundiéndose una distancia  $l_m$ .

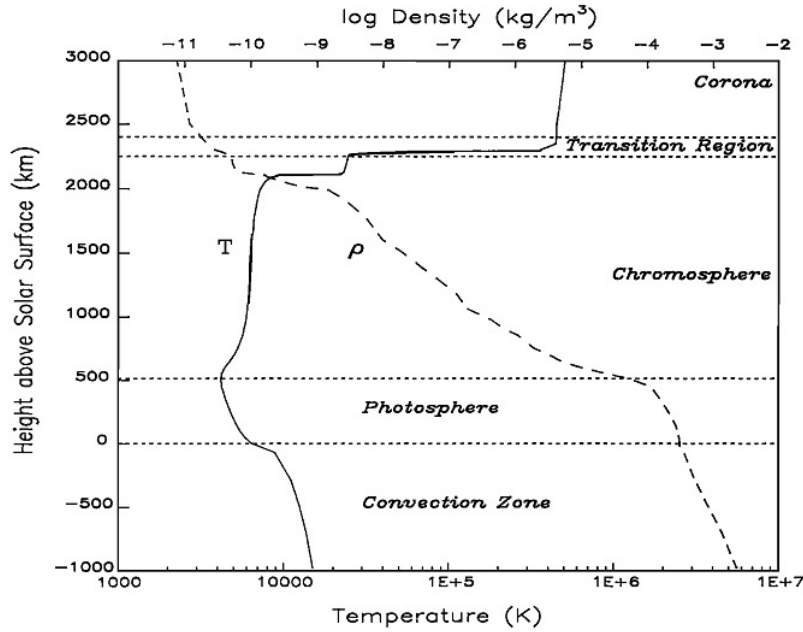
Dentro de este marco, donde se asume que el medio se encuentra en equilibrio hidrostático, la razón de cambio de la temperatura con respecto a la distancia radial, está dada por

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\rho g T}{P}, \quad (1.10)$$

donde  $g$  es el valor local del campo gravitacional,  $\rho$  la densidad local y  $\gamma$  es el exponente adiabático, que es igual al cociente de calores específicos:

$$\gamma = \frac{c_P}{c_V}. \quad (1.11)$$

### 1.1.2. Atmósfera solar

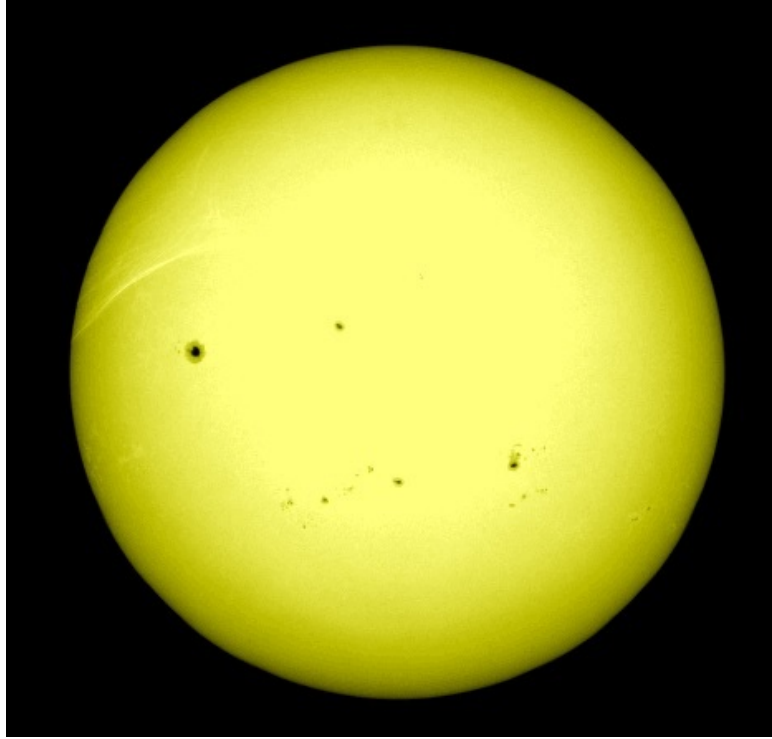


**Figura 1.5:** Perfil de temperatura y densidad de la atmósfera solar sin perturbaciones, conocida también como atmósfera “quieta”. Tomado de Lean (1991).

La atmósfera solar, por su parte, se ha estudiado teóricamente mediante la teoría de atmósferas estelares en la que se asume que la energía debe ser transportada por radiación, debido a que no existe otro mecanismo eficiente de transmisión, dada la densidad extremadamente baja del material interestelar (Böhm-Vitense, 1989); y de manera observacional a través del análisis del espectro de la radiación procedente de la estrella. La atmósfera solar comprende la *fotosfera*, la *cromosfera*, la *corona*, y una *zona de transición* entre las dos anteriores.

Las atmósferas estelares, como la del Sol, son caracterizadas a primera aproximación mediante cascarones esféricos en los que la densidad disminuye con la distancia radial, medida desde la fotosfera. Esta simetría esférica es resultado de la estratificación gravitacional la cual depende del potencial gravitacional  $U(r)$ , que es función de la distancia radial  $r$  del centro de masa de la estrella, únicamente. La estratificación gravitacional, que es resultado de considerar condiciones de equilibrio hidrostático y homogeneidad, es un concepto básico útil de la estructura radial promedio de ciertas porciones de la atmósfera que en la realidad, presentan propiedades muy cercanas a este esquema (Aschwanden, 2004).

## 1.1.2.1. Fotosfera



**Figura 1.6:** La fotosfera solar, a través del instrumento AIA (Atmospheric Imaging Assembly) del Observatorio de Dinámica Solar (SDO por sus siglas en inglés), a una longitud de onda de  $4500 \text{ \AA}$ , tomada el 15 de noviembre de 2013. Es posible observar un decremento en la intensidad luminosa, partiendo del centro del disco hacia el limbo, conocido como **oscurecimiento al limbo**. (Tomado de [http://http://www.helioviewer.org/](http://www.helioviewer.org/))

Se le considera a la fotosfera, la capa límite entre el interior y la atmósfera de una estrella. Por encima de la fotosfera, se localiza una envoltura de plasma, compuesta de diferentes tipos de partículas (iones, moléculas, inclusive granos de polvo, así como fotones), con una densidad mucho menor a la del interior.

La temperatura de la fotosfera solar, está definida como la temperatura efectiva a la cual un hipotético cuerpo negro emitiría el mismo flujo de energía que el Sol. Esta temperatura es calculada a partir de la ley de Stefan-Boltzmann. Dicha ley, indica que la intensidad de energía disipada por un cuerpo negro (sumando las contribuciones sobre todas las longitudes de onda), es proporcional a la temperatura elevada a la cuarta potencia. La temperatura efectiva  $T_{ef}$  y la luminosidad solar  $L_{\odot}$  están relacionados de la siguiente manera:

$$L_{\odot} = 4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{ef}^4, \quad (1.12)$$

donde  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ , es la constante de Stefan-Boltzmann. Usando

el valor del radio solar de Hauchecorne et al. (2014),  $R_{\odot} = 6.96192 \times 10^8$  m, y la luminosidad solar,  $L_{\odot} = 3.8458 \times 10^{26}$  W, a partir de la ecuación (1.12), se encuentra el valor de temperatura asociada a la fotosfera: 5776.75 K.

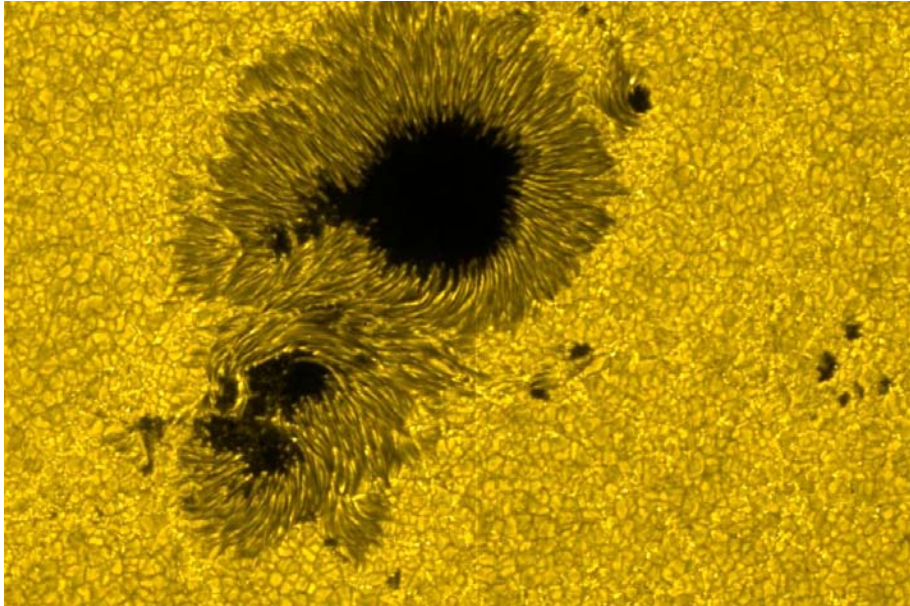
La fotosfera tiene un grosor de 500 km (Hanslmeier, 2007) y muestra una estructura compleja en la que destacan dos importantes fenómenos. Uno de ellos es el patrón de granulación en el que se distingue una red, cuyas celdas (conocidas como *gránulos*) aparecen como zonas brillantes de forma irregular, rodeadas por bordes delgados más oscuros, y que se han vinculado con las corrientes de material formadas en la región de convección subsuperficial (véase la figura 1.7). Las celdas brillantes son corrientes de material caliente que brotan hacia afuera de la estrella, mientras que las zonas más oscuras que rodean a las celdas se corresponden con material frío descendente.

Otro fenómeno relevante que es posible observar en la fotosfera son las *manchas solares*. Si se hace un acercamiento a una imagen de una mancha solar, pueden distinguirse dos partes: una región central conocida como *umbra*, rodeada por una banda filamentaria conocida como *penumbra* (véase la figura 1.7).

Dichas zonas aparecen oscuras, debido a que el material que las constituye es mucho más frío que el resto de la fotosfera que las rodea. La umbra es entre 1000 y 1900 K más fría que la fotosfera, y la penumbra entre 250 y 400 K más fría (Solanki, 2003).

Las manchas solares son utilizadas en el monitoreo de la actividad solar, pues se sabe que aumentan y disminuyen en número, con la llegada del máximo y el mínimo solares, respectivamente. También se sabe que aparecen en latitudes menores conforme el ciclo solar avanza, partiendo desde latitudes de entre 30 y 40 grados cerca del mínimo, hacia posiciones próximas al ecuador, cerca del máximo (Howard, 2011). Las manchas solares aparecen como resultado de campos magnéticos que brotan a través de la fotosfera desde el interior del Sol, por tanto, funcionan como indicadores de zonas del alta actividad magnética, detectables en la superficie solar.

En general, la intensidad del campo magnético de una mancha solar, se mide indirectamente mediante el efecto Zeeman observado a nivel fotosférico. Puede alcanzar valores entre 2,000 y 3,700 G en las partes más oscuras de la umbra, disminuyendo hasta 700-1000 G en la frontera externa de la penumbra. Las manchas solares se observan en una gran diversidad de tamaños, que van desde los 3,500 hasta los 60,000 km de diámetro. Además, su tiempo de vida puede ser de horas hasta meses, y es directamente proporcional a su tamaño (Solanki, 2003).



**Figura 1.7:** Imagen tomada por el Telescopio Solar Óptico (SOT por sus siglas en inglés) de la misión Hinode el 13 de diciembre de 2006. Se muestran los gránulos que conforman la red fotosférica, así como dos manchas solares aproximándose entre sí de tal forma que el evento, produjo una ráfaga. (Adaptado de [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/hinode/solar\\_022.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/hinode/solar_022.html) )

### 1.1.2.2. Cromosfera

Poco después de la base hasta la parte superior de esta capa, la temperatura aumenta de forma abrupta, desde un valor cercano a los 6000 K, justo por encima de la fotosfera, pasando por un mínimo de unos 4000 K, hasta los 10,000 K que se encuentran antes de ingresar a la zona de transición, donde la temperatura continúa incrementándose, hasta alcanzar los valores coronales medidos (del orden de  $10^6$  K) (Hanslmeier, 2007).

Judge (2006) menciona que el grosor de cromosfera, abarca de 7 a 10 escalas de altura de presión (desde los 500 km hasta los 2000 km) por encima de la fotosfera, medidos considerando una profundidad óptica  $\tau = 1$ , para longitudes de onda cercanas a los 500 nm. Sin embargo, Zirin (1996) apuntó que los datos medidos de los espectros obtenidos en los eclipses, dan evidencia de que este grosor se debiera extender hasta los 5000 km. Apunta a que en las regiones polares hay evidencia de que la altura a la que se extiende la cromosfera, es distinta a la que se mide en otras zonas del Sol, y a que la frontera interna de la cromosfera es casi imposible de distinguir. Por ende, consideró que hay razones para pensar en que el grosor cromosférico real pueda ser más cercano a los 5000 km.

La cromosfera es la cuna de algunos de los fenómenos más interesantes del Sol, como las *espículas*, las *playas*, los filamentos/prominencias, las regiones activas, ráfagas,

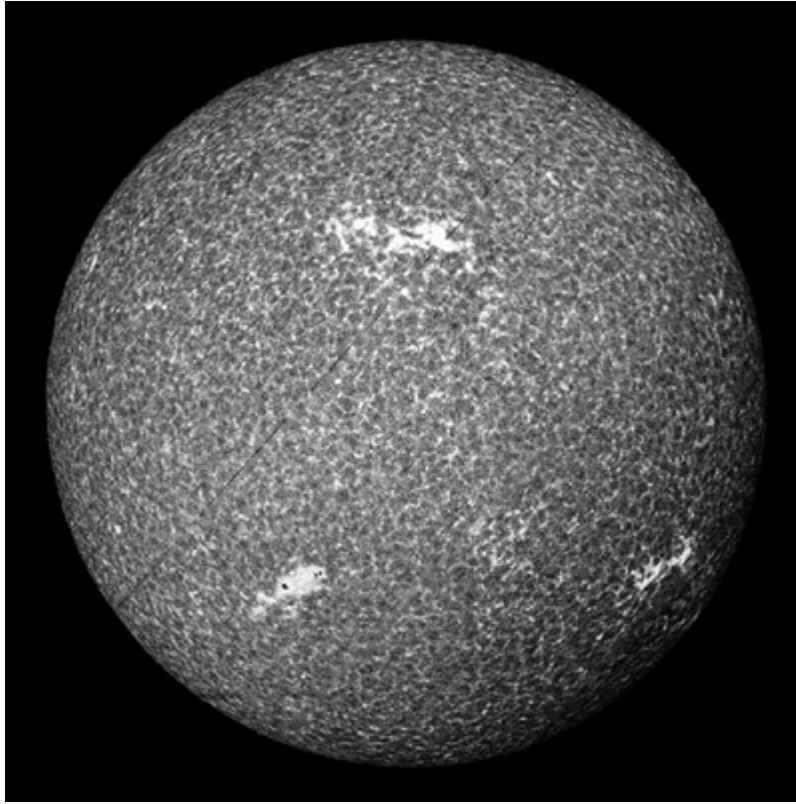
etc. Estos fenómenos así como las características propias de la superficie cromosférica, son observados en las frecuencias a las que se emiten las intensas líneas de Fraunhofer producidas por elementos como el Calcio una vez ionizado y el Hidrógeno, que son las líneas características del espectro de esta zona de la atmósfera, aunque no son las únicas líneas detectadas.

Originalmente, fue observada sólo durante el eclipse total de Sol de 1851, como un destello de corta duración de color rojizo (de ahí el nombre de esta región, *cromosfera = esfera de color*, dado por Joseph Norman Lockyer y Edward Frankland) en el limbo. Al espectro producido por este breve destello se le conocería más tarde como espectro **flash**. Años más tarde, el uso de herramientas como la espectroscopía permitió analizar este destello durante los eclipses. John Evershed (1864-1956) observó 313 líneas de emisión, dentro de un intervalo que se extiende desde los 3,340 hasta los 6,000 Å que incluyen 28 líneas de la serie y el continuo de Balmer (Bhatnagar y Livingston, 2005).

Existen actualmente imágenes muy detalladas de la cromosfera, que permiten distinguir una variedad de fenómenos interesantes. Las observaciones en el disco solar, revelan una estructura poco uniforme, como se muestra en la figura 1.8. La cromosfera muestra un patrón en forma de red que luce como el negativo fotográfico del patrón de granulación fotosférico, pero a una escala mucho mayor. A esta red se le ha llamado de *supergranulación*, cuyas celdas, tienen entre 30,000 y 35,000 km de diámetro (Bhatnagar y Livingston, 2005).

Las observaciones en el limbo solar, revelaron la existencia de estructuras con forma de pequeñas columnas ó **jets**. Se les conoce con el nombre de *espículas*. Mientras que en el disco, se han observado como una serie de motas ó manchas oscuras (las cuales son completamente distintas de las manchas solares fotosféricas) proyectadas contra un fondo brillante. Estas motas, generan una red que también forma un patrón de supergranulación.

Una espícula, en promedio, puede alcanzar del orden de 5,000 km de altura aunque no más de 500 km de ancho, temperaturas del orden de  $10^4$  K, y valores de densidad del orden de  $3.0 \times 10^{-10}$  kg m<sup>-3</sup>. Además, la rapidez de ascensión del material que forman las espículas es del orden de 25 km s<sup>-1</sup> (Stix, 2004). Estos valores son importantes, porque indican la existencia de un mecanismo capaz de levantar importantes cantidades de plasma cromosférico hasta la corona, a lo largo de las líneas de campo magnético que permean la atmósfera, con las velocidades medidas.



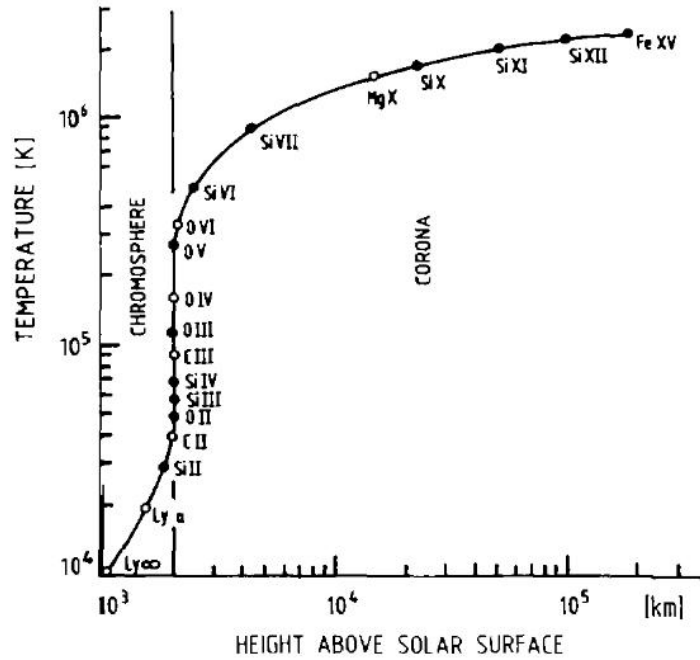
**Figura 1.8:** Esta imagen del Sol fue tomada el 2 de junio de 1997, en la línea K del CaII (393.4 nm). Se muestra la red cromosférica, así como algunas regiones brillantes y densas conocidas en inglés como **plagues**, que se localizan por encima de las manchas solares u otras regiones activas de la fotosfera, que presentan campos magnéticos intensos. (Visto en <http://ase.tufts.edu/cosmos/> )

En la cromosfera, se detectan líneas de emisión como las de la serie de Balmer del Hidrógeno, las líneas H y K del Ca II y las del He I y He II, en alturas mayores de 10,000 km por encima de la fotosfera. Y para la formación de estas líneas, son necesarias altas temperaturas.

Sin embargo, hoy en día, no se conoce el mecanismo responsable de generar estas líneas a las alturas en las que se han observado, suponiendo condiciones de equilibrio hidrostático y de equilibrio termodinámico local, a una temperatura de entre 5000 y 6000 K. Se han realizado propuestas que expliquen el incremento de la temperatura de la cromosfera y de la corona, y que se no incluyen las condiciones presentes del equilibrio termodinámico local, con lo cual, se puedan explicar las especies ionizadas encontradas. Este fenómeno del *calentamiento cromosférico y coronal* ha mantenido perplejos por varios años a los físicos que estudian el Sol, y resultó ser totalmente sorprendente cuando se descubrió.

### 1.1.2.3. Zona de transición

La región de transición es una capa que se encuentra entre la cromosfera (a una temperatura de  $\approx 10^4$  K) y la corona ( $\approx 10^6$  K).



**Figura 1.9:** Se muestra la temperatura como función de la altura por encima de la superficie solar, en la cromosfera, la región de transición y la corona. Los puntos indican las temperaturas a las que se forman determinados iones. Fuente: Stix (2004).

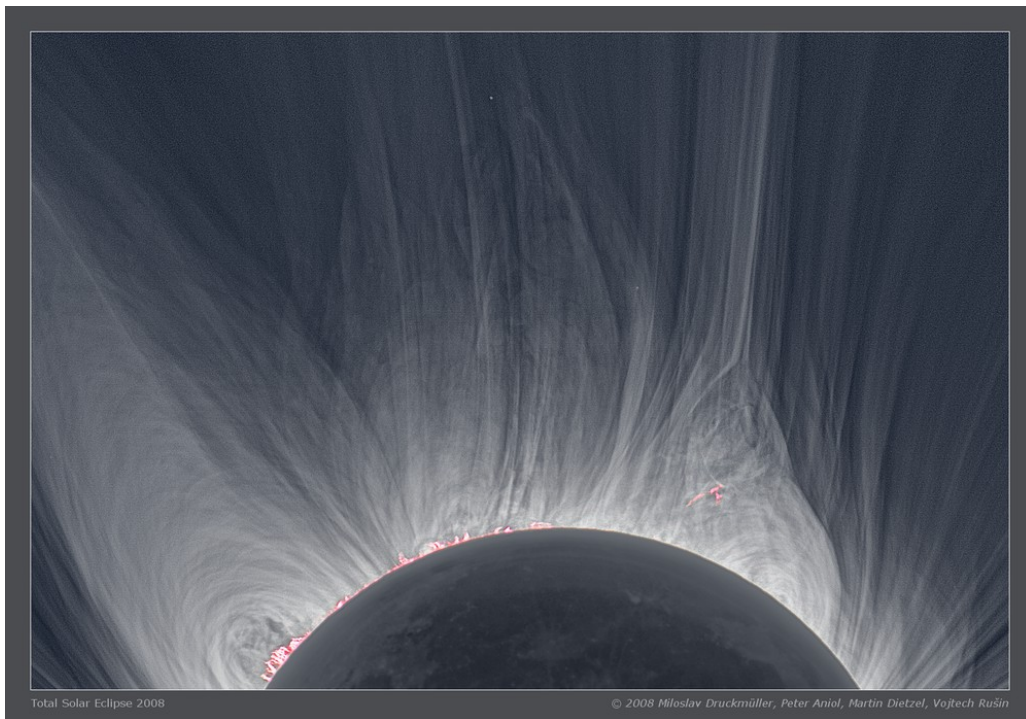
Sin embargo, presenta una mayor utilidad considerar la zona de transición como un perfil de temperatura y no como un lugar físico, debido a la existencia de una importante inhomogeneidad espacial, así como un abrupto y pronunciado cambio de la temperatura, con lo que puede ser prácticamente considerada como una discontinuidad (Stix, 2004).

El espectro ultravioleta, en particular la banda entre 50 y 160 nm es el más apropiado para la observación de la región de transición. En la figura 1.9, se muestra un esquema que ilustra las mediciones hechas en el ultravioleta extremo (EUV), que crean la imagen de una delgada zona de transición, en la que la inhomogeneidad espacial es menor en la parte más alta y de mayor temperatura. En particular, la red cromosférica, que es claramente visible en la parte más baja de la región de transición, gradualmente se desvanece a medida que se asciende hacia la corona solar.



#### 1.1.2.4. Corona

Se sabe que el parámetro  $\beta$  del plasma, es menor a uno en la corona. El parámetro  $\beta$  de un plasma, o simplemente  $\beta$  del plasma, se define como el cociente de la presión térmica de las partículas que forman un plasma y la presión de un campo magnético inmerso en dicho plasma. Al ser  $\beta$  menor a uno, la presión térmica de las partículas del plasma coronal no es suficiente para asegurar la existencia de una estratificación dependiente de la distancia radial. Se observa que el plasma que fluye desde la cromosfera hacia la corona sigue las líneas de campo magnético, con lo que el plasma coronal puede ser utilizado para trazar la geometría tridimensional de la configuración de los campos magnéticos. Sin embargo, este fenómeno también genera una estructura inhomogénea que es más difícil de modelar que una atmósfera homogénea y estratificada (Aschwanden, 2004).



**Figura 1.10:** Se muestra un sector de la corona solar, tomada durante el eclipse total de Sol de 2008 en Mongolia. Son claramente visibles los arcos de material coronal conocidos en la literatura en inglés como **helmet streamers**, así como prominencias, mostradas como arcos coloreados en rosa. Tomado de <http://www.astrobio.net>.

La corona se encuentra por encima de la región de transición y como se puede observar en la figura 1.9, el perfil de temperatura que existe en esta zona tiende más a ser constante, con temperaturas del orden de  $10^6$  K.

La corona, observada en el visible, comúnmente tiende a dividirse en la corona K y en la corona F (Stix, 2004). La corona F domina a distancias del orden de 2 a 3

$R_{\odot}$  y muestra un espectro continuo con las líneas negras de Fraunhofer del espectro fotosférico, de ahí el nombre de esta corona. También muestra un ligero grado de polarización. Por otra parte, la corona K debe su nombre de la palabra en alemán **Kontinuum**. Su espectro también es continuo, de manera semejante al fotosférico, pero con la ausencia de las líneas de Fraunhofer. Y a diferencia de la corona F, la corona K emite radiación altamente polarizada, lo que indica la existencia de dispersión Thomson por electrones libres.

Es importante señalar que la morfología de la corona depende fuertemente del momento del ciclo solar y de la configuración de los campos magnéticos solares, en la que se presenta una compleja estructura multipolar con el máximo solar, que se distingue de la estructura prácticamente dipolar asociada con el mínimo solar. Entre las más importantes características observacionales de la corona se incluyen (Hanslmeier, 2007) los arcos coronales, así como otras estructuras con diferentes tamaños y grosores, y los hoyos coronales.

Los arcos coronales se encuentran asociados a las manchas solares y las regiones activas en la corona. Están asociadas con líneas cerradas de campo magnético que conectan diferentes regiones de la superficie solar. Como ya se mencionó antes, los valores de la  $\beta$  del plasma coronal son menores a uno debido a la baja densidad de partículas, por lo que las líneas de campo dominan el movimiento de las partículas del plasma coronal, por tanto éste se encuentra alineado en arcos magnéticos. Dichos arcos pueden permanecer por días y hasta semanas, aunque existen ciertos arcos asociados con ráfagas que duran períodos de tiempo más cortos. Estos arcos contienen material con densidad de partículas mayor que la de sus alrededores, por lo que su estructura tridimensional y sus dinámicas son de gran interés.

Por otro lado, existen dos tipos de estructuras (como las que se muestran en la figura 1.10) a escala global, observados en la corona. Uno de estos tipos muestra una forma de casco con una cima larga y puntiaguda (en la literatura en inglés se les conoce como **helmet streamers**). Usualmente son detectados por encima de manchas solares y regiones activas y con frecuencia, es posible observar una prominencia/filamento en la base de estas estructuras. Los helmet streamers están formados por una red de líneas de campo que conectan a las manchas de las regiones activas y que ayudan a mantener suspendido el material que forma a las prominencias por encima de la fotosfera. Las líneas cerradas de campo mantienen atrapados los gases coronales ionizados, formando estructuras de mayor densidad. Mientras que las cimas puntiagudas aparecen como resultado del viento solar que fluye a través de los espacios que hay entre los helmet streamers.

El segundo tipo es el que se conoce en la literatura como **polar plumes**: Estructuras largas y delgadas que, como su nombre indica, surgen por encima de los polos norte y sur del Sol. La base de éstas se muestra como regiones pequeñas brillantes. Estas polar plumes o plumas polares, están asociadas con las líneas *abiertas* de campo magnético que aparecen de los polos solares. Están formadas por la acción del

viento solar, de manera muy similar a como se forma la parte superior de los helmet streamers.

Los hoyos coronales se presentan como regiones de temperatura y densidad menor comparadas con sus alrededores en la corona. Aparecen más claramente durante el mínimo solar y cerca de los polos. Tienden a formarse cerca de los centros de regiones grandes que presentan líneas *abiertas* de campo. Muestran rotación no diferencial y con menor velocidad que las manchas solares ó los patrones de supergranulación cromosférico.

### 1.1.3. Actividad solar

El Sol presenta una variedad de fenómenos que se manifiestan principalmente en las diferentes capas de la atmósfera solar.

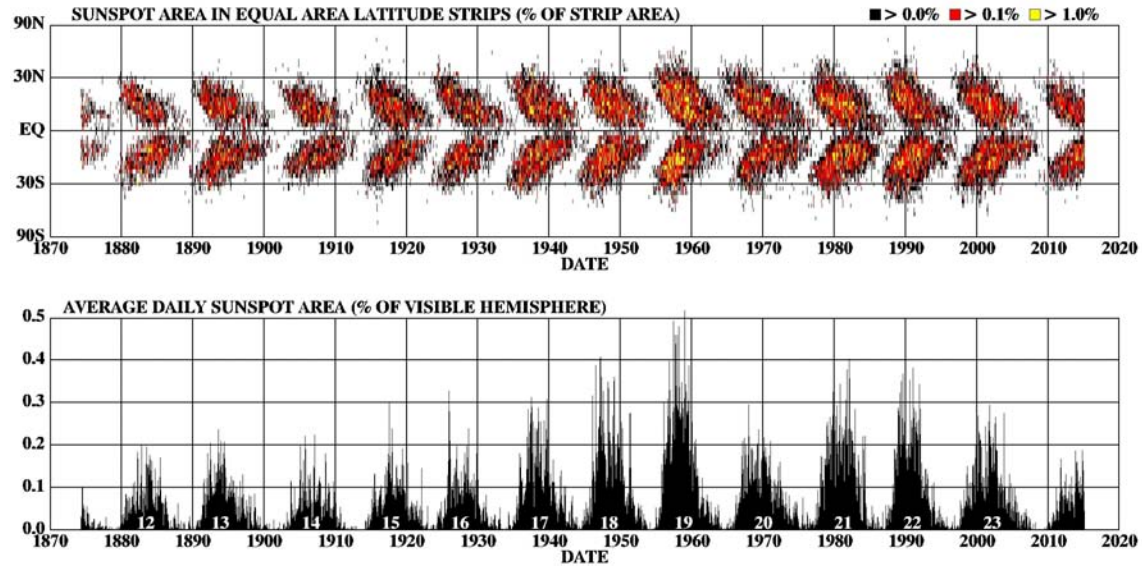
Uno de estos fenómenos que se encuentra entre los más conocidos, es el *ciclo solar magnético* que tiene una duración de unos 22 años, en el cual la polaridad del campo magnético global solar se invierte y regresa a su posición original. También se conoce como el *ciclo de Hale*. El flujo total magnético alcanza sus niveles más altos durante el máximo de actividad, y desciende considerablemente durante los días de mínima actividad. Además, dado que muchos mecanismos radiativos están directamente relacionados con la disipación de energía magnética, la emisión de radiación en diferentes longitudes de onda, como en rayos X y en radio, se encuentra modulada por los cambios que ocurren desde un máximo hasta un mínimo de actividad (Aschwanden, 2004).

El ciclo solar magnético fue descubierto con el aumento y disminución de las manchas solares. Éstas se localizan en grupos dentro de una región activa, y se sabe que la orientación de su campo magnético cambia si se encuentra en el hemisferio solar norte ó sur, intercambiándose una vez cada 11 años. Este evento se conoce como *la ley de polaridad de Hale* (Aschwanden, 2004).

Las manchas solares que conforman las regiones activas se encuentran restringidas dentro de zonas conocidas como cinturones de actividad que se localizan en latitudes de entre 30 y 40 grados al norte y al sur del ecuador solar. Sin embargo, dichas posiciones latitudinales varían con el ciclo solar. Al principio del ciclo las manchas se forman en dichas latitudes. Conforme el ciclo avanza nuevas manchas aparecen pero a menores latitudes, de modo que las últimas del ciclo surgen muy cerca del ecuador. Este comportamiento puede ser mostrado en el llamado *diagrama de mariposa* (Solanki, 2003) el cual aparece en la parte superior de la figura 1.11.

En el diagrama de mariposa se grafica el área que ocupan las manchas solares como función de la latitud y el tiempo. Si una mancha ó un grupo de manchas, existe dentro de una banda latitudinal y en un intervalo de tiempo dado, dicha porción del diagrama aparece sombreada, de modo que los colores usados representan el

porcentaje de área ocupada por manchas. Note que éstas forman dos bandas, una en cada hemisferio, que empiezan a unos  $30^\circ$  del ecuador al inicio del ciclo y que se desplazan hacia el ecuador, a medida que el ciclo progresa. En la parte inferior de la figura 1.11 aparece graficada la superficie solar cubierta por manchas, promediada mensualmente, como función del tiempo.

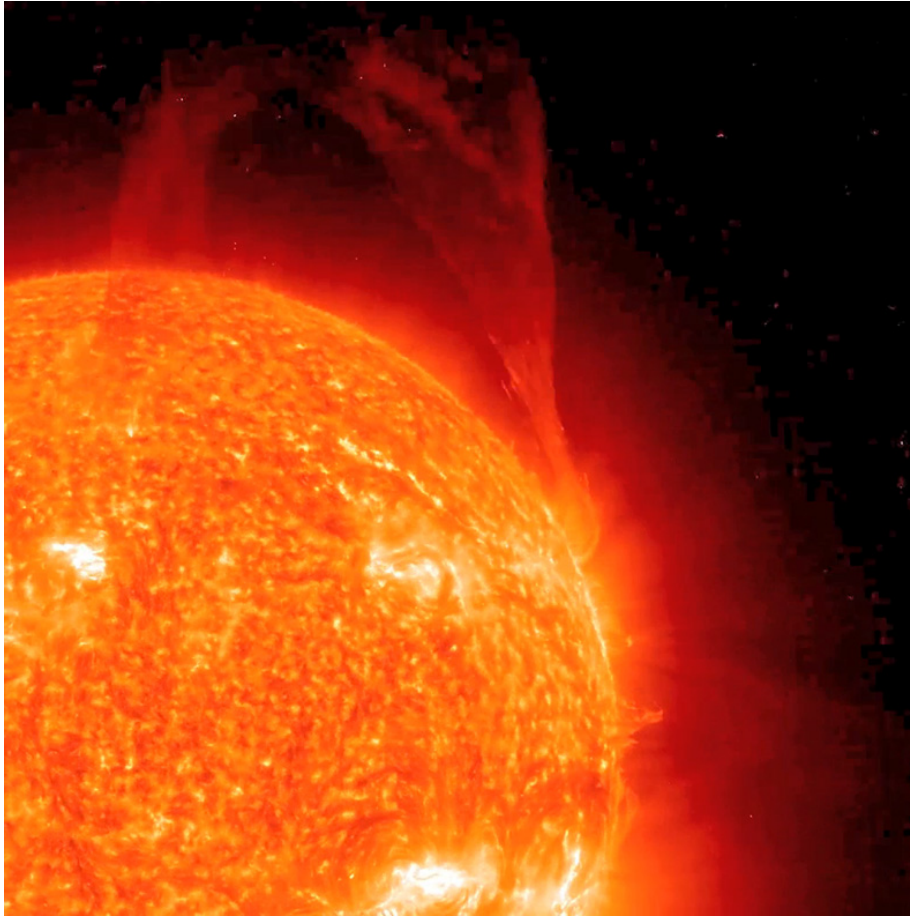


**Figura 1.11:** Se muestra el diagrama de mariposa (se muestra la imagen asociada al 04 de marzo de 2015) junto con la superficie solar cubierta por manchas como función del tiempo. Adaptada de <http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/bfly.gif>.

### 1.1.3.1. Prominencias/filamentos

Las prominencias solares, consisten de plasma relativamente frío (del orden de 8,000 K) que es elevado por encima de la cromósfera y se encuentra inmerso en la corona (Hirayama, 1985; Van Ballegooijen y Martens, 1989).

Cuando se observan sobre el disco solar, en la línea de  $H\alpha$ , las prominencias aparecen como delgadas estructuras oscuras, conocidas como *filamentos*, localizadas por encima de las líneas neutrales que separan regiones de polaridad magnética opuesta en la fotosfera solar (Van Ballegooijen y Martens, 1989). Las prominencias se han encontrado tanto en regiones de intensa actividad solar, así como en zonas de mínima actividad, con algunas diferencias en forma y tamaño.

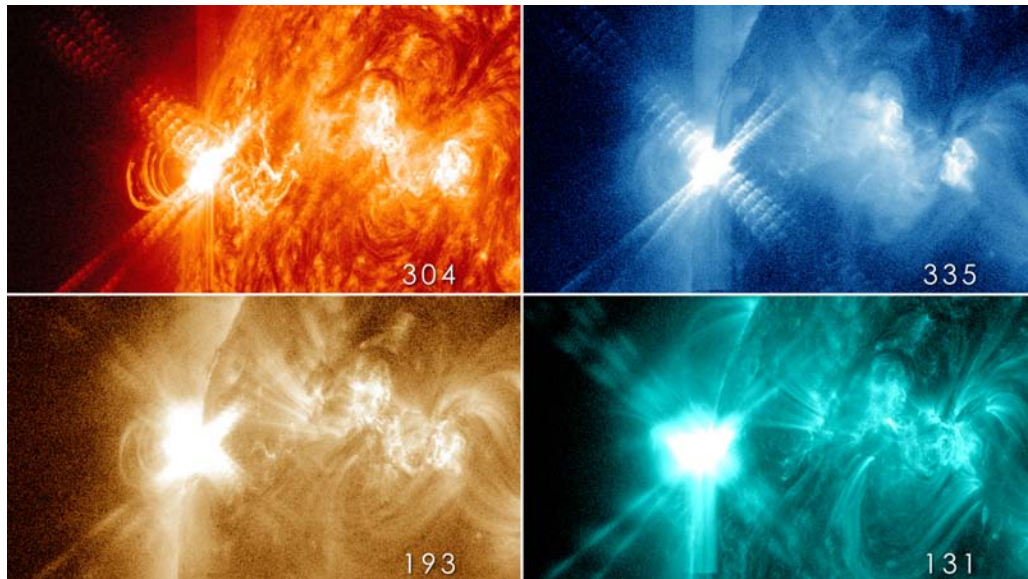


**Figura 1.12:** Una toma de una prominencia que se formó y fue liberada del Sol entre el 27 y el 28 de julio de 2012, observada por la nave STEREO-B, en luz de extremo ultravioleta. Tomado de <http://stereo.gsfc.nasa.gov/>.

El plasma presente en las prominencias se compone un 90 % de Hidrógeno parcialmente ionizado en la parte central, que coincide con la de menor temperatura, del orden de 8,000 K, mientras que en sus fronteras se alcanzan temperaturas coronales del orden de  $10^6$  K. Se encuentra que la densidad del plasma en las zonas centrales de la prominencia es aproximadamente dos órdenes de magnitud mayor que en la corona (Hanslmeier, 2007). Las prominencias muestran diferentes tiempos de vida; algunas pueden aparecer como eventos eruptivos de corta duración (que pueden durar desde unos minutos hasta horas); mientras que otros pueden observarse como enormes arcos de material denso y frío, inmersos en la corona, que pueden existir por varios períodos de rotación solar.

### 1.1.3.2. Ráfagas

Se consideran a las ráfagas dentro de los dos fenómenos más grandes y energéticos que presenta el Sol. Las ráfagas se suelen definir como enormes “explosiones” que se presentan súbitamente en la atmósfera del Sol (Srivastava, 2008). Aunque esta definición puede causar confusión debido la forma en que una explosión convencional se genera. Howard (2011) describe las ráfagas como aumentos súbitos en la radiación electromagnética proveniente de una zona específica del Sol, que abarca un amplio espectro de frecuencias, siendo observable en radio, en el visible, en ultravioleta y en rayos X, encontrándose dentro de los fenómenos solares más estudiados. Las ráfagas ocurren en la cromosfera y en la corona, generalmente en regiones activas cercanas a manchas solares y liberan energías que van desde los  $10^{22}$  hasta los  $10^{25}$  J en escalas de tiempo de segundos hasta horas (Vršnak, 2005).



**Figura 1.13:** Cuatro imágenes tomadas por el Observatorio de Dinámica Solar (Solar Dynamics Observatory, SDO) de la NASA, de una ráfaga clase X3.2, ocurrida el 13 de mayo de 2013. Los números corresponden a las longitudes de onda de la luz detectada: 304, 335, 193 y 131 Å.

Las ráfagas son clasificadas de diferentes formas. Una de las más usadas, toma en cuenta el máximo flujo de energía radiante, medida en unidades de Watts/m<sup>2</sup>, en la región de rayos X, en el intervalo de 1 a 8 Å. Las ráfagas más relevantes son clasificadas como ráfagas de clase X, las cuales muestran flujos mayores a los  $10^{-4}$  Watts/m<sup>2</sup>. Las ráfagas menos intensas que las anteriores, consideradas como ráfagas de clase M y C, poseen flujos que se encuentran entre  $10^{-4}$  y  $10^{-5}$  Watts/m<sup>2</sup> y entre  $10^{-5}$  y  $10^{-6}$  Watts/m<sup>2</sup>, respectivamente. Las ráfagas más débiles, de clase B y A, muestran intensidades máximas de flujo de entre  $10^{-6}$  y  $10^{-7}$  Watts/m<sup>2</sup> y menores a  $10^{-7}$  Watts/m<sup>2</sup>, respectivamente. Cada clase se divide a su vez, en 10 partes

logarítmicas (Denig et al., 2010). Esta escala es utilizada por el sistema satelital GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellite*) para el monitoreo de las condiciones del clima espacial.

Otro modo de clasificación considera las emisiones de luz visible, particularmente las de  $H\alpha$ . Esta clasificación comprende una letra y cuatro números (S,1,2,3 ó 4), los cuales indican el área que abarca la ráfaga, seguida de una segunda letra (F,N ó B) que indica su intensidad. La letra S indica una subráfaga. En el cuadro 1.1 aparece un resumen de ambas clasificaciones.

$H\alpha$			
Clase	Área (en grados cuadrados)	Subclase	Brillo
S	<2.0	F	Poco brillante ( <i>Faint</i> )
1	2.0 - 5.1	N	Brillo normal ( <i>Normal</i> )
2	5.2 - 12.5	B	Muy brillante ( <i>Bright</i> )
3	12.5 - 24.7		
4	>24.7		

Rayos X (1-8 Å)	
Clase	Máximo de energía (en $W/m^2$ )
A	$10^{-8} - 10^{-7}$
B	$10^{-7} - 10^{-6}$
C	$10^{-6} - 10^{-5}$
M	$10^{-5} - 10^{-4}$
X	$>10^{-4}$

**Cuadro 1.1:** Clasificaciones de ráfagas. Adaptado de Howard (2011).

La otra clase de eventos masivos, que se presentan muy frecuentemente asociados con las ráfagas, son las *eyecciones de masa coronal* que serán descritas brevemente en la siguiente sección. La asociación entre las ráfagas y las eyecciones de masa coronal ha sido motivo de un importante debate a lo largo de los años, no obstante, existe la idea de que ambos fenómenos puedan estar relacionados con un mecanismo físico común de liberación de energía magnética en la atmósfera solar.

## 1.2. Eyecciones de masa coronal (CME)

Una eyección de masa coronal (**CME**) es una estructura dinámica compuesta de plasma atmosférico solar, que se expande y se propaga desde el Sol hacia el espacio exterior, y que muestra un campo magnético propio. Son responsables de la liberación de enormes cantidades de materia al medio interplanetario, además de que pueden abarcar varias decenas de grados de latitud heliográfica y su velocidad se encuentra en el intervalo de los 100 a los 3,000 km seg<sup>-1</sup>.

En base a un estudio hecho con 2449 eyecciones observadas por la misión SOHO (**Solar and Heliospheric Observatory**) Vourlidas y colaboradores (2002) reportaron que la masa promedio de una CME es de  $1.7 \times 10^{12}$  kg y que una fracción del orden del 15 % de la muestra estudiada presentó valores de masa menores a  $10^{11}$  kg. Afirman también que existe una dependencia de esta variable, así como de la rapidez medida de una CME, su densidad y su energía cinética con el ciclo solar de 11 años. Sin embargo, otros autores como Hanslmeier (2007) afirman que la masa de una eyección no depende del ciclo solar, aunque su distribución latitudinal si muestra una dependencia. De manera general la masa de una CME se encuentra dentro del intervalo de  $1.0 \times 10^{11}$  -  $4.0 \times 10^{13}$  kg (Chen, 2011).

Fueron observadas por primera vez, el 14 de diciembre de 1971 (Howard, 2006; Chen, 2011) mediante el coronógrafo a bordo del satélite **Orbiting Solar Observatory** (OSO-7), por Richard Tousey (Howard, 2011), 112 años después de la primera observación asociada a una ráfaga solar.

Hundhausen et al. (1984) brindaron una de las primeras definiciones de una CME basada en sus observaciones: Una eyección de masa coronal es un cambio observable en la estructura coronal que (1) ocurre en una escala de tiempo que se extiende desde unos cuantos minutos hasta varias horas e (2) involucra una nueva y discreta firma de luz blanca brillante en el campo de visión del coronógrafo. Dicha luz se origina a partir de radiación que procede de la fotosfera que es dispersada por los electrones libres presentes en la corona. A este proceso se le conoce como *dispersión Thomson*. Si se llega a detectar en una zona la aparición de luz blanca brillante, se considera como una señal de aumento en la densidad del plasma coronal en algún punto a lo largo de la línea de visión. Lo que indica la presencia de estructuras de mayor densidad, comparadas con la densidad de la corona solar.

Además, Illing y Hundhausen (1985), ofrecen la estructura tripartita antes mencionada de una CME: un delgado y brillante “anillo” (**loop**) que forma el borde exterior, que contiene un “núcleo” brillante, situado casi en el centro de la estructura, y que se encuentran separados por una cavidad “oscura”, que presenta una densidad menor, comparada con la del núcleo y el tubo de flujo externo.

No obstante, existen propuestas como la de Vourlidas y colaboradores (2013) en la que a este esquema se le suma un doble frente donde el “anillo” exterior es precedido por un frente más tenue y una región más ancha de emisión difusa. Esta clase de



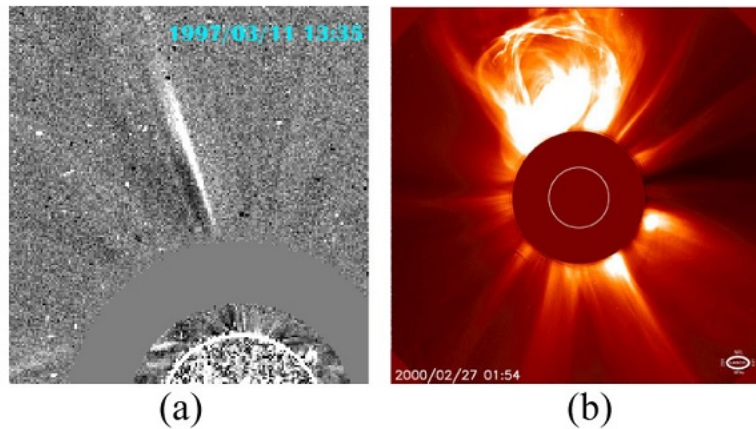
*morfología de doble frente*, aseguran, es un indicador confiable para la detección de ondas producidas por una CME, o bien de frentes de choque, dependiendo de la rapidez de la eyección. Además, los autores mencionan que, al menos el 41 % de los eventos estudiados (2970) presentan la estructura tripartita anterior. Por tanto, proponen una nueva definición en la que una CME es *una erupción de una estructura coronal torcida y coherente de campo magnético, que presenta un ancho angular de al menos 40°, capaz de propagarse más allá de 10 R<sub>☉</sub>, en escalas de tiempo de unos cuantos minutos a varias horas*.

Cuando se observa un evento de CME existen problemas relacionados con efectos de proyección que se dan a lo largo de la línea de visión, que complican el poder asociar una forma geométrica a una eyección, específicamente a su borde externo. Chen (2011) propone que una división en dos tipos generales de morfología para una eyección, basada en una diferencia fundamental de la geometría del borde externo de una CME: Las CME *angostas* y las CME *normales*. Las CME *angostas* constan de material coronal cuyo movimiento asemeja al de un **jet**, probablemente (señala) a lo largo de líneas abiertas de campo magnético y que presentan un ancho angular del orden de 10°. Mientras que las CME normales muestran la configuración de tres partes señalada anteriormente, por Illing y Hundhausen (1985). Además, existen estudios en los que se ha encontrado que la región brillante central al interior de una eyección, se puede asociar con un filamento/prominencia observada en H $\alpha$  (House et al., 1981), en microondas (ver por ejemplo Gopalswamy (1999)), o bien en rayos X y en radio (Gopalswamy y Hanaoka, 1998). También, Gopalswamy y Hanaoka (1998) reportan que el valor de la masa de una prominencia puede ser comparable al de la masa de una CME.

El fenómeno de las eyecciones de masa coronal puede ser dividido en dos grandes partes para su estudio:

### 1.2.1. Generación y primera fase de aceleración

Hasta el día de hoy, no se ha observado directamente el proceso de formación de una eyección de masa coronal. Por tanto, ha sido necesario hacer algunas suposiciones relacionadas con dicho proceso, basadas en el conocimiento disponible de la corona solar. Por ejemplo, el cociente de la presión dinámica de las partículas de plasma y la presión magnética de los campos coronales, conocida como el parámetro  $\beta$  del plasma, es menor a uno, por lo que son los campos magnéticos los que dominan el movimiento de las partículas de plasma, en consecuencia, es razonable pensar que la generación de una CME es un fenómeno primordialmente magnético.



**Figura 1.14:** Se muestran imágenes conocidas como *running differences* en luz blanca de dos tipos de eyecciones de masa coronal, obtenidas de la base de datos de la misión SOHO. (a) Una eyección angosta, observada el 11 de marzo de 1997. Note que se ha superpuesto una toma del disco solar, encima del ocultador del coronógrafo. (b) Una eyección normal, vista el 27 de febrero de 2000, que muestra una estructura tripartita: Un anillo frontal seguido por una cavidad oscura, y una región central brillante. Fuente: Chen, 2011.

Con respecto a la formación y a la primera fase de aceleración de una eyección, es posible encontrar dos clases dinámicas de CME (Sheeley et al., 1999; Howard, 2011; Webb y Howard, 2012): (1) Las eyecciones *graduales*, las cuales muestran rapidezces del orden de 400 a 600 km/s y están preferencialmente asociadas con la erupción de prominencias desde los cascos coronales, y (2) las eyecciones *impulsivas*, que presentan rapidezces del orden de 750 a 3,000 km/s, una tendencia a desacelerarse a largas distancias y a estar asociadas con ráfagas.

La mayor parte de los modelos de generación de CMEs hoy en día, están basados en la premisa de que las eyecciones y las ráfagas obtienen su energía de los campos magnéticos de la corona. Existen flujos de partículas cargadas, que generan corrientes eléctricas, las cuales se acumulan en la corona, y el sistema lentamente evoluciona hacia un estado en el que el equilibrio ya no es posible, hasta el punto en que una perturbación termina con este estado previo y el campo libera la energía acumulada. Si se libera suficiente energía y los campos que se encuentran por encima de la zona de expulsión no representan un obstáculo importante, es posible que una cantidad dada de plasma coronal sea expulsado hacia el espacio interplanetario. A la vez que si la intensidad de los campos magnéticos de la zona de expulsión es grande, pueden ocurrir emisiones de radiación similares a las de una ráfaga (Forbes et al., 2006). Entre las posibles perturbaciones que rompen con el estado de equilibrio, están la aparición de nuevas estructuras o campos que emergen por debajo de la fotosfera, y la reconexión magnética.

La reconexión magnética es una serie de procesos de reconfiguración topológica

de campos magnéticos a gran escala que liberan importantes cantidades de energía y tensión acumulada. Se ha planteado que dicha energía puede ser usada para el calentamiento del plasma coronal o bien para movilizarlo. Los procesos de reconexión magnética pueden ocurrir de modo cuasi-estático como sucede con el calentamiento coronal, aunque con frecuencia se presentan de manera abrupta y violenta, manifestados en eventos como las ráfagas y las CMEs (Aschwanden, 2004).

Howard (2011) ofrece una clasificación sencilla de los modelos más destacables para la formación de CMEs en dos grupos: Aquellos modelos que requieren del fenómeno de reconexión magnética y aquellos que no lo requieren. Sin embargo, no ha sido la única forma de ordenación. Klimchuk (2001) propuso otra clasificación que fue retomada por Aschwanden (2004) basada en el número de fases en las que se presenta la evolución de los campos magnéticos coronales. Forbes (2000) presentó una organización más compleja de cuatro grupos, usada por Lin y colaboradores (2003), en la que se considera la posibilidad de una descripción en términos magnetohidrodinámicos, la posible existencia (e incluso como requisito) de la reconexión magnética y hasta el uso de fuerzas como la gravitacional.

- Entre los modelos que no requieren de reconexión magnética se incluyen el modelo de flotación magnética (Low, 1994), el de inyección de flujo ó de inestabilidad toroidal de Chen (1989), el modelo de inestabilidad torsional (ver por ejemplo Török y Kliem, 2003; 2005) y el modelo de carga y descarga de masa (ver por ejemplo Fong et al. 2002).

- Los modelos que usan la reconexión magnética como un requisito incluyen el esquema propuesto por Sturrock (1989), conocido como de **tether cutting**, el modelo de perturbaciones por flujos emergentes de Chen y Shibata (2000), el modelo de quiebre magnético (**magnetic breakout**) de Antiochos et al. (1999), y el modelo de cancelación de flujos (**flux cancellation**) (Martin et al., 1985; Van Ballegoijen y Martens, 1989).

### 1.2.2. Propagación y evolución

A medida que una eyección de masa coronal se desplaza desde el Sol a través del espacio interplanetario, se convierte en una *eyección de masa coronal interplanetaria* (**ICME**) que puede ser monitoreada mediante cámaras especiales llamadas **Heliospheric Imagers** o HI, mediante otros procesos como son el *centelleo interplanetario* (en inglés, **Interplanetary Scintillation**, o IPS), así como ser monitoreada por satélites, ubicados en órbita, cerca de la Tierra, *in-situ*<sup>4</sup>. El centelleo interplanetario es el resultado de la dispersión de ondas electromagnéticas de radio, que aparece como resultado de variaciones de la densidad del medio interplanetario. Este fenómeno se

---

<sup>4</sup>La expresión de origen latino *in-situ*, utilizada frecuentemente en la literatura sobre las CME, hace referencia a las mediciones hechas en el espacio físico por el cual va a desplazarse una eyección, o bien, por donde ya pasó.

ha utilizado desde la década de 1960 para el estudio del viento solar, pero también ha sido utilizado para estudiar eventos transitorios como las CME (Howard, 2011).

Existen una serie de fenómenos que pueden identificar de manera directa ó indirecta la presencia de una ICME y de su propagación. Entre estos fenómenos se encuentran la detección de ondas de choque interplanetarias y de estallidos en radio de tipo II.

Adicionalmente se han identificado a un subconjunto de ICMEs conocidas como *nubes magnéticas*. Dicho término fue acuñado por Burlaga et al. (1981). Una nube magnética se caracteriza por mostrar una intensidad de campo magnético mayor que los valores ambientales, la presencia de rotación del vector de campo magnético y baja temperatura de los protones que conforman el plasma de la nube (Burlaga et al., 1981; Démoulin, 2008; Dasso et al., 2011).

De manera similar a lo que ocurre con la generación de una CME en la atmósfera solar, la evolución y los mecanismos con los cuales se propaga a través del medio interplanetario no están completamente descifrados y entendidos. No obstante, se cuenta con una variedad de herramientas observacionales que brindan algunas pistas acerca del movimiento y los cambios que sufre una eyección en su paso por la heliósfera, así como determinadas restricciones y suposiciones físicamente razonables. Howard (2011) menciona que los mecanismos propuestos de evolución de una ICME se pueden dividir en tres grandes categorías:

- Aquellos modelos que asumen a la ICME como un fenómeno independiente del flujo de viento solar, que es agregado a este último. Entre estos modelos destacan dos subcategorías: En una, la ICME se presenta como una estructura densa sin un campo magnético intrínseco; mientras que en la otra, la eyección es considerada como un tubo de flujo magnético que se expande a través del medio, aunque no produce un modelo completo del flujo de viento solar ambiental. Un ejemplo de la primera subcategoría es el modelo computacional ENLIL<sup>5</sup> (Odstrcil et al., 2003), el cual se basa en la resolución de un conjunto de ecuaciones magnetohidrodinámicas en condiciones ideales, para el viento solar y una perturbación que se propague en este último, como una ICME. Este código es complementado con el modelo empírico WSA<sup>6</sup> (Arge y Pizzo, 2000) que establece las condiciones de frontera internas, como la velocidad de flujo del viento solar.

- Modelos basados en la dinámica de ondas de choque en los que la ICME se considera una onda de choque que se propaga a través del viento solar, y en los que también se trata a la eyección como una perturbación. Ejemplos de estos modelos incluyen el modelo de tiempo de llegada de la onda de choque (*STOA* por sus siglas en inglés) (Dryer y Smart, 1984; Moon et al., 2002), el modelo de propagación de

---

<sup>5</sup>Este modelo fue llamado con el mismo nombre que un personaje dentro de la mitología sumeria, deidad del viento y las tormentas.

<sup>6</sup>WSA son las primeras letras de los apellidos de tres investigadores reconocidos del clima espacial y creadores del modelo: Wang-Sheeley-Arge.

ondas de choque interplanetarias (ISPM, por sus siglas en inglés) (Smith y Dryer, 1990) y el modelo Hakamada-Akasofu-Fry (en su versión 2) para el viento solar (Hakamada y Akasofu, 1982; Fry et al., 2001). Cantó et al. (2005) propusieron un esquema teórico aplicado a CMEs, en el que se utiliza el concepto de *superficie de trabajo* para el estudio de la dinámica de perturbaciones en el flujo del viento solar ambiental. Una superficie de trabajo está definida como una discontinuidad entre el flujo de viento solar y una perturbación que viaja dentro de éste, compuesta por dos frentes de choque (Raga et al., 1990; Cantó et al., 2000). La dinámica de esta superficie de trabajo se estudió para los casos en que la perturbación presenta una velocidad tanto mayor como menor que el viento solar.

- Los modelos de *arrastre aerodinámico* en los que se considera que el movimiento de la ICME está gobernado únicamente por la física de la dinámica de fluidos (el plasma del viento solar se trata como un fluido en este caso), a la vez que los campos magnéticos no juegan ningún papel importante. El movimiento de la ICME es de modo tal que busca alcanzar un equilibrio cinemático con el viento solar. Con lo que, desde el punto de vista teórico, el problema de la evolución de la eyección se convierte en uno de transferencia de momento lineal entre el evento y el viento solar que le rodea. Esto implica que las eyecciones con velocidades mayores a las del viento solar se desaceleren y las eyecciones con velocidad menor que la del viento solar se aceleren, y que en todos los casos, la velocidad del evento sea igual a la del medio. En este tipo de modelos, el principal parámetro que se toma en cuenta es la diferencia de velocidad entre la ICME y el viento solar.

Ejemplos de este tipo de modelo incluyen el de *snow plough* (que recuerda a una barredora de nieve, o pala *quitanieve*) propuesto por Tappin (2006) y el de Cargill (2004). Cho y colaboradores (2003) hacen una comparativa entre los tres modelos de dinámica de choques antes mencionados, con modelos empíricos de propagación de CMEs (Gopalswamy et al., 2000, 2001) y un modelo empírico de relación entre CMEs y sus respectivas ondas de choque (Gopalswamy et al., 2005) basados en el esquema de arrastre aerodinámico. Además, compararon los tiempos de llegada de las ondas de choque y de las ICME proporcionadas por los modelos, con los tiempos observados por la misión ACE (**Advanced Composition Explorer** ó Explorador de Composición Avanzada).

En particular Borgazzi et al. (2008) y Borgazzi et al. (2009) desarrollaron un modelo analítico para la propagación de ICMEs con rapidez mayor que la del viento solar, en el medio interplanetario, asumiendo el esquema de propagación de arrastre aerodinámico y analizaron la dinámica, en una dimensión, de eyecciones sujetas a un régimen laminar y turbulento.

Una versión de dicho modelo es usada por Lara et al. (2011) para el perfil de velocidades de la eyección ocurrido el 20 de enero de 2004 generado a partir de observaciones obtenidas por el Coronógrafo Espectrométrico de Gran Apertura (LASCO por sus siglas en inglés) a bordo de la misión SOHO, la misión ACE y la misión

Ulysses, rastreando la eyección desde la corona solar baja hasta aprox. 5.3 UA.

En este trabajo se propone un esquema basado en el trabajo de Borgazzi et al. (2009) en el que uno de los parámetros fundamentales es, efectivamente, la diferencia de velocidades entre la eyección y el viento solar. También se considera el papel que juegan otras variables en el problema como son la constante de arrastre adimensional  $C_d$ .

## Capítulo 2

# Extensión del modelo de arrastre a dos dimensiones

En esta tesis se propone un modelo teórico para la dinámica de una eyección con rapidez mayor a la del viento solar ambiental, por su paso por el medio interplanetario basado en el trabajo de Borgazzi et al. (2009), en el que se genera una descripción unidimensional del movimiento de una eyección en términos de su centro de masa, de acuerdo con el esquema de propagación de arrastre aerodinámico en el que está sujeto únicamente a la acción de una fuerza de arrastre durante su interacción con el viento solar ambiental.

Dentro de dicho esquema, para la propagación de una ICME, a medida que la presión y la densidad del viento solar disminuyen con la distancia, el volumen de una ICME se incrementa y su presión interna disminuye, de tal modo que el sistema ICME-viento solar tiende hacia el equilibrio de presiones. La sección transversal del borde frontal de una CME (o **leading edge**) vista por un coronógrafo cerca del Sol, presenta una forma casi circular (Forbes et al., 2006), por tanto es posible asumir que la forma geométrica del leading edge de una ICME a 1 UA es la de una esfera a primera aproximación. Sin embargo, el viento solar ambiental no es homogéneo y la presión en la parte delantera del borde es mayor que la presión en los flancos, por lo que se propone usar una forma elíptica como segunda aproximación para la morfología del leading edge de una ICME.

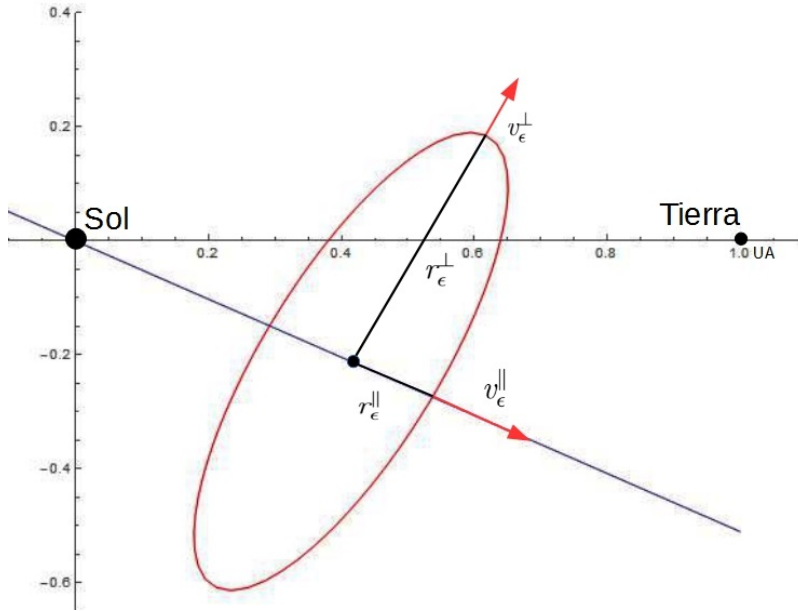
Borgazzi et al. (2009) tomaron en cuenta dos modelos distintos para el movimiento de una eyección (con rapidez mayor a la del viento solar) a través del espacio interplanetario, un régimen laminar y un régimen turbulento. En este trabajo se considera sólo el régimen turbulento, en el que el viento solar ejerce una fuerza de arrastre  $F = \frac{1}{2}C_d A \rho_{sw} (U_{cm} - U_{sw})^2$  donde  $C_d$  es el llamado *coeficiente adimensional de arrastre*,  $A$  es el área efectiva de arrastre de la CME,  $\rho_{sw}$  es la densidad del viento solar,  $U_{cm}$  es la magnitud de la velocidad del centro de masa de la CME y  $U_{sw}$  la magnitud de la velocidad del viento solar. A diferencia de un régimen laminar en el

que la fuerza de arrastre es proporcional a la diferencia de rapidez entre la CME y el viento solar, la fuerza de arrastre de un régimen turbulento es proporcional al cuadrado de dicha diferencia.

Dentro de este modelo de propagación la única fuerza de interacción entre CME y el viento solar es la fuerza de arrastre antes descrita, por lo que para la descripción del movimiento del centro de masa de la eyección, se plantea la segunda ley de Newton para dicho centro de masa:

$$\frac{1}{2}C_d A \rho_{sw} (U_{cm} - U_{sw})^2 = m_{cme} U_{cm} \frac{dU}{dr_{cm}}, \quad (2.1)$$

donde  $m_{cme}$  es la masa de la eyección. La meta es generar un perfil para la posición y la velocidad a la que se mueve cualquier punto de la sección transversal del leading edge de la ICME en términos de la razón de cambio temporal de sus dimensiones y en función de datos que puedan ser medidos directamente, mediante los instrumentos que se encuentran en órbita y en el medio interplanetario, asumiendo que dicha sección transversal presenta una forma elíptica, cuyo centro de masa está en el centro geométrico de la elipse y obedece la ecuación dinámica (2.1).



**Figura 2.1:** Se muestran los radios y rapidez relevantes dentro del modelo presentado en esta tesis.

La expansión en la dirección radial (paralela al movimiento de la eyección) del leading edge de una eyección, denotada por  $r_{\epsilon}^{\parallel}$ , está dada por la siguiente expresión:

$$r_{\epsilon}^{\parallel} = \beta r_{cm}^{\alpha}, \quad (2.2)$$

donde  $r_{cm}$  es la distancia heliográfica del centro de masa de la ICME al Sol,  $\beta$  es un factor de escala y el exponente  $\alpha$  es un índice de expansión.



Esta expresión fue obtenida por Bothmer y Schwenn (1998), en un estudio estadístico hecho a 46 eventos de nubes magnéticas para distancias comprendidas entre 0.3 y 4.2 UA. Ellos encuentran que  $\beta = 0.24 \pm 0.01$  y  $\alpha = 0.78 \pm 0.10$ .

En Liu et al. (2005) se realizó otro estudio estadístico que presenta varias coincidencias en cuanto a los eventos estudiados, con el de Bothmer y Schwenn (1998) y encuentran la misma relación funcional, aunque sus valores de  $\alpha$  y  $\beta$  difieren ligeramente ( $\alpha = 0.92 \pm 0.07$  y  $\beta = 0.25 \pm 0.01$ ).

A partir de la relación (2.2) la rapidez de expansión paralela al movimiento de la eyección, que se denotará por  $u_\epsilon^\parallel$ , se obtiene de manera directa:

$$u_\epsilon^\parallel = \frac{dr_\epsilon^\parallel}{dt} = \alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1} \frac{dr_{cm}}{dt} = \alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1} U_{cm}. \quad (2.3)$$

Dal Lago et al. (2003) y Schwenn et al. (2005) encontraron una relación entre la rapidez de la parte delantera del leading edge de la eyección, denotada por  $U_{LE}$ , y la rapidez de expansión perpendicular al movimiento de la eyección (que es la rapidez con la que la sección lateral de una ICME se expande), simbolizada por  $u_\epsilon^\perp$ , dada por la siguiente expresión:

$$U_{LE} = \kappa u_\epsilon^\perp, \quad (2.4)$$

y mostraron que  $\kappa = 0.88$ . Sin embargo, Gopalswamy et al. (2009), encontraron que el valor de  $\kappa$  no es constante, sino que es una función del ancho angular abarcado por el evento estudiado. Presentaron 2 formas funcionales distintas para dicha constante:

$$\kappa_1 = \frac{1}{2}(1 + \cot(\omega)); \quad (2.5)$$

$$\kappa_2 = \frac{1}{2}(\csc(\omega)), \quad (2.6)$$

donde  $\omega$  es el semiancho angular observable de una CME. La expresión (2.5) se utilizó para el estudio de un evento dirigido a la Tierra, que ocurrió el 15 de febrero de 2011, detectado por las misiones SOHO y STEREO (Gopalswamy et al., 2012).

En este trabajo se propone que la rapidez radial, paralela a la línea Sol-Tierra, que corresponde a la parte frontal del leading edge (el ápice de la eyección) es la suma de la rapidez del centro de masa de la eyección más el valor asociado de la rapidez de expansión de la envolvente, calculada en el ápice de la misma:

$$U_{LE} = U_{cm} + u_\epsilon^\parallel. \quad (2.7)$$

Al combinar las relaciones (2.3), (2.4) y (2.7) la rapidez de expansión perpendicular al movimiento de la eyección, está dada por:

$$u_\epsilon^\perp = \frac{U_{LE}}{\kappa} = \frac{1}{\kappa}(U_{cm} + u_\epsilon^\parallel)$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{\kappa}(U_{cm} + [\alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1}U_{cm}]) \\
 &= \frac{U_{cm}}{\kappa}(1 + \alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1}).
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Al integrar la ecuación anterior desde una posición inicial dada del centro de masa  $R_{cm0}$  hasta otra posición posterior  $R_{cm}$  se obtiene la distancia de expansión perpendicular a la dirección de propagación de la CME:

$$r_{\epsilon}^{\perp} = \frac{R_{cm}}{\kappa}(1 + \beta R_{cm}^{\alpha-1}) + C_0, \tag{2.9}$$

donde  $C_0 = r_{\epsilon0}^{\perp} - \frac{R_{cm0}}{\kappa}(1 + \beta R_{cm0}^{\alpha-1})$  es la constante de integración y  $r_{\epsilon0}^{\perp}$  es la expansión perpendicular medida en la posición inicial del centro de masa  $r_{cm0}$  (véase la figura 2.1).

Con las expresiones anteriores se construyó el perfil de velocidades, en coordenadas polares, para la sección transversal del leading edge de la ICME<sup>2</sup>:

$$U_{\epsilon}(r_{cm}, U_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1}U_{cm}}\right)^2 + \left(\frac{\sin(\theta)}{\frac{U_{cm}}{\kappa}(1 + \alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1})}\right)^2}}. \tag{2.10}$$

Esta ecuación describe la magnitud de los vectores de velocidad en función del ángulo azimutal. No obstante, el origen de estos vectores se encuentra en el centro de masa de la ICME. Por tanto es necesario considerar otro sistema de referencia con Sol como origen.

Para poder hacer esto, se usó la ley de los cosenos y el resultado es el siguiente:

$$V = \sqrt{U_{cm}^2 + U_{\epsilon}^2 - 2U_{cm}U_{\epsilon}\cos(\pi - \theta)}. \tag{2.11}$$

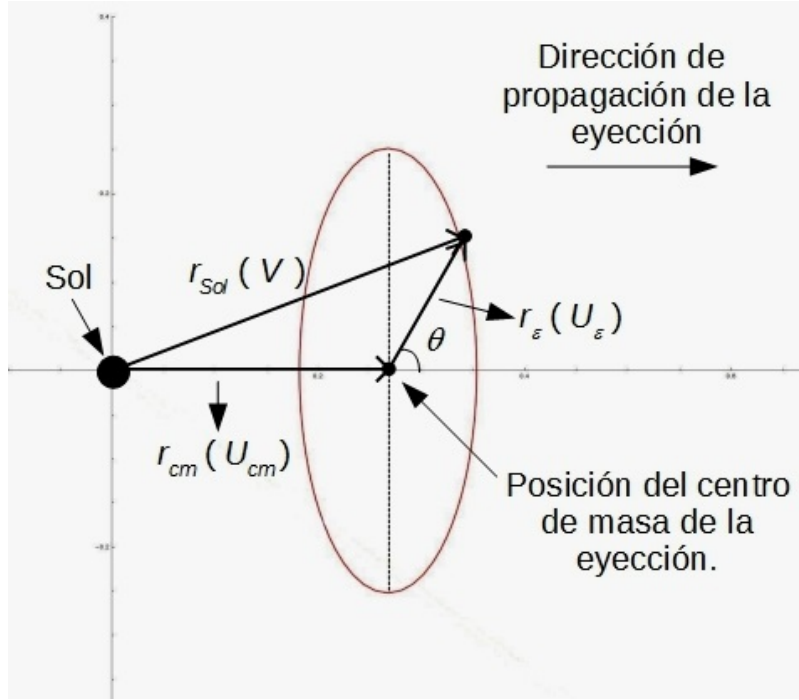
En esta última ecuación  $V$  es el velocidad de un determinado punto del borde, medido desde este nuevo marco de referencia,  $U_{cm}$  es la velocidad del centro de masa de la eyección y  $U_{\epsilon}$  es la rapidez de expansión que aparece en la ecuación (2.10).

En particular si se sitúa en el punto más cercano a la Tierra, en  $\theta = 0$ , se puede observar que

$$V = U_{cm} + U_{\epsilon},$$

---

<sup>2</sup>Para más detalles sobre esta ecuación, véase el Apéndice A.



**Figura 2.2:** Se muestra la disposición de posiciones (velocidades) para las ecuaciones (2.11) y (2.12).

que corresponde con la ecuación (2.7), con  $V = U_{LE}$  y  $U_\epsilon = u_\epsilon^\parallel$ . Es posible generar una expresión para los radios de expansión y la posición medida desde el Sol, con un planteamiento similar al usado para las ecuaciones (2.10) y (2.11):

$$r_\epsilon(r_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\beta r_{cm}^\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\text{sen}(\theta)}{\frac{r_{cm}}{\kappa}(1 + \beta r_{cm}^{\alpha-1}) + C_0}\right)^2}}; \quad (2.12)$$

$$r_{Sol} = \sqrt{r_{cm}^2 + r_\epsilon^2 - 2r_{cm}r_\epsilon \cos(\pi - \theta)}. \quad (2.13)$$

La ecuación (2.13) es una segunda aplicación de la ley de los cosenos, para cambiar el marco de referencia. Hasta este punto se ha descrito de manera geométrica el perfil en dos dimensiones, que se puede ajustar a la sección transversal del leading edge de una ICME en su paso por el medio interplanetario y se debe observar que estos perfiles de velocidades y de posiciones dependen tanto de la forma geométrica (en este caso, una elipse) como de los datos del centro de masa de la eyección. Por tanto es importante tener valores confiables acerca de la velocidad del centro de masa en función de su posición respecto del Sol.

Ahora, retomando la ecuación dinámica (2.1),

$$\frac{1}{2}C_d A \rho_{sw} (U_{cm} - U_{sw})^2 = m_{cme} U_{cm} \frac{dU}{dr_{cm}},$$

en este trabajo, se consideró que el área efectiva de arrastre  $A$  presente una forma esférica tal que su radio es igual al radio de expansión perpendicular que aparece en (2.9). Por tanto  $A = \pi(r_\epsilon^\perp)^2$ . Mientras que la densidad del viento solar se ha tomado igual a  $\rho_{sw} = \frac{a}{r_{cm}^2}$ , ajustada a partir del modelo de Leblanc et al. (1998). La constante  $a$  es igual a la densidad de partículas del viento solar en ausencia de actividad relacionada con ráfagas y eyecciones, medida a 1 UA (Leblanc et al. (1998) situaron este valor en 7.2 partículas por centímetro cúbico).

Al sustituir estas expresiones para  $A$  y  $\rho_{sw}$  en (2.1) y al integrar el resultado desde una posición inicial  $r_0$  (la cual tiene una rapidez asociada  $U_0$ ) hasta una posición final  $r$  (con una rapidez asociada  $U$ ) para el centro de masa de la eyección, se obtiene la siguiente relación:

$$\begin{aligned} & -\frac{C_d \pi a}{2m_{cme}} \left[ -C_0 \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) + \frac{2C_0}{\kappa} \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) + \frac{2C_0 \beta}{\kappa(\alpha - 1)} (r^{\alpha-1} - r_0^{\alpha-1}) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\kappa^2} (r - r_0) + \frac{2\beta}{\kappa^2 \alpha} (r^\alpha - r_0^\alpha) + \frac{\beta^2}{\kappa^2 (2\alpha - 1)} (r^{2\alpha-1} - r_0^{2\alpha-1}) \right] = \\ & = \frac{U_{sw}}{U_0 - U_{sw}} - \frac{U_{sw}}{U - U_{sw}} + \ln \frac{(U - U_{sw})}{(U_0 - U_{sw})}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Esta ecuación se puede resolver de forma en que si se tiene un valor dado de la posición y de la rapidez del centro de masa de una eyección, considerando que el centro de masa se halla en el centro geométrico del perfil de posiciones y de rapidezces (ecs. (2.12) y (2.10) respectivamente), al introducir valores posteriores de la posición del centro de masa a medida que avanza la eyección a través del medio interplanetario, en la ecuación (2.14), se pueden encontrar los valores respectivos de la rapidez del centro de masa, usando los primeros valores de posición y rapidez del centro de masa como valores iniciales, y mediante los perfiles (2.12) y (2.10), se pueden hallar los valores de posición y de rapidez de cualquier punto en la sección transversal del leading edge de la eyección.

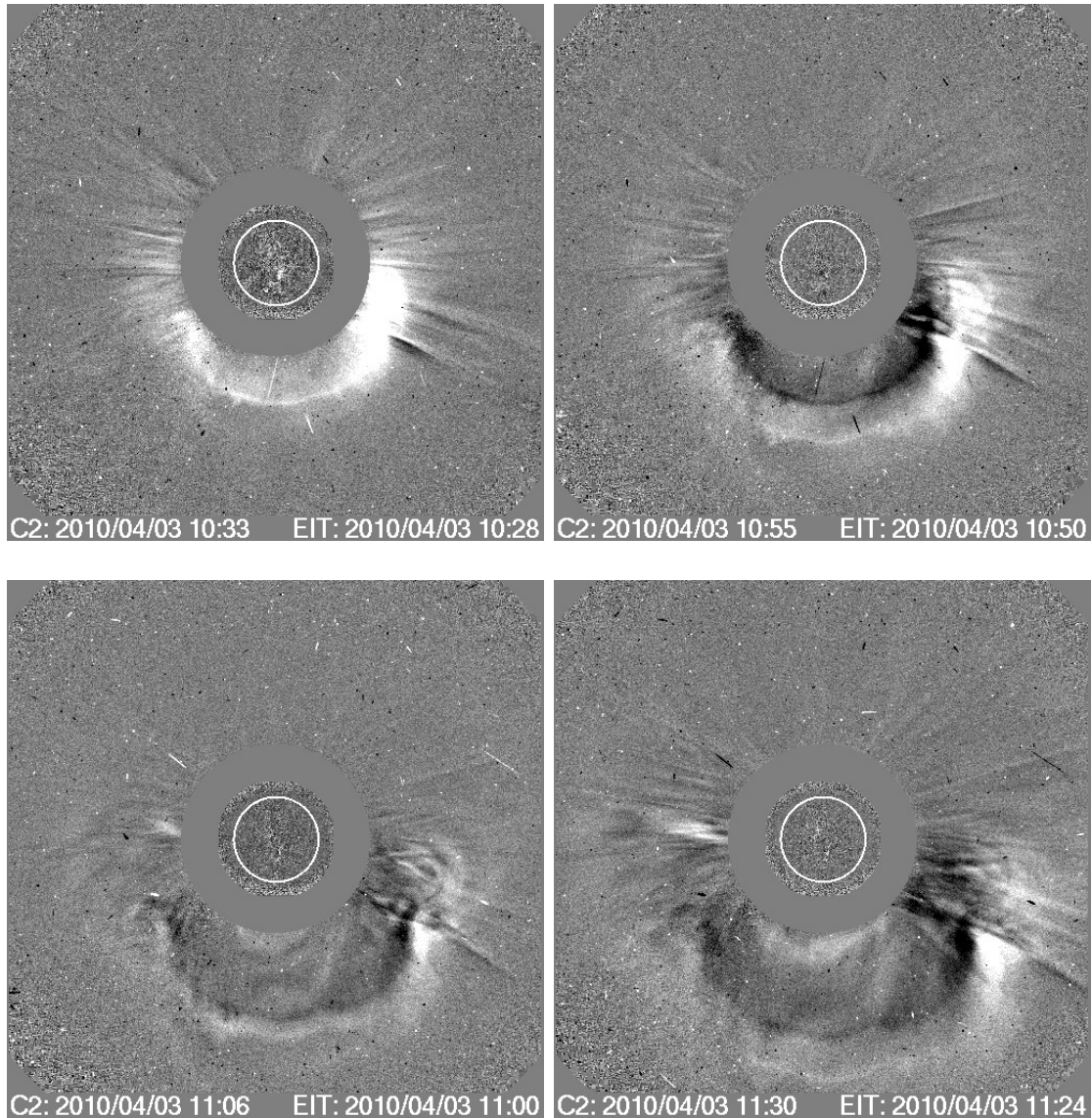
## Capítulo 3

# El evento de eyección del 3 de abril de 2010

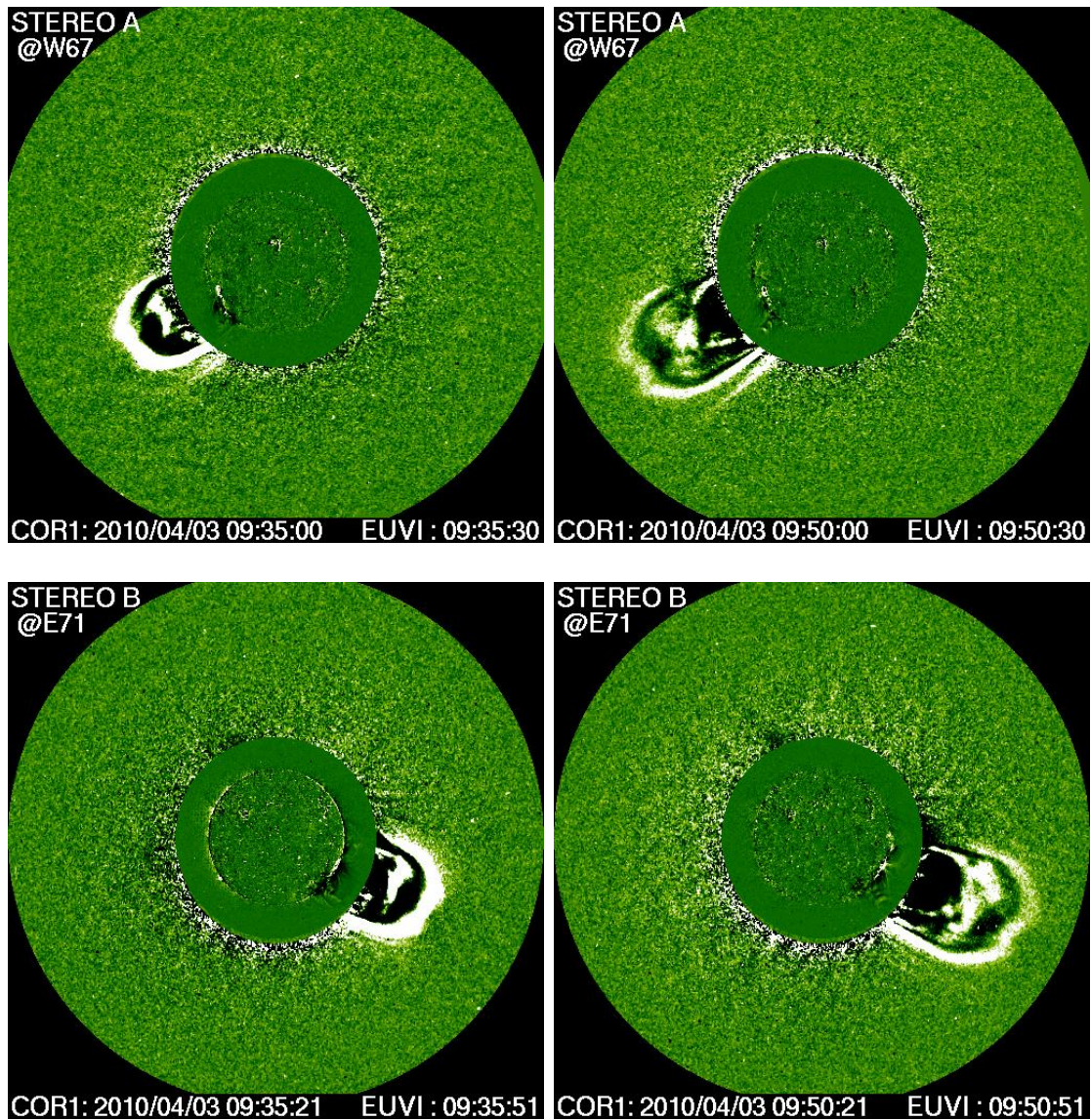
Para la validación del modelo bidimensional se eligió el evento de eyección de masa coronal observada por los telescopios que conforman el LASCO, a bordo de la misión SOHO así como las naves A y B que conforman la misión STEREO, el día 3 de abril de 2010. Se pueden observar algunos detalles de la eyección, detectada por ambas misiones, en las figuras 3.1 y 3.2. Este evento fue reportado por SOHO/LASCO como una CME tipo *halo*.

Este evento estuvo asociado con una ráfaga de clase B7.4 observada desde las 9:04 UT hasta las 10:58 UT del mismo día (Xie et al., 2012) que alcanzó un pico en el flujo de radiación detectado a las 9:54 UT por el sensor de rayos X (XRS) del satélite GOES 14 (Denig et al., 2010). En la figura 3.3 se muestran imágenes tomadas por las misiones SOHO y STEREO así como una imagen del disco solar tomada por el GOES 14.

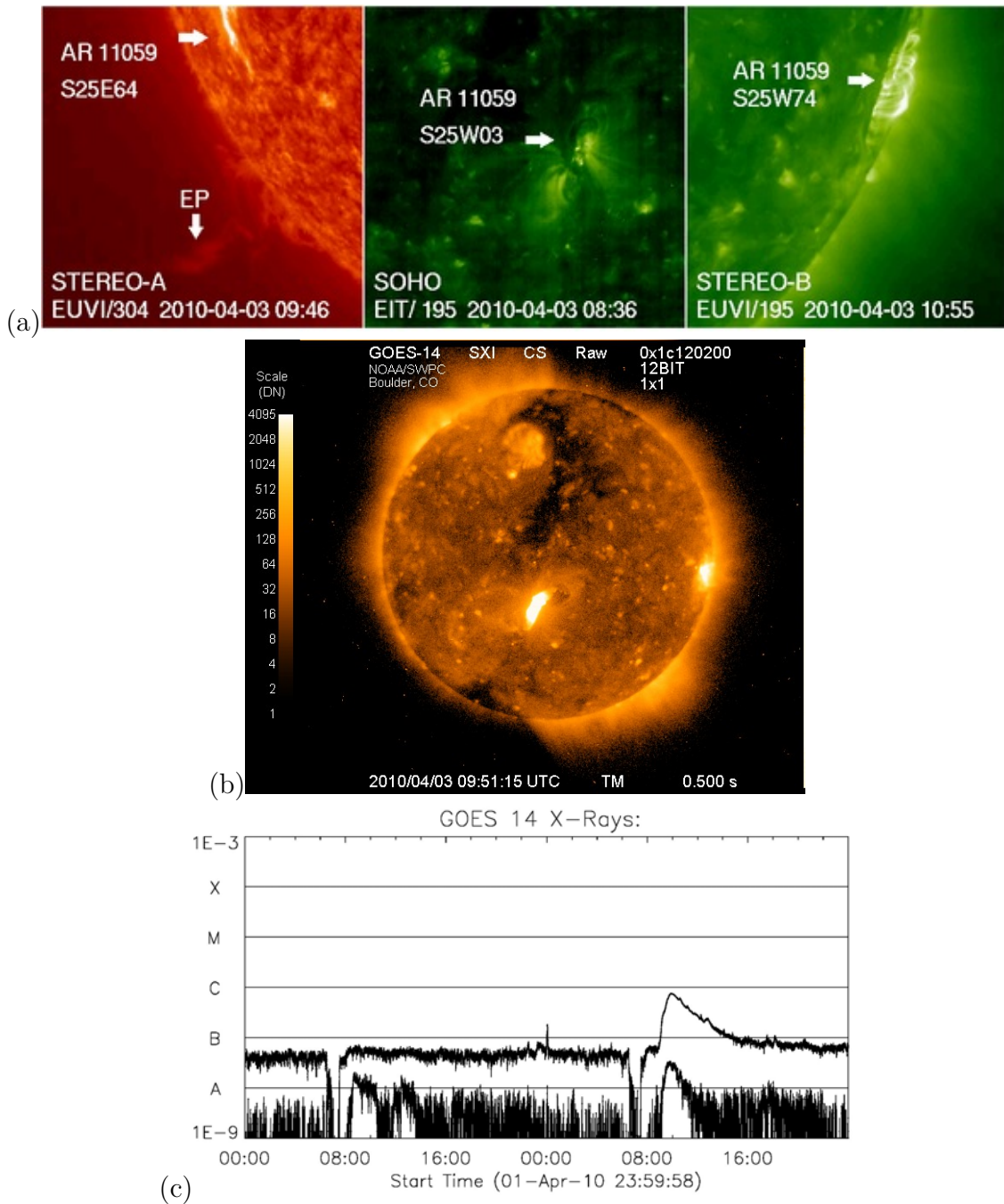
De acuerdo con Xie y colaboradores (2012) la fuente de la ráfaga fue la región activa NOAA AR11059 ubicada a 25° Sur, 3° Oeste. Se indica que la ráfaga fue observada por el Telescopio de Imágenes en Extremo Ultravioleta (*EIT, Extreme Ultraviolet Imaging Telescope*) a bordo del SOHO entre las 9:14 UT y las 10:00 UT y durante su evolución es posible observar una estructura con forma de letra “S” (conocida como *sigmoide*) tal y como se puede observar en la imagen central de la figura 3.3(a). La cámara de Imágenes en Extremo Ultravioleta (*EUVI, Extreme Ultraviolet Imager*) a 304 Å de STEREO-A observó una prominencia al sur de la región activa AR11059 a las 9:46 UT, mostrada en la imagen de la izquierda de la figura 3.3(a). Dicha prominencia comenzó su actividad aproximadamente a las 8:56 UT e hizo erupción cerca de las 9:16 UT. Xie y colaboradores (2012) advierten que la erupción de la prominencia y la aparición de la ráfaga estuvieron relacionadas con la CME, de modo que la prominencia aparece como el núcleo de la eyección en las imágenes del coronógrafo COR1 de STEREO-A, cerca de las 10:15 UT.



**Figura 3.1:** Imágenes de diferencias de la eyección del 3 de abril de 2010 tomadas por el coronógrafo C2 del LASCO a bordo de la misión SOHO. Puede observarse la salida de un onda de choque seguida por el gas que conforma la CME que la generó. Fuente: <http://cdaw.gsfc.nasa.gov/>



**Figura 3.2:** Imágenes de diferencias tomadas con la cámara de Imágenes en Extremo Ultravioleta (EUVI, Extreme Ultraviolet Imager) de los coronógrafos COR1 de las naves A y B de la misión STEREO. Las imágenes de arriba corresponden al COR1 de STEREO-A, mientras que las de abajo corresponden al COR1 de STEREO-B. Fuente: <http://cdaw.gsfc.nasa.gov/>

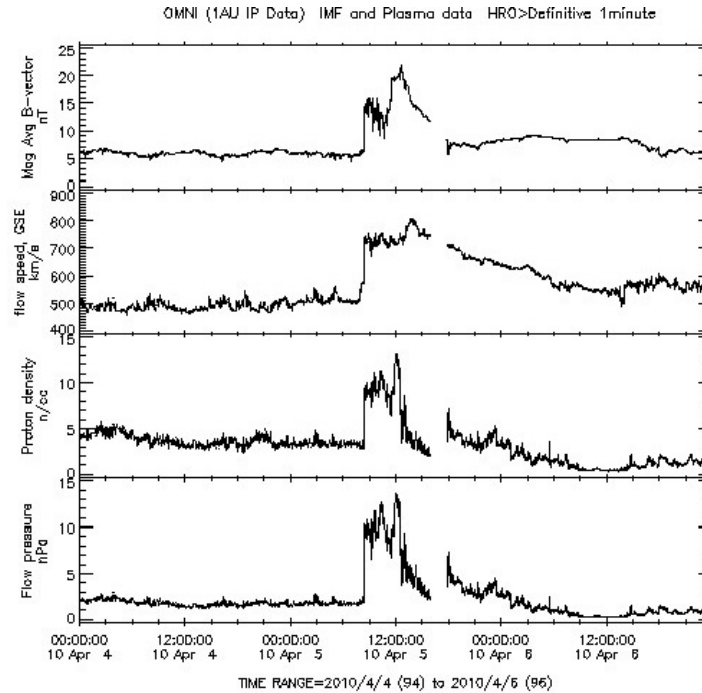


**Figura 3.3:** (a) A la izquierda se muestra una imagen del EUVI de STEREO-A, donde se aprecia una prominencia (marcada con la leyenda EP) al sur de la región AR11059; al centro, una toma del EIT de SOHO de la misma región activa a las 8:36 UT, donde se aprecia una estructura de sigmoide; a la derecha, una imagen del EUVI de STEREO-B a las 10:55 UT. Se observa que la sigmoide evoluciona en una estructura tipo post-eruptiva. Fuente: Xie et al. (2012). (b) El disco solar fotografiado con el SXI del satélite GOES 14 a las 9:51 UT, minutos antes del pico en el flujo de rayos X detectado por el XRS, graficado en (c).



Este evento ha sido estudiado por varios autores (Möstl et al., 2010; Wood et al., 2011; Rouillard et al., 2011; Xie et al., 2012), desde su erupción y se ha analizado su paso a través del medio interplanetario. Tiene una relevancia especial por ser considerado como el primer evento geoefectivo<sup>1</sup> del ciclo solar no. 24 (Wood et al., 2011).

Denig y colaboradores (2010), reportaron una falla de comunicación permanente con el satélite *Galaxy 15* a las 9:48 UT del día 5 de abril de 2010 con la subsecuente pérdida del mismo. Sugirieron que una tormenta geomagnética<sup>2</sup> ocurrida ese día fue la causante de la pérdida del *Galaxy 15*, de acuerdo con las mediciones de la nave *Advanced Composition Explorer (ACE)* de la NASA la cual mostró, entre otros datos, un incremento en la velocidad del viento solar desde aproximadamente 500 a más de 700 km s<sup>-1</sup> y un aumento en la densidad de protones del viento solar desde aproximadamente 1 hasta más de 10 cm<sup>-3</sup>.



**Figura 3.4:** Datos del viento solar, medidos por ACE, entre el 4 de abril y el 7 de abril de 2010. Disponible en <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>.

<sup>1</sup>La geoefectividad de un evento interplanetario, como una eyección de masa coronal, es definida como su habilidad para provocar tormentas geomagnéticas con una intensidad (determinada por el índice  $D_{st}$ )  $D_{st} \leq -50$  nT (Gopalswamy, 2009).

<sup>2</sup>Una tormenta geomagnética, es definida por el Centro de Predicción del Clima Espacial (<http://www.swpc.noaa.gov/>), como una perturbación en la magnetósfera de la Tierra, que ocurre como resultado de variaciones en el flujo de viento solar, las cuales producen cambios importantes en las corrientes eléctricas y en los campos que conforman la magnetósfera terrestre.

Denig y colaboradores (2010) reportaron los valores de los índices  $K_p$  y  $D_{st}$ <sup>3</sup> para dicha tormenta: 7.7 y -32 nT respectivamente. Sin embargo, indicaron que estos valores conformaron una evidencia poco convincente y no permitieron catalogar la tormenta por sus características porque entregaron un diagnóstico ambiguo.

Los investigadores que han analizado el evento concluyen que fue geoefectivo al analizar la dirección de propagación de la eyección. Möstl y colaboradores (2010) afirmaron que fue el flanco norte de la ICME el causante de la tormenta. La dirección calculada de la eyección con respecto a la línea que une el Sol con la Tierra, fue de  $27^\circ \pm 2^\circ$  Sur y  $0^\circ \pm 2^\circ$  Oeste, es decir, saliendo del plano de la eclíptica hacia el sur con dirección hacia la Tierra, de modo que el frente de la eyección alcanzó a interactuar con la magnetósfera terrestre causando la tormenta que dañó al *Galaxy* 15. Además realizaron un análisis de los datos de la misión Wind y encontraron que la eyección mostró características comparables a las de una nube magnética pero que no cumple con todos los requisitos para poder clasificarse como una nube magnética como tal.

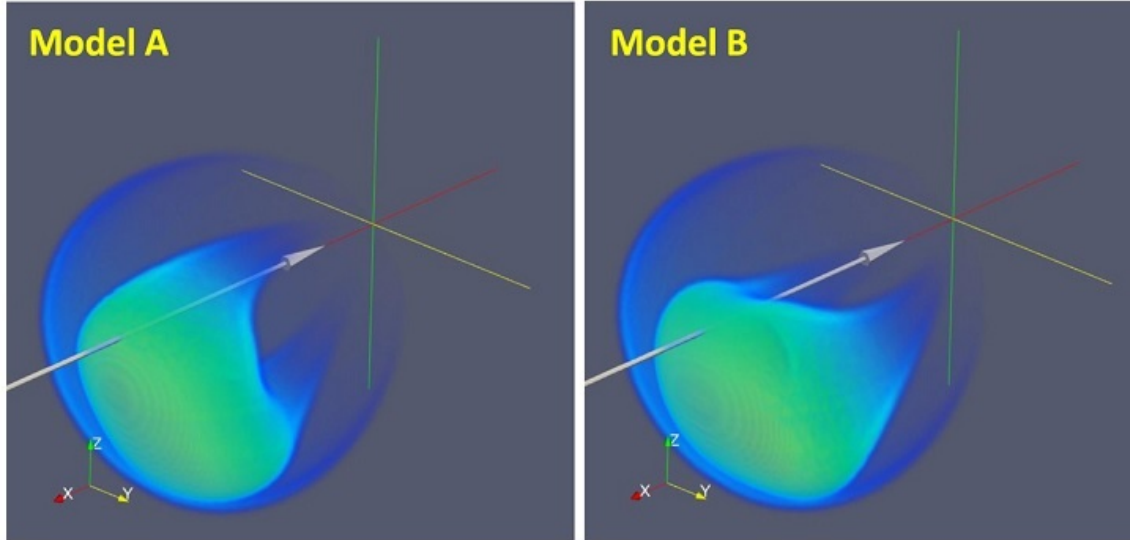
Wood y colaboradores (2011) señalaron que la dirección de propagación de la eyección fue de  $16^\circ$  Sur,  $02^\circ$  Oeste, es decir, con una componente lateral de movimiento. En su trabajo dichos autores concluyen que el evento fue geoefectivo. Sin embargo, afirman que existen evidencias basadas en las imágenes de los COR1 de STEREO A y B de que la eyección pudo contener un tubo de flujo magnético. Esto es importante porque al momento de reconstruir la forma física de la onda de choque y del frente de la eyección, asumiendo la existencia de un tubo de flujo, los autores generan dos posibles modelos para explicar las imágenes de los COR1 y de las cámaras heliográficas HI (*Heliographic Imager*) 1 y 2 de STEREO A y B. En un modelo, el tubo de flujo posee una orientación casi Norte-Sur, mientras que en el otro, la orientación es casi Este-Oeste. También afirman que los modelos presentan mayor consistencia con las imágenes captadas por las naves STEREO, si la sección transversal del tubo se considera de forma elíptica en vez de circular.

Xie y colaboradores (2012) señalaron que el tubo de flujo como lo modelan Wood y colaboradores, en realidad muestra una rotación desde la posición que aparece en la imagen presentada por el modelo A (como se muestra en la figura 3.5) a la posición del tubo del modelo B, lo cual es consistente con las observaciones de Möstl et al. (2010). Ajustaron un modelo de tubo de flujo a las observaciones de los COR1 de STEREO A y B y del C2 de SOHO/LASCO y encontraron que la dirección de la eyección, fue de  $23^\circ$  Sur,  $03^\circ$  Oeste y una orientación más pronunciada respecto a la línea Norte-Sur respecto a la que proponen Wood et al. (2011) en el modelo A:  $70^\circ$  de inclinación, respecto a los  $80^\circ$  del modelo.

Por otra parte, de acuerdo con las mediciones del monitor de neutrones de la

---

<sup>3</sup>Los índices  $K_p$  y  $D_{st}$  son indicadores de la actividad magnética en la magnetósfera terrestre. El índice  $K_p$  es el promedio de los índices K medidos por 13 observatorios en tierra de campo geomagnético, mientras que el índice  $D_{st}$  se basa en las mediciones de la componente horizontal del campo geomagnético, obtenidas desde cuatro estaciones localizadas cerca del anillo de corriente ecuatorial.



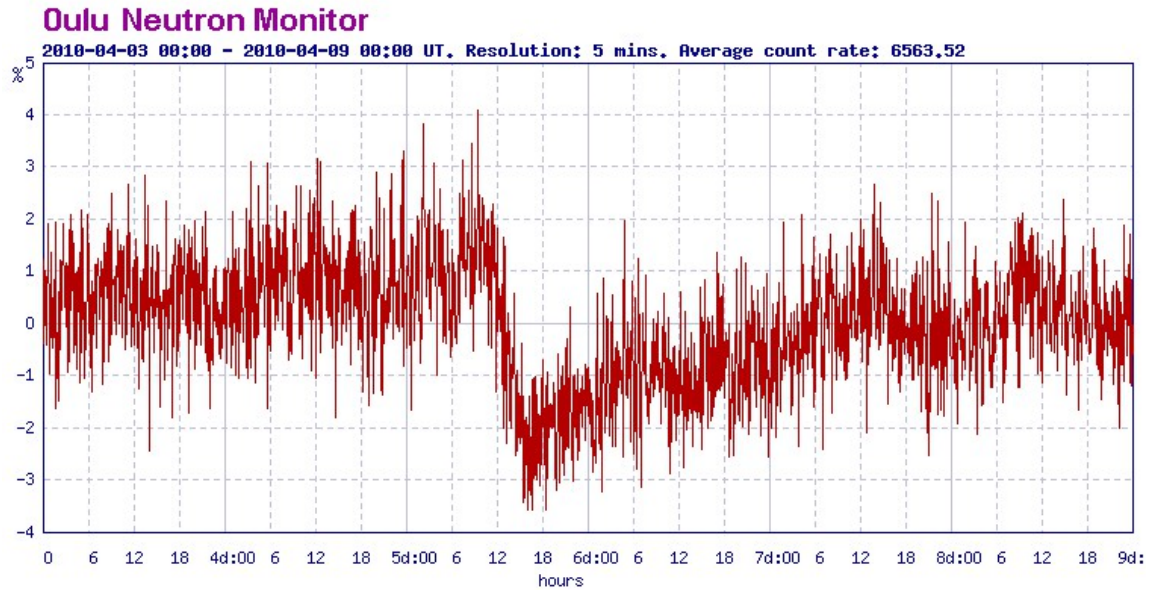
**Figura 3.5:** Modelos tridimensionales de la forma física de la onda de choque y el frente de la ICME, generados por Wood et al. (2011). A la izquierda, se presenta el modelo A en el que se considera un tubo de flujo con una orientación muy cercana a la Norte-Sur (con un ángulo de  $80^\circ$ ). A la derecha, el modelo B también muestra un tubo de flujo, pero con una orientación cercana a la Este-Oeste (con un ángulo de  $10^\circ$ ). La flecha indica el camino que seguiría la Tierra si se piensa que la eyección es la que está fija. Fuente: Wood et al. (2011).

Universidad de Oulu, en Finlandia, ocurrió un decrecimiento Forbush el 5 de abril de 2010, el cual brinda otra evidencia sobre la geoelectividad del evento. Un decrecimiento Forbush se define como una reducción en el flujo de rayos cósmicos (protones y núcleos de He, primordialmente, que poseen energías del orden de  $10^8$ - $10^{20}$  eV) que llegan a la Tierra. Dicha reducción se encuentra en el intervalo de 3-20%. Ocurre en escalas de tiempo de horas hasta unos cuantos días, y presenta un posterior período de recuperación que va desde unos días hasta semanas (Duldig, 1994). Los decrecimientos Forbush están relacionados con diferentes eventos transitorios originados en el Sol, entre ellos, las eyecciones de masa coronal y sus contrapartes interplanetarias. Estudios recientes de esta relación incluyen los de Kumar (2014) y Belov et al. (2014).

Se consideraron los datos medidos entre el 3 y el 9 de abril con una resolución de 5 minutos, así como el promedio medido del número de cuentas (6563.52 cuentas). Las cuentas se corresponden con el número de neutrones producidos durante la interacción iterativa de rayos cósmicos con partículas de aire. Con estos datos se calculó una serie de promedios móviles<sup>4</sup>, tomando intervalos de 15 datos (que equivale a intervalos temporales de una hora con quince minutos) y al tomar el valor mínimo

<sup>4</sup>Un proceso de promedios móviles, involucra la división de un conjunto de datos en subconjuntos con el mismo número de datos y el cálculo del promedio de cada subconjunto.

de los valores de conteos promedios se calculó el porcentaje de decremento: 2.64%. El valor mínimo de los conteos medidos por el monitor fue detectado a las 16:05 UT.



**Figura 3.6:** Mediciones del monitor de neutrones de Oulu, Finlandia, con una resolución temporal de 5 minutos. Disponible en <http://cosmicrays oulu.fi/>.

# Capítulo 4

## Validación del modelo de arrastre bidimensional

En este capítulo se presenta el procedimiento llevado a cabo para la validación del modelo en dos dimensiones, presentado en el capítulo 2, haciendo uso del evento de eyección de masa coronal mostrado en el capítulo 3 así como los resultados de dicho procedimiento.

En la ecuación (2.14) aparecen diferentes parámetros físicos relacionados con el viento solar ambiental. A continuación se muestran los cálculos hechos para dichos parámetros:

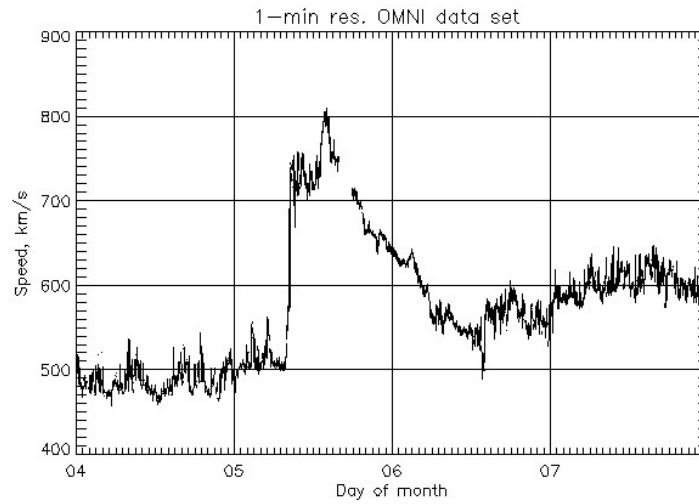
### 4.1. Parámetros físicos del viento solar

#### 4.1.1. Rapidez del viento solar $U_{sw}$

Se consultaron las mediciones registradas en la base de datos OMNI<sup>1</sup> (disponibles en <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>) realizadas por la misión Wind, de la rapidez del plasma que conforma el viento solar. Se consideraron los datos medidos desde el 4 de abril de 2010 a las 00:00 UT hasta el 5 de abril de 2010 a las 7:51 UT (previo a la detección de la onda de choque de la eyección, observada a las 7:52 UT) usando la resolución temporal de un minuto, se descartaron aquellos tiempos donde no hubo datos disponibles y se obtuvo un promedio calculado en 493.09 km/seg.

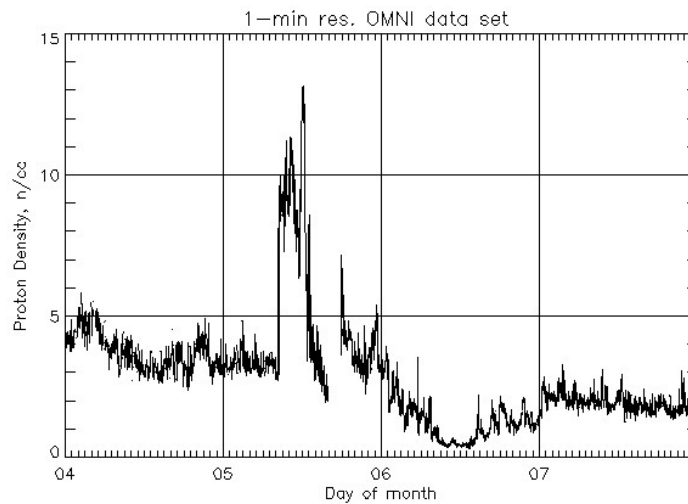
---

<sup>1</sup>La palabra OMNI corresponde a las siglas de **Operating Missions as a Node on the Internet**.



**Figura 4.1:** Mediciones de la misión Wind de la rapidez del viento solar entre el 4 y el 7 de abril de 2010, con resolución de un minuto. Disponible en <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

#### 4.1.2. Densidad del viento solar $\rho_{sw}$



**Figura 4.2:** Se muestran las mediciones de la misión Wind de la densidad del viento solar realizadas entre el 4 y el 7 de abril de 2010, con resolución temporal de un minuto. Disponible en <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

Análogamente al caso de la rapidez del viento solar se consideraron los datos de las base OMNI entre el 4 de abril de 2010 a las 00:00 UT hasta el 5 de abril de 2010

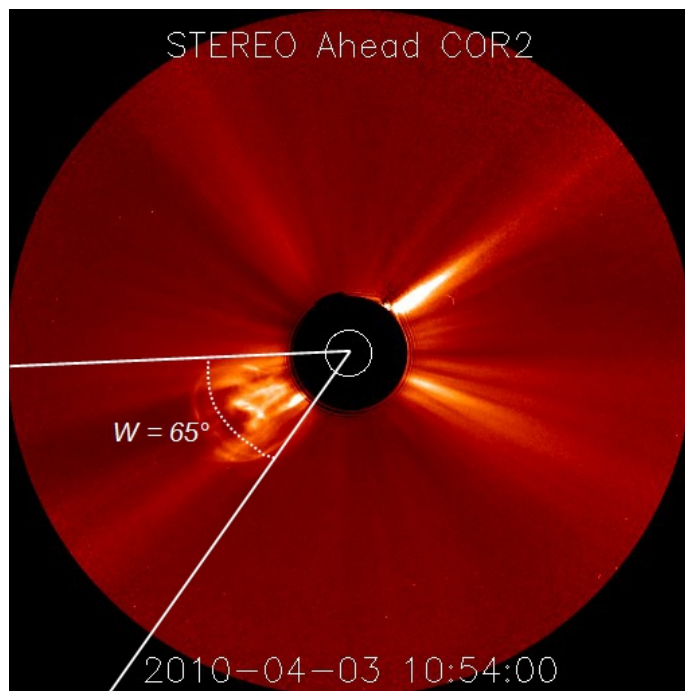
a las 8:22 UT (que corresponde con el momento previo al aumento en la densidad), se descartaron los tiempos en los que no había datos disponibles y lo obtenido se promedió, para una densidad promedio de 3.61 partículas por centímetro cúbico. Este valor se usó para el parámetro  $a$  de la densidad del viento solar, adaptada de Leblanc et al. (1998).

### 4.1.3. Parámetro $\kappa$

La imagen que se muestra en la figura 4.3 se usó para el cálculo del parámetro  $\kappa$  (Dal Lago et al., 2003; Schwenn et al., 2005; Gopalswamy et al., 2009, 2012) asociado con el ancho angular de la eyección. Se midió manualmente el ángulo total que abarca la eyección a partir de esta imagen en  $65^\circ$ . La mitad de dicho ángulo,  $\omega = 32.5^\circ$ , se sustituyó en la fórmula para obtener el parámetro  $\kappa$ ,

$$\kappa = \frac{1}{2}(1 + \cot(\omega)), \quad (4.1)$$

y da como resultado el valor  $\kappa = 1.285$ .



**Figura 4.3:** Toma del coronógrafo COR2 de la nave A de la misión STEREO de la eyección del 3 de abril de 2010. Disponible en <http://stereo.gsfc.nasa.gov/>

## 4.2. Datos y cálculos realizados

En este apartado se enlistan los pasos que se siguieron para la validación del modelo, usando el evento del 3 de abril de 2010. Los cálculos y operaciones realizados fueron hechos usando la paquetería *Mathematica*<sup>®</sup>.

En la figura 4.4, se muestran las mediciones de la posición del ápice de la eyección con respecto al tiempo realizadas por Xie et al. (2012), a partir de las imágenes de los coronógrafos COR1 de STEREO A/B (diamantes rojos) así como de los coronógrafos COR2 (diamantes verdes) y las que se obtuvieron de las imágenes del C2 de LASCO (círculos rojos) así como de las del C3 (círculos verdes). En la gráfica, también se incluyeron las mediciones de rayos X dentro de ese mismo período de tiempo, del satélite GOES 15.

Los autores obtuvieron estas mediciones mediante el ajuste de un modelo a las imágenes tomadas por LASCO, y las naves STEREO A y B. El modelo usado es el propuesto por Krall y St. Cyr (2006), el cual asume que la eyección forma un tubo de flujo con un eje elíptico y una sección transversal variable de forma circular.

- (I) De acuerdo con Xie y colaboradores (2012), el ápice de la eyección alcanzó su velocidad máxima a las 12:08 UT del 3 de abril. A esta hora, se localizó dicho punto a una distancia asociada de  $14.45 R_{\odot}$  aproximadamente. La posición de este punto se usó como la posición inicial para todos los casos, mientras que la rapidez asociada a dicho punto, se usó como rapidez inicial para todos los casos.
- (II) Dada dicha posición del ápice de la eyección y la hora a la que fue reportada, se halló la posición del centro de masa, de acuerdo con la ecuación (4.2),

$$r_{ap} = r_{cm} + r_{\epsilon}^{\parallel} = r_{cm} + \beta r_{cm}^{\alpha}, \quad (4.2)$$

donde se usó  $r_{ap} = 14.45 R_{\odot}$ , y valores específicos de  $\alpha$  y  $\beta$ . La elección de estos valores se explicará más adelante.

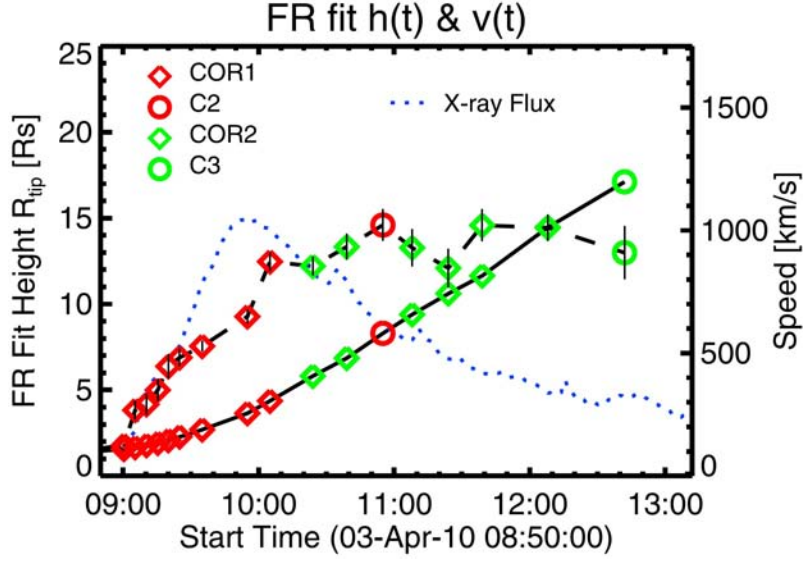
Con la posición inicial del centro de masa determinada, se encontró la correspondiente rapidez del centro de masa de la eyección, mediante la ecuación (4.3),

$$U_{ap} = U_{cm} + u_{\epsilon}^{\parallel} = U_{cm} + \alpha \beta r_{cm}^{\alpha-1} U_{cm}, \quad (4.3)$$

donde se sustituyó la rapidez del ápice de la eyección reportada por Möstl et al. (2010),  $U_{ap} = 990$  km/seg, y los mismos valores de  $\alpha$  y  $\beta$  usados en el paso (II).

- (III) La pareja de posición y rapidez iniciales del centro de masa  $(r_0, U_0)$ , depende de los valores que se elijan de  $\alpha$  y  $\beta$ . Sin embargo, en todos los casos presentados, el procedimiento para hallar estos valores iniciales fue el mismo que se presenta





**Figura 4.4:** Datos obtenidos por Xie et al. (2012) de la posición del ápice de la eyección del 3 de abril de 2010, con respecto al tiempo, así como el perfil de posiciones y de rapideces ajustados a dichos datos.

en los pasos (I) y (II). Con los valores iniciales de posición y rapidez, los valores antes presentados de  $U_{sw}$ ,  $a$  y  $\kappa$ , y determinados valores del coeficiente  $C_d$  y la masa de la eyección,  $m_{CME}$ , se evaluó la ecuación (2.14),

$$\begin{aligned} & -\frac{C_d \pi a}{2m_{cme}} \left[ -C_0 \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) + \frac{2C_0}{\kappa} \ln \left( \frac{r}{r_0} \right) + \frac{2C_0 \beta}{(\alpha - 1)\kappa} (r^{\alpha-1} - r_0^{\alpha-1}) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\kappa^2} (r - r_0) + \frac{2\beta}{\alpha \kappa^2} (r^\alpha - r_0^\alpha) + \frac{\beta^2}{(2\alpha - 1)\kappa^2} (r^{2\alpha-1} - r_0^{2\alpha-1}) \right] = \\ & = \frac{U_{sw}}{U_0 - U_{sw}} - \frac{U_{sw}}{U - U_{sw}} + \ln \frac{(U - U_{sw})}{(U_0 - U_{sw})}, \end{aligned}$$

para valores de la posición  $r$  del centro de masa con mayor magnitud que la posición inicial  $r_0$ , con el objeto de encontrar las correspondientes rapideces del centro de masa. La distancia entre cada subsecuente posición del centro de masa se eligió de  $1.5 R_\odot$ . La constante de integración  $C_0$  está dada por

$$C_0 = r_{e0}^\perp - \frac{r_{cm0}}{\kappa} (1 + \beta r_{cm0}^{\alpha-1}), \quad (4.4)$$

en donde el radio de expansión perpendicular inicial,  $r_{e0}^\perp$ , está dado por la siguiente relación trigonométrica:

$$r_{e0}^\perp = r_{cm0} \tan(\omega), \quad (4.5)$$

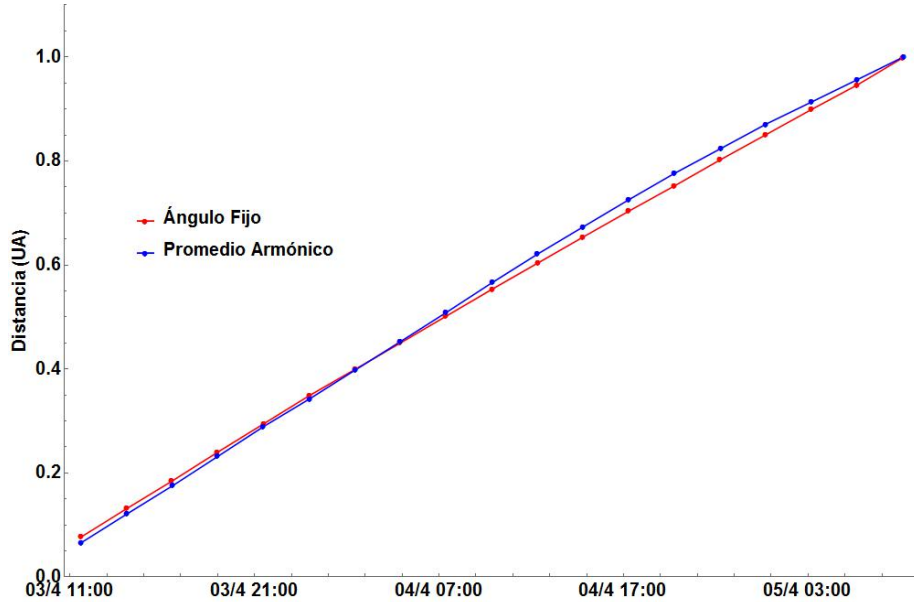
con  $\omega = 32.5^\circ$ , como se mencionó anteriormente, y en donde los valores de  $\alpha$  y  $\beta$  son los mismos usados en (I) y (II), mientras que la posición inicial  $r_0$  corresponde a la que se encuentra en el paso (I).

(IV) Dadas la posición y rapidez inicial  $(r_0, U_0)$  y las subsecuentes parejas de posiciones y rapidezces  $(r, U)$ , se utilizaron los perfiles (2.12) y (2.10),

$$r_\epsilon(r_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\beta r_{cm}^\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\text{sen}(\theta)}{\frac{r_{cm}}{\kappa}(1 + \beta r_{cm}^{\alpha-1}) + C_0}\right)^2}};$$

$$U_\epsilon(r_{cm}, U_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\alpha \beta r_{cm}^{\alpha-1} U_{cm}}\right)^2 + \left(\frac{\text{sen}(\theta)}{\frac{U_{cm}}{\kappa}(1 + \alpha \beta r_{cm}^{\alpha-1})}\right)^2}},$$

para poder obtener los valores de posición y rapidez de cualquier punto del leading edge con sección transversal elíptica de la eyección, en función de las posiciones y rapidezces del centro de masa.



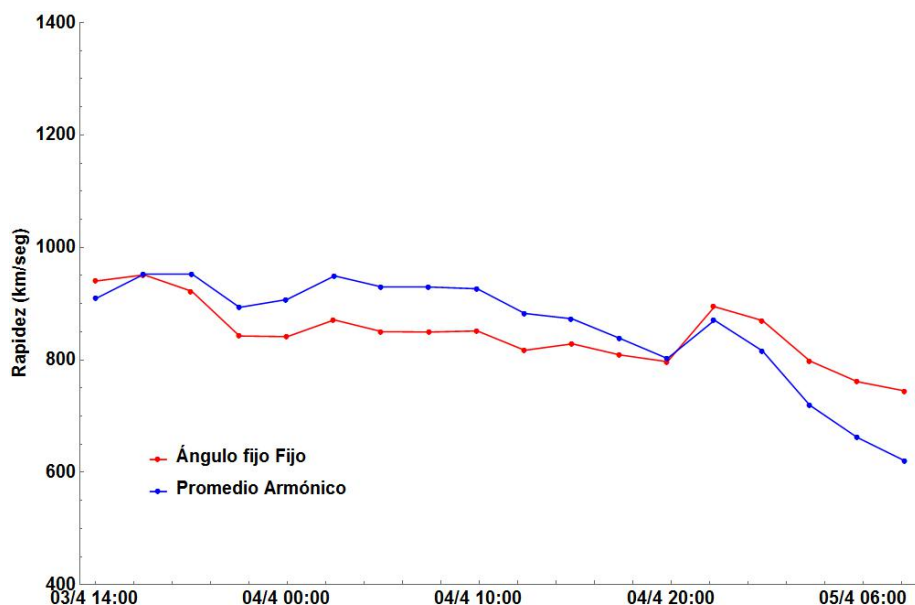
**Figura 4.5:** Se muestra la digitalización de los datos obtenidos por Möstl et al. (2010), a partir de sus mapas de elongación, de tiempo vs. distancia. Las distancias obtenidas con el método de ángulo fijo fueron marcadas de color rojo, mientras que las obtenidas con el método de promedio armónico, en azul.

(V) En la figura 4.5 se muestran los perfiles de posición obtenidos de la digitalización de la gráfica superior de la figura 2(c) de Möstl y colaboradores (2010). Estos perfiles fueron obtenidos a partir de mediciones hechas con un mapa de elongación que los autores elaboraron de la eyección del 3 de abril de 2010 a

partir de dos métodos diferentes: el método del ángulo fijo (Kahler y Webb, 2007) y el método de promedio armónico<sup>2</sup> (Lugaz et al., 2009).

Con base en estos datos de distancia, los autores obtuvieron los correspondientes valores promedio de rapidez y construyeron los perfiles de rapidezces, que aparecen en la gráfica inferior de la figura 2(c) de Möstl et al. (2010). Dicha gráfica también fue digitalizada y se muestra en la figura 4.6.

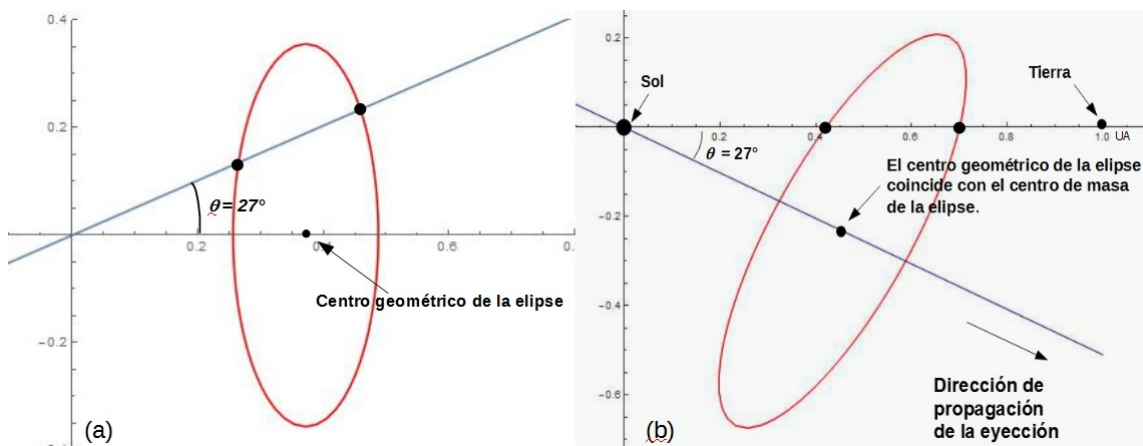
Los mapas de elongación que realizaron los autores, y que son la fuente de las gráficas anteriores, corresponden con mediciones hechas en puntos de intersección del borde frontal de la eyección con la línea que une el Sol con la Tierra. Esto aunado con la determinación de la dirección de propagación de la eyección (27° Sur).



**Figura 4.6:** Se presenta la digitalización de los valores de rapidez obtenidos por Möstl et al. (2010), a partir de sus datos de posición calculados con el método de ángulo fijo (marcados en color rojo) y con el de promedio armónico (marcados en azul).

En relación con los datos obtenidos de posición, se consideró el perfil elíptico para la posición de cualquier punto de la sección transversal del leading edge de la ecuación (2.12). Se asumió, para su representación en un espacio cartesiano bidimensional, que el centro de la elipse (que representa el centro de masa de la CME) se localizara sólo en el eje horizontal, de manera que su expansión se diera en el primer y cuarto cuadrantes, donde el movimiento de esta elipse se diera de izquierda a derecha sobre dicho eje. Al mismo tiempo se consideró una línea recta dentro de este sistema coordenado con una pendiente de 27 grados

<sup>2</sup>En el apéndice C se ofrece un resumen sobre ambos métodos.



**Figura 4.7:** Esquema del leading edge de la eyección del 3 de abril, para los pasos (V) y (VI). La imagen en (a) corresponde al paso (V) previo a la rotación, mientras que la imagen en (b) corresponde al paso (VI), posterior a la rotación.

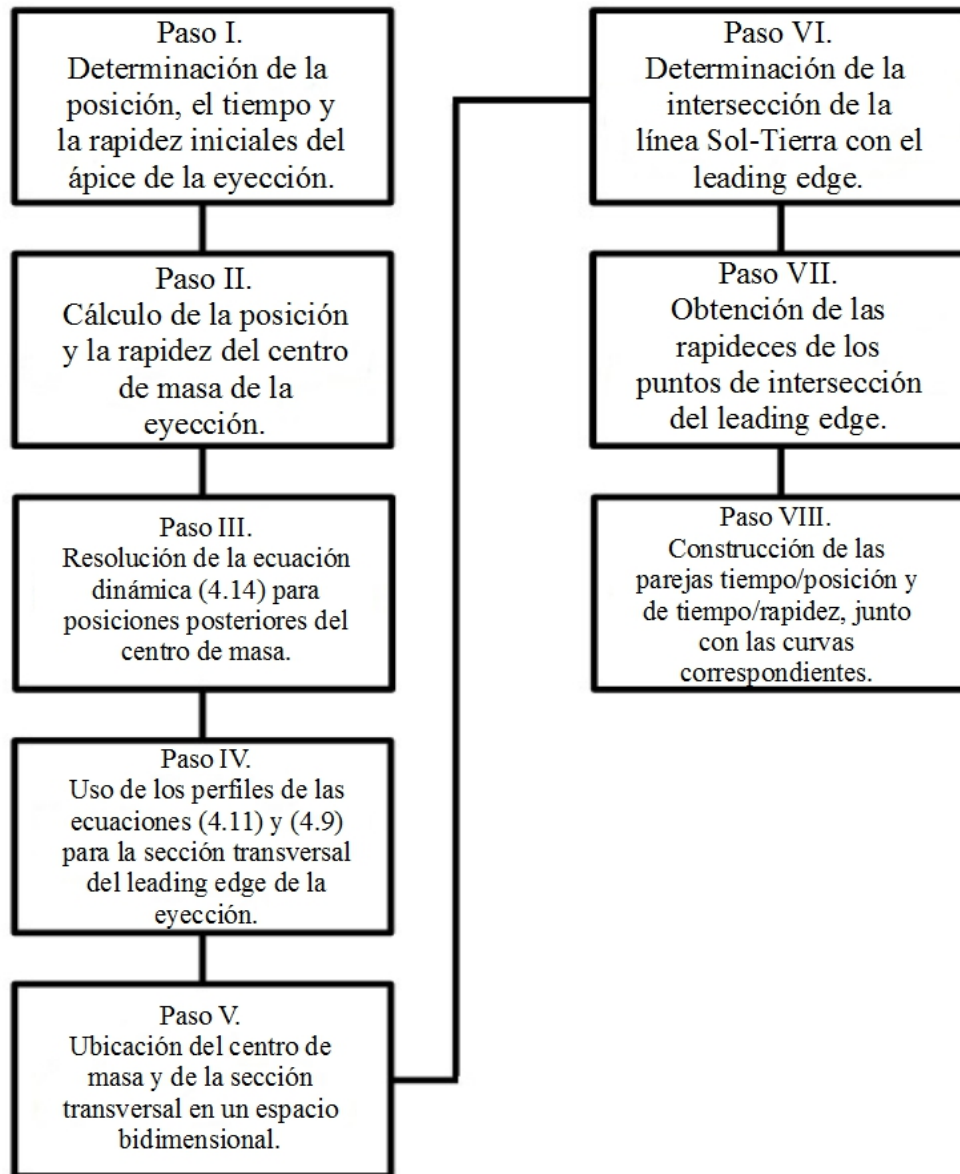
con punto de corte en el origen del sistema (véase la figura 4.7) . El objetivo de lo anterior fue el de encontrar los puntos de intersección de la elipse (la representación de la sección transversal del leading edge de la CME) con la línea recta.

Dadas las características geométricas de la elipse, se encontraron dos puntos de intersección de ésta con la recta. De éstos, se eligió el punto que presentó la mayor distancia del origen, y se determinaron sus respectivas coordenadas  $x$  y  $y$ . Para cada posición del centro de masa, y por tanto para cada elipse, se encontró una pareja ordenada de intersección.

- (VI) Con respecto al paso anterior y a éste, se buscó representar el esquema físico que aparece a continuación: la línea recta representaría la línea que une el Sol con la Tierra, con el Sol situado en el origen. La Tierra aparece representada a una unidad de distancia del origen, con lo que se fija al mismo tiempo la asociación de distancia en este plano con una distancia interplanetaria real (una unidad de distancia dentro del plano representa a una unidad astronómica real). El eje horizontal, en el que halla el centro de la elipse, se corresponde con la línea de movimiento que sigue el centro de masa de la CME, de tal modo que la sección transversal elíptica interseque con la línea Sol-Tierra en dos puntos. De estos puntos, el de mayor interés es el que se encuentra cada vez más cerca de la Tierra (o bien, el más alejado del Sol y con una distancia cada vez mayor de éste). La rotación cambia el sistema coordenado para que la línea recta ahora asuma el papel del eje horizontal y la elipse ahora se mueva hacia abajo con respecto de dicho eje, simulando la observación de la dirección de propagación reportada por Möstl y colaboradores (2010). Las posiciones de los puntos de intersección obtenidos, posteriormente a la rotación, son los que se presentarán más adelante junto con los datos reportados por dichos autores.

Por lo anterior, al conjunto de parejas de intersección (dispuestos como *vectores columna*) obtenido en el paso (V) se les aplicó una transformación lineal, que consistió en una rotación con respecto al origen. La rotación se hizo por un ángulo de  $27^\circ$  *en dirección de las manecillas del reloj* (es decir, una rotación en sentido *negativo*), de tal manera que las parejas obtenidas fueran tales que su norma sea igual a su coordenada horizontal, y que la componente vertical de cada pareja sea igual a cero.

- (VII) Para el caso de las rapideces se tomó un esquema similar y se repitieron los pasos (V) y (VI) bajo el principio de que en el espacio coordenado usado, los valores numéricos de ambos ejes poseen dimensiones de rapidez ( $\text{km s}^{-1}$ ) y el perfil utilizado es el de la ec. (2.10). La asociación es tal que una pareja dada de posición/rapidez del centro de masa generará una intersección del perfil elíptico de posiciones, que corresponde con una posición dada de observación de la sección transversal del borde externo elíptico cuya rapidez estará dada por la intersección del perfil elíptico de rapideces, con el eje horizontal del plano bidimensional en el que se trabajó con este perfil.
- (VIII) Con lo anterior se construyeron una serie de parejas de posición y rapidez de puntos de intersección de la sección transversal del leading edge de la eyección con la línea Sol-Tierra (el plano eclíptico). Para la estimación del tiempo de recorrido entre cada posición se tomaron el promedio de las rapideces entre dos parejas consecutivas (por ejemplo, la rapidez promedio de la pareja inicial y la pareja cuya posición se ubica  $1.5 R_\odot$  más alejada del Sol), la diferencia de posición entre cada pareja (en unidades de km, dado que las posiciones se calcularon en unidades astronómicas y las rapideces en unidades de  $\text{km seg}^{-1}$ ) y el cociente de la diferencia de posición entre la rapidez promedio para obtener el tiempo promedio que le toma a la eyección pasar de un punto dado al siguiente en segundos. Usando el tiempo reportado por Xie y colaboradores (2012) del momento en que el ápice de la eyección alcanza su rapidez máxima antes de ser desacelerada por la interacción con el viento solar (que corresponde con las 12:08 UT del 3 de abril de 2010) como el momento asociado con el punto de intersección del leading edge con la línea Sol-Tierra, cuando el centro de masa de la eyección se localizaba en la posición inicial, sumando los intervalos de tiempo encontrados, se calcularon los tiempos asociadas a las posiciones de los puntos posteriores de intersección del borde. Por último se formaron dos conjuntos de parejas ordenadas: Un conjunto de parejas conformadas por el tiempo asociado con una posición de la intersección y el otro conjunto formado por el mismo tiempo asociado al mismo punto de intersección pero con su rapidez asociada, obtenida en el paso (VII). En la figura 4.8 se presenta un resumen de los pasos anteriores, en modo de diagrama de bloques.



**Figura 4.8:** Se presenta un diagrama de bloques en el que se resumen los ocho pasos antes mencionados para el proceso de validación del modelo bidimensional.

## 4.3. Resultados

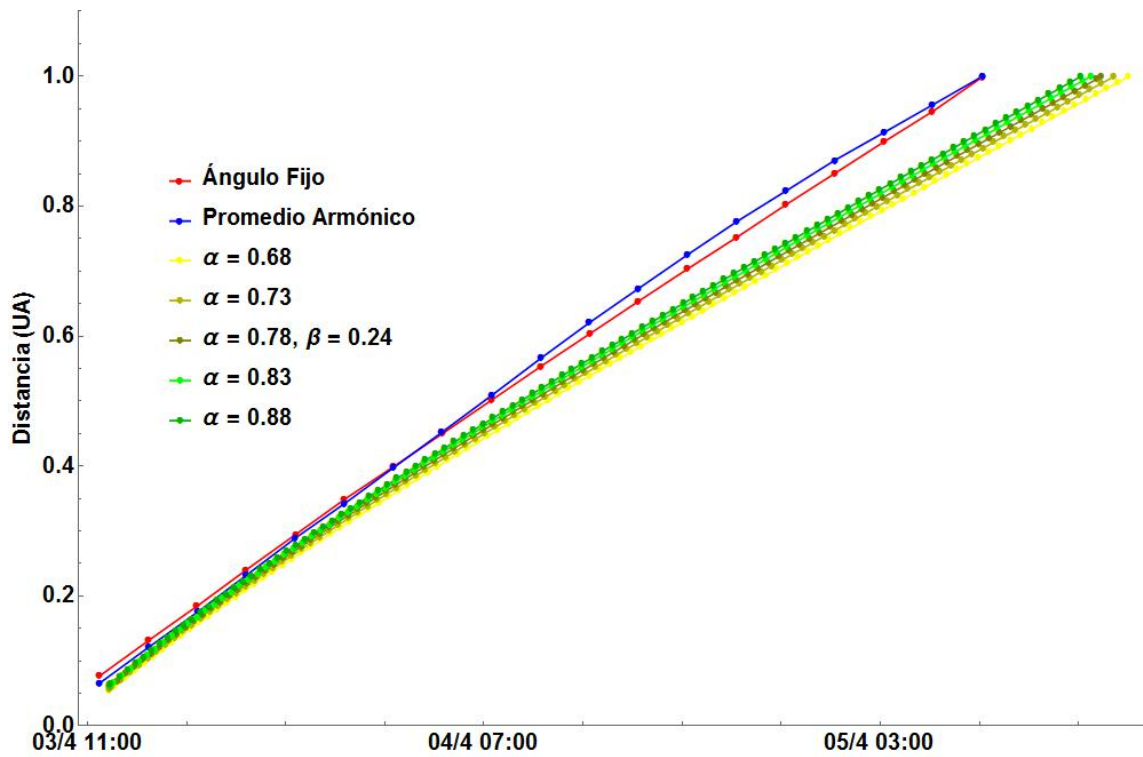
A continuación se muestran los resultados de aplicar los pasos (I) a (VIII) de la sección 4.2. Dichos pasos se llevaron a cabo tomando en cuenta cuatro variables específicas: los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$ , la masa de la eyección y el coeficiente adimensional de arrastre  $C_d$ . Para cada caso se eligió un parámetro para evaluar el modelo, tomando diferentes valores de éste y dejando los restantes con valores fijos en cada evaluación del modelo. Se mostrarán los resultados obtenidos con las parejas ordenadas conformadas por tiempo/posición (presentados con el mismo formato en que aparecen los perfiles mostrados en la figura 4.5) y posteriormente se mostrarán los resultados con las parejas ordenadas de tiempo/rapidez.

### 4.3.1. Tiempo vs. Posición

#### Parámetro $\alpha$

En la figura 4.9 aparecen graficados los datos obtenidos por Möstl y colaboradores (2010) así como las parejas obtenidas con los pasos descritos en la sección 4.2. Cada curva representa una serie de intersecciones de la sección transversal del leading edge de la eyección con la línea que une el Sol con la Tierra, en el que se han utilizado diferentes valores del parámetro  $\alpha$ . Los valores usados de  $\alpha$  y  $\beta$  son los reportados por Bothmer y Schwenn (1998),  $\alpha = (0.78 \pm 0.10)$  y  $\beta = (0.24 \pm 0.01)$ . Para esta gráfica se han mantenido los valores de  $\beta$ , la masa de la eyección y  $C_d$  constantes, con el valor de  $\beta$  igual al valor promedio reportado ( $\beta = 0.24$ ), el valor de  $C_d$  igual a 1.0 y la masa de la eyección se fijó en el valor promedio del estudio realizado por Vourlidas y colaboradores (2002),  $m_{CME} = 1.7 \times 10^{12}$  kg. Tomando un valor determinado del parámetro  $\alpha$  (por ejemplo  $\alpha = 0.68$ , que corresponde con el valor mínimo del intervalo reportado) se llevaron a cabo los pasos (I) a (VIII) y el resultado aparece graficado con los perfiles generados por Möstl et al. (2010). Posteriormente se repitió dicho procedimiento con otros valores de  $\alpha$ , contenidos dentro del mismo intervalo.

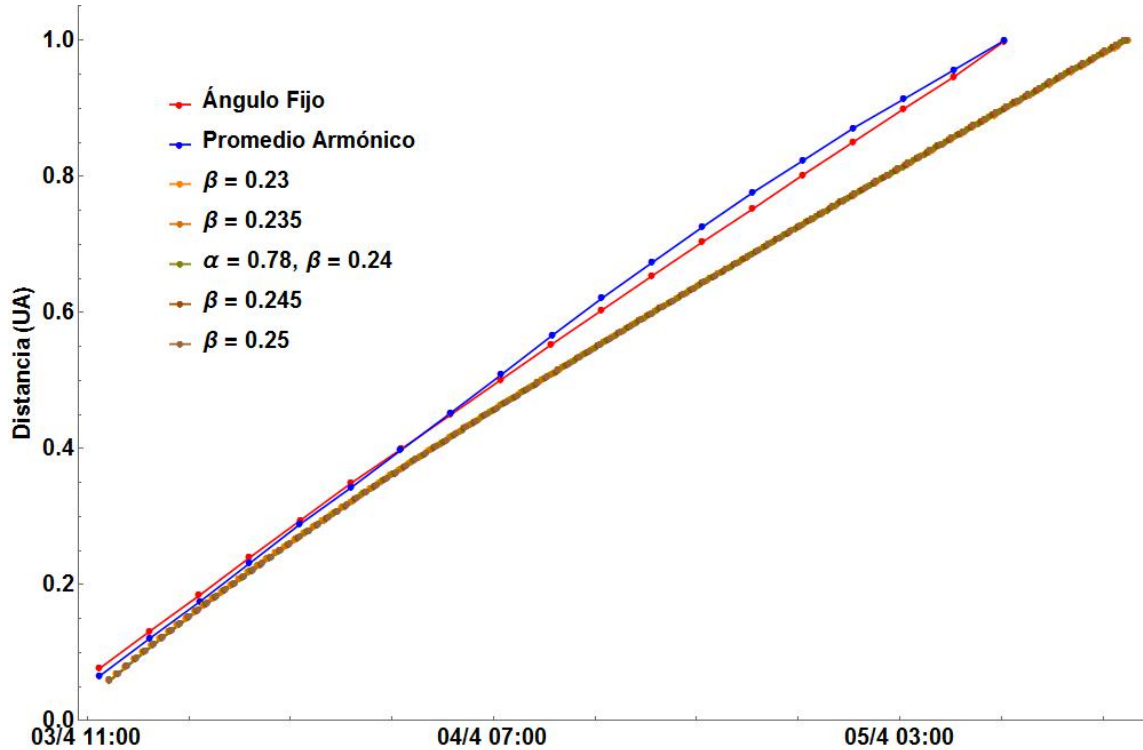
Es importante hacer notar que a partir de la gráfica de la figura 4.9 es posible observar que la curva que forman las parejas generadas por el modelo, se ajustan a los primeros cuatro puntos de Möstl et al. (2010), lo que ya no se presenta a partir del quinto en adelante. A medida que se toman valores mayores de  $\alpha$  los tiempos a los cuales alcanza la intersección del borde 1 UA mejoran, pero no de manera considerable.



**Figura 4.9:** Se grafican los perfiles de Möstl et al. (2010) presentadas en la figura 4.5 junto con las evaluaciones del modelo, en las que se tomaron como constantes las variables  $\beta$ ,  $C_d$  y la masa de la eyección, mientras que se probaron distintos valores del parámetro  $\alpha$  dentro del intervalo reportado por Bothmer y Schwenn (1998).



Parámetro  $\beta$



**Figura 4.10:** Similar al caso mostrado en la gráfica de la figura 4.9 se presentan los datos generados por Möstl y colaboradores (2010) junto con la evaluación del modelo, en la que se han mantenido como constantes el parámetro  $\alpha$ , la masa de la eyección y el parámetro  $C_d$ , mientras que se ha utilizado diferentes valores del parámetro  $\beta$ .

En este caso se presenta una serie de evaluaciones del modelo, usando los pasos (I) a (VIII), en el que se ha utilizado en todos los cálculos, el mismo valor de la masa de la eyección que el caso anterior ( $m_{CME} = 1.7 \times 10^{12}$  kg) y del coeficiente adimensional de arrastre ( $C_d = 1.0$ ). Sin embargo el parámetro  $\alpha$  se ha mantenido fijo, e igual al valor promedio reportado ( $\alpha = 0.78$ ), mientras que se ha usado los posibles valores del parámetro  $\beta$ , dentro del intervalo reportado por Bothmer y Schwenn (1998). Se han incluido las evaluaciones con los valores intermedios  $\beta = 0.235$  y  $\beta = 0.245$ .

Como se puede apreciar en la figura 4.10 las evaluaciones del modelo usando distintos valores de  $\beta$  presentan un comportamiento similar al que se distingue con la variación del parámetro  $\alpha$  mostrado anteriormente. Las curvas que generan las parejas ordenadas obtenidas con el modelo se ajustan a los primeros cuatro puntos de los perfiles de Möstl y colaboradores (2010), no obstante, a partir del quinto punto de cada perfil en adelante, se presentan mayores diferencias entre ambos perfiles y las curvas generadas. El mismo efecto con respecto al tiempo en que la intersección

del borde frontal de la eyección alcanza una distancia de 1 UA aparece nuevamente.

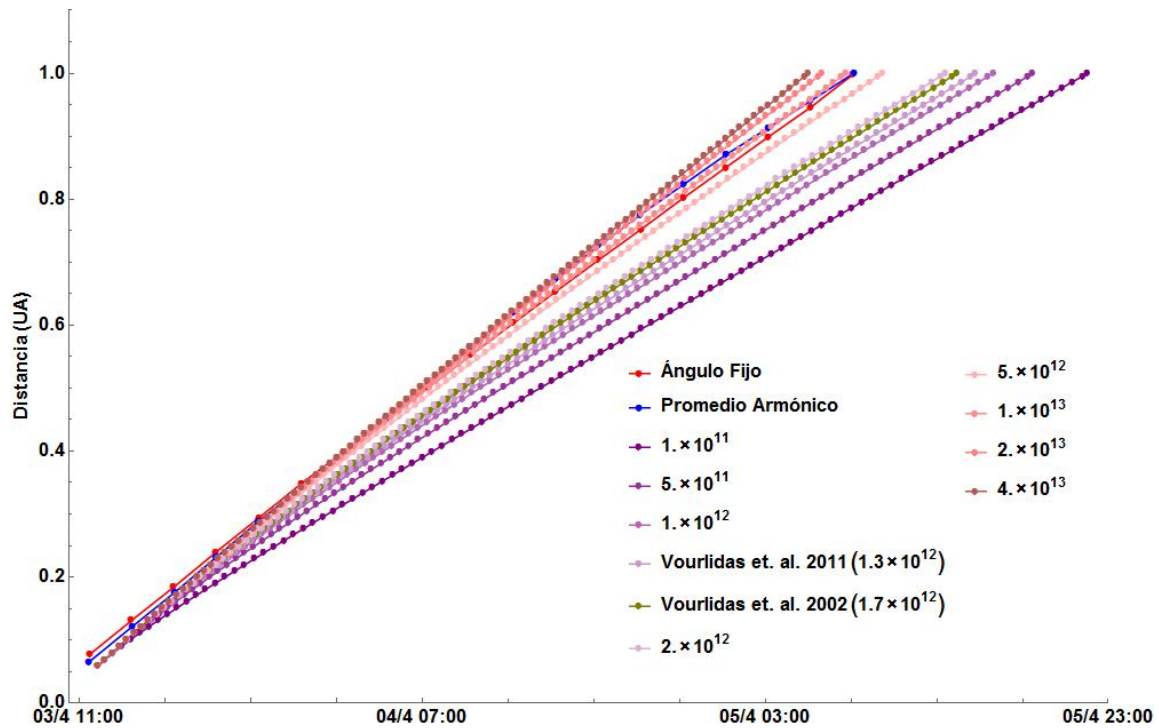
En la siguiente sección se presentarán los resultados de los análisis cuantitativos llevados a cabo con la paquetería *Mathematica*<sup>®</sup>, hechos con el objeto de calcular el grado de ajuste de las curvas generadas con el modelo respecto de los perfiles construídos por Möstl y colaboradores (2010).

### Masa de la eyección $m_{CME}$

En un tercer ejercicio se realizaron una serie de evaluaciones manteniendo en todos los casos los valores de  $\alpha$  y  $\beta$  como constantes ( $\alpha = 0.24$  y  $\beta = 0.78$ ) así como el valor de  $C_d = 1.0$ , mientras que el parámetro a considerar fue la masa de la eyección. En los casos presentados anteriormente se usó el valor promedio reportado por Vourlidas et al. (2002),  $m_{CME} = 1.7 \times 10^{12}$  kg, con base a un estudio estadístico hecho con 2449 eventos de eyecciones ocurridos entre 1996 y 2000 registrados en la base de datos de LASCO/SOHO. Posteriormente Vourlidas et al. (2011) realizaron otro estudio con 7820 eventos procedentes del catálogo de LASCO/SOHO (el cual contiene correcciones a un estudio anterior hecho por Vourlidas et al. (2010) y que abarcó 7668 eventos) en el que determinaron que la masa promedio de una CME es de  $1.3 \times 10^{12}$  kg, menor que el promedio reportado en 2002.

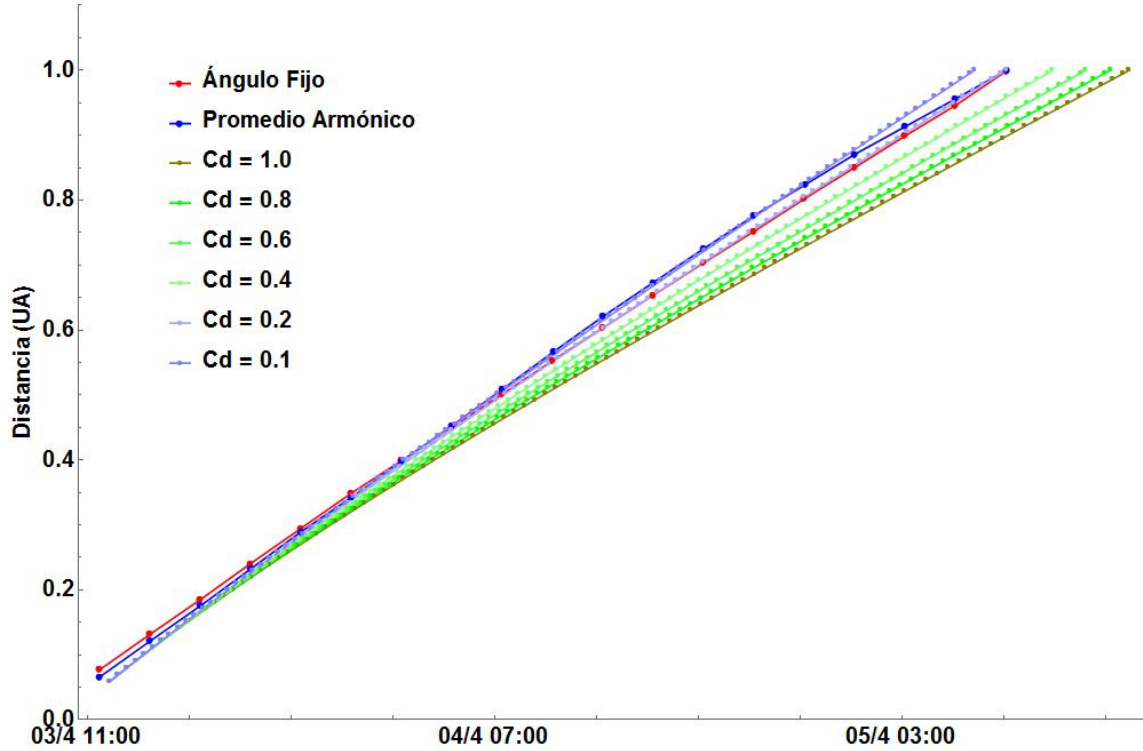
Ambos valores promedio fueron usados en evaluaciones diferentes del modelo. También se tomaron en cuenta otras cantidades específicas de la masa que puede tener una eyección contenidas dentro del intervalo dado por Chen (2011), desde  $1.0 \times 10^{11}$  kg, hasta  $4.0 \times 10^{13}$  kg.

Es posible observar diferencias entre las gráficas de las figuras 4.9 y 4.10 con la que aparece en la figura 4.11. A medida que se consideran masas cada vez más cercanas al límite superior del intervalo dado, las curvas generadas con el modelo se acercan a los perfiles de posición vs. tiempo de Möstl et al. (2010). La curva asociada con el valor  $m_{CME} = 1.0 \times 10^{13}$  kg es consistente, en particular, con el perfil generado con el método de ángulo fijo (mostrado en color rojo), mientras que la curva asociada con el valor  $m_{CME} = 2.0 \times 10^{13}$  kg, es consistente con el perfil generado con el método de promedio armónico (en color azul). Los tiempos en los que se alcanza 1 UA en las curvas generadas por el modelo presentan diferencias que van desde varias horas hasta minutos, como se mostrará más adelante.



**Figura 4.11:** Los perfiles generados por Möstl et al. (2010) mostrados junto con las curvas generadas con el modelo, usando determinados valores de la masa de la eyección del 3 de abril de 2010. Las unidades en las que se presentan los valores de masa de la eyección son kilogramos. Aparecen destacados los valores promedio reportados en el estudio de Vourlidas et al. (2002),  $m_{CME} = 1.7 \times 10^{12}$  kg, y en el estudio de Vourlidas et al. (2011),  $m_{CME} = 1.3 \times 10^{12}$  kg.

Coefficiente de arrastre  $C_d$



**Figura 4.12:** Se grafican los perfiles de posición contra tiempo de Möstl et al. (2010) junto con las evaluaciones del modelo, en las que se han usado diferentes valores del coeficiente adimensional de arrastre  $C_d$ .

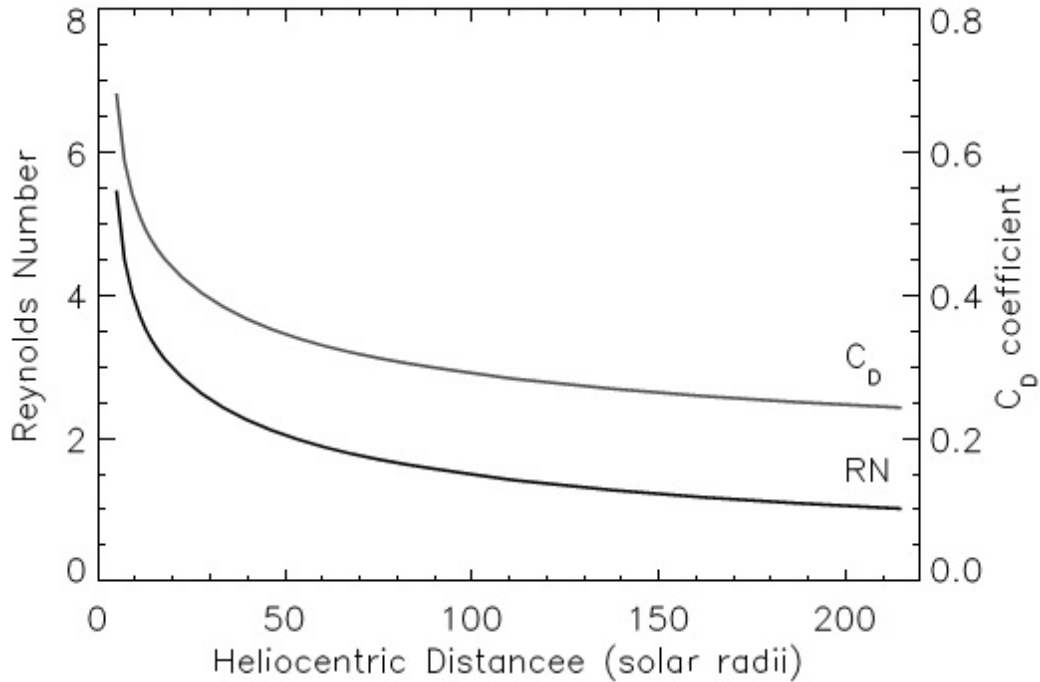
En los ejercicios anteriores se utilizó el valor del coeficiente de arrastre adimensional  $C_d = 1.0$  tomando en cuenta distintos valores de los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$  y la masa de la eyección, dentro de intervalos específicos.

Por último, se realizaron evaluaciones del modelo manteniendo los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$  y la masa de la eyección en los valores promedio previamente utilizados en cada evaluación, mientras la constante  $C_d$  tomó un valor distinto para cada curva realizada.

Los valores de  $C_d$  considerados se hallaron dentro del intervalo de 0.0 a 1.0, de acuerdo con resultados reportados por Subramanian y colaboradores (2012). A partir de la gráfica de la figura 4.12 las curvas asociadas con las parejas obtenidas con los coeficientes  $C_d = 0.1$  y  $C_d = 0.2$  son consistentes con los perfiles de Möstl y colaboradores (2010).

No obstante, como señalaron Subramanian et al. (2012), el coeficiente de arrastre  $C_d$  es función del número de Reynolds  $Re$ , el cual a su vez es función de las características del viento solar ambiental (como su densidad de partículas  $N_i$ ) así

como de características propias de la eyección (como son su rapidez  $U$  y una longitud característica de la misma). Por tanto, a medida que se propaga la eyección sus características cinemáticas y geométricas se modifican, por lo que el valor de  $Re$  se ve alterado y el coeficiente de arrastre no es constante, como puede observarse en la figura 4.13.



**Figura 4.13:** Se muestran la dependencia del número de Reynolds  $Re$ , y del coeficiente de arrastre  $C_d$  con la distancia heliocéntrica, obtenida por Subramanian et al. (2012)

### 4.3.2. Tiempos de viaje y análisis de ajuste para las curvas de Tiempo vs. Posición

En esta sección se muestran los tiempos de viaje de la CME del 3 de abril de 2010 calculados con las evaluaciones del modelo mostradas en las gráficas anteriores así como los resultados de los análisis de la bondad del ajuste realizados con la paquetería *Mathematica*<sup>®</sup>. Estos análisis (conocidos en inglés como *goodness-of-fit tests*) permiten establecer de manera cuantitativa la relación que existe entre los datos de los perfiles generados por Möstl et al. (2010) y las curvas generadas por las evaluaciones del modelo y para confirmar si dichas curvas y las parejas ordenadas que las conforman son consistentes con los perfiles antes citados. Los análisis llevados a cabo son pruebas conocidas como de *Chi (o Qui) cuadrada*.

En todos los casos, la posición y la rapidez iniciales del modelo se situaron a las 12:08 UT del 3 de abril de 2010 a una distancia de 0.0598 UA (14.45  $R_{\odot}$ ) como se mencionó anteriormente. Los perfiles colocan su posición inicial a las 11:39 UT (ángulo fijo) y a las 11:37 (promedio armónico) a una distancia de 0.0781 UA (ángulo fijo) y de 0.0662 UA (promedio armónico).

Para las pruebas de *Chi cuadrada* se usó la paquetería *Mathematica*<sup>®</sup> para generar funciones de interpolación a partir de ambos conjuntos de parejas obtenidos de cada evaluación del modelo. Posteriormente se evaluó la función obtenida en los tiempos a los cuales Möstl et al. (2010) generaron sus mediciones de posición y rapidez y al resultado se le aplicó la prueba. Se aplicó una prueba para comparar los resultados de la evaluación del modelo con cada uno de los perfiles reportados. En las tablas donde aparecen los resultados de las pruebas se muestran dos cantidades que resultan de la aplicación de cada prueba: la estadística de Pearson y el valor  $p$ . El valor  $p$  se encuentra en el intervalo  $[0,1]$  e indica si las curvas representan un ajuste consistente o no a los perfiles. El criterio estándar para decidir si es probable que los conjuntos de puntos sean consistentes entre sí, indica que es necesario tener un valor de  $p > 0.05$ .<sup>3</sup>

En la segunda columna de los cuadros 4.1, 4.3, 4.5 y 4.7 aparecen la hora de llegada T del punto de intersección del leading edge de la eyección para los conjuntos de datos obtenidos por el método de ángulo fijo (A.F.), promedio armónico (P.A.), y las evaluaciones del modelo, utilizando diferentes valores de los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $m_{cme}$  y  $C_d$ . En la tercera columna se muestran los tiempos de viaje  $t_v$  para cada conjunto de datos, que corresponden al tiempo comprendido entre el tiempo del punto inicial de cada conjunto y el tiempo en el que para cada conjunto de datos la intersección alcanza 1 UA. La cuarta y quinta columna corresponden a la diferencia de tiempo  $\Delta t_v$  que hay entre la hora de llegada del conjunto de datos del renglón en turno y el perfil obtenido por ángulo fijo y por promedio armónico respectivamente. Los porcentajes presentados son iguales al cociente entre la diferencia de tiempo  $\Delta t_v$

---

<sup>3</sup>Para mayor información, véase el apéndice B.

CAPÍTULO 4. VALIDACIÓN DEL MODELO DE ARRASTRE  
BIDIMENSIONAL

y el tiempo de viaje correspondiente al perfil con el que es comparada cada curva. Los tiempos de viaje y las diferencias  $\Delta t_v$  están presentadas en formato h:mm:ss.

**Parámetro  $\alpha$**

Perfil/ Evaluación	T(1 UA) (UT)	T. de viaje $t_v$	$\Delta t_v$ (A.F.)	$\Delta t_v$ (P.A.)
A.F.	8:11:00	44:32:00	—————	-0:00:01 (-0.04 %)
P.A.	8:12:00	44:35:00	+0:00:01 (+0.04 %)	—————
$\alpha = 0.68$	15:34:30	51:26:30	+7:23:00 (+16.59 %)	+7:22:00 (+16.53 %)
$\alpha = 0.73$	14:49:50	50:41:49	+6:38:50 (+14.93 %)	+6:37:50 (+14.87 %)
$\alpha = 0.78$	14:11:23	50:03:23	+6:00:23 (+13.49 %)	+5:59:23 (+13.43 %)
$\alpha = 0.83$	13:37:59	49:29:59	+5:26:59 (+12.23 %)	+5:25:59 (+12.19 %)
$\alpha = 0.88$	13:08:43	49:00:43	+4:57:43 (+11.14 %)	+4:56:43 (+11.09 %)

**Cuadro 4.1:** Horas de llegadas, tiempos de viaje y diferencias de tiempo calculadas para los perfiles de datos obtenidos por Möstl et al. (2010) y los datos graficados en la figura 4.9.

$\alpha$	Ángulo fijo		Promedio Armónico	
	E. de Pearson	Valor $p$	E. de Pearson	Valor $p$
0.68	29.744	0.028018	36.029	0.004547
0.73	23.250	0.141261	29.029	0.034262
0.78	18.318	0.369052	23.683	0.128302
0.83	14.550	0.627866	19.553	0.297724
0.88	11.648	0.820945	16.331	0.500468

**Cuadro 4.2:** Resultados de las pruebas de ajuste (goodness-of-fit tests) de Chi cuadrada realizadas para las parejas generadas por el modelo bidimensional usando diferentes valores, en cada caso, del parámetro  $\alpha$ , comparados con los perfiles obtenidos por ángulo fijo y por promedio armónico. Para cada prueba se presenta el valor de la estadística de Pearson, así como el valor  $p$  obtenido.

CAPÍTULO 4. VALIDACIÓN DEL MODELO DE ARRASTRE  
BIDIMENSIONAL

Parámetro  $\beta$

Perfil/ Evaluación	T(1 UA) (UT)	T. de viaje $t_v$	$\Delta t_v$ (A.F.)	$\Delta t_v$ (P.A.)
A.F.	8:11:00	44:32:00	—————	-0:00:01 (-0.04 %)
P.A.	8:12:00	44:35:00	+0:00:01 (+0.04 %)	—————
$\beta = 0.23$	14:18:23	50:10:23	+6:07:23 (+13.75 %)	+6:06:23 (+13.70 %)
$\beta = 0.235$	14:14:56	50:06:53	+6:03:53 (+13.62 %)	+6:02:53 (+13.57 %)
$\beta = 0.24$	14:11:23	50:03:23	+6:00:23 (+13.49 %)	+5:59:23 (+13.43 %)
$\beta = 0.245$	14:07:56	49:59:53	+5:56:53 (+13.36 %)	+5:55:53 (+13.30 %)
$\beta = 0.245$	14:04:23	49:56:23	+5:53:23 (+13.22 %)	+5:52:23 (+13.17 %)

**Cuadro 4.3:** Se presentan las horas de llegadas, tiempos de viaje y diferencias de tiempo calculadas para los perfiles de datos obtenidos por Möstl et al. (2010) y los datos graficados en la figura 4.10.

$\beta$	Ángulo fijo		Promedio Armónico	
	E. de Pearson	Valor $p$	E. de Pearson	Valor $p$
0.23	18.434	0.361981	23.905	0.122037
0.235	18.376	0.365533	23.794	0.125149
0.24	18.318	0.369052	23.683	0.128302
0.245	18.261	0.372584	23.573	0.131522
0.25	18.204	0.376072	23.463	0.134778

**Cuadro 4.4:** Se muestran los resultados de las pruebas de ajuste (goodness-of-fit tests) de Chi cuadrada realizadas para las parejas generadas con el modelo, utilizando los diferentes valores del parámetro  $\beta$ , comparados con los perfiles obtenidos por ángulo fijo y por promedio armónico. Para cada prueba se presenta el valor de la estadística de Pearson, así como el valor  $p$  obtenido.



CAPÍTULO 4. VALIDACIÓN DEL MODELO DE ARRASTRE  
BIDIMENSIONAL

Masa de la eyección  $m_{CME}$

Perfil/Eval. (en kg.)	T(1 UA) (UT)	T. de viaje $t_v$	$\Delta t_v$ (A.F.)	$\Delta t_v$ (P.A.)
A.F.	8:11:00	44:32:00	—————	-0:00:01 (-0.04 %)
P.A.	8:12:00	44:35:00	+0:00:01 (+0.04 %)	—————
$1.0 \times 10^{11}$	21:47:41	57:39:41	+13:36:41 (+30.56 %)	+13:35:41 (+30.49 %)
$5.0 \times 10^{11}$	18:37:48	54:29:48	+10:26:48 (+23.46 %)	+10:25:48 (+23.39 %)
$1.0 \times 10^{12}$	16:18:26	52:10:26	+8:07:26 (+18.24 %)	+8:06:26 (+18.18 %)
$1.3 \times 10^{12}$	15:17:13	51:09:13	+7:06:13 (+15.95 %)	+7:05:13 (+15.90 %)
$1.7 \times 10^{11}$	14:11:23	50:03:23	+6:00:23 (+13.49 %)	+5:59:23 (+13.43 %)
$2.0 \times 10^{12}$	13:30:35	49:22:35	+5:19:35 (+11.96 %)	+5:18:35 (+11.91 %)
$5.0 \times 10^{12}$	9:50:13	45:42:13	+1:39:13 (+3.70 %)	+1:38:13 (+3.67 %)
$1.0 \times 10^{13}$	7:42:35	43:34:35	-0:28:25 (-1.06 %)	-0:29:25 (-1.10 %)
$2.0 \times 10^{13}$	6:19:17	42:11:17	-1:51:43 (-4.18 %)	-1:52:43 (-4.21 %)
$4.0 \times 10^{13}$	5:31:04	41:23:04	-2:39:56 (-5.99 %)	-2:40:56 (-6.01 %)

**Cuadro 4.5:** Horas de llegadas, tiempos de viaje y diferencias de tiempo calculadas para los perfiles de datos obtenidos por Möstl et al. (2010) y los datos de la figura 4.11.

Masa de la eyección $m_{CME}$	Ángulo fijo		Promedio Armónico	
	E. de Pearson	Valor $p$	E. de Pearson	Valor $p$
$1.0 \times 10^{11}$ kg	98.252	0.000000	109.720	0.000000
$5.0 \times 10^{11}$ kg	53.730	0.000011	62.856	0.000000
$1.0 \times 10^{12}$ kg	32.242	0.014039	39.447	0.001548
$1.3 \times 10^{12}$ kg	24.937	0.096137	31.265	0.018541
$1.7 \times 10^{11}$ kg	18.318	0.369052	23.683	0.128302
$2.0 \times 10^{12}$ kg	14.812	0.609045	19.569	0.296842
$5.0 \times 10^{12}$ kg	3.086	0.999915	4.392	0.999035
$1.0 \times 10^{13}$ kg	1.830	0.999998	0.948	1.000000
$2.0 \times 10^{13}$ kg	3.578	0.999759	1.151	1.000000
$4.0 \times 10^{13}$ kg	5.781	0.994541	2.403	0.999986

**Cuadro 4.6:** Resultados de las pruebas de ajuste (goodness-of-fit tests) de Chi cuadrada realizadas para las parejas generadas con el modelo usando valores posibles, en cada caso, para la masa de la eyección comparados con los perfiles obtenidos por Möstl et al. (2010).

CAPÍTULO 4. VALIDACIÓN DEL MODELO DE ARRASTRE  
BIDIMENSIONAL

---

Coefficiente de arrastre  $C_d$

Perfil/Eval. (en kg.)	T(1 UA) (UT)	T. de viaje $t_v$	$\Delta t_v$ (A.F.)	$\Delta t_v$ (P.A.)
A.F.	8:11:00	44:32:00	—————	-0:00:01 (-0.04 %)
P.A.	8:12:00	44:35:00	+0:00:01 (+0.04 %)	—————
$C_d = 1.0$	14:11:23	50:03:23	+6:00:23 (+13.49 %)	+5:59:23 (+13.43 %)
$C_d = 0.8$	13:15:18	49:07:18	+5:04:18 (+11.39 %)	+5:03:18 (+11.34 %)
$C_d = 0.6$	12:03:08	47:55:08	+3:52:08 (+8.69 %)	+3:51:08 (+8.64 %)
$C_d = 0.4$	10:26:13	46:18:13	+2:15:13 (+5.06 %)	+2:14:13 (+5.02 %)
$C_d = 0.2$	8:08:27	44:00:27	-0:02:33 (-0.10 %)	-0:3:33 (-0.13 %)
$C_d = 0.1$	6:35:11	42:27:11	-1:35:49 (-3.59 %)	-1:36:49 (-3.61 %)

**Cuadro 4.7:** Se presentan las horas de llegadas, tiempos de viaje y diferencias de tiempo calculadas para los perfiles de datos obtenidos por Möstl et al. (2010) y los datos de la figura 4.12.

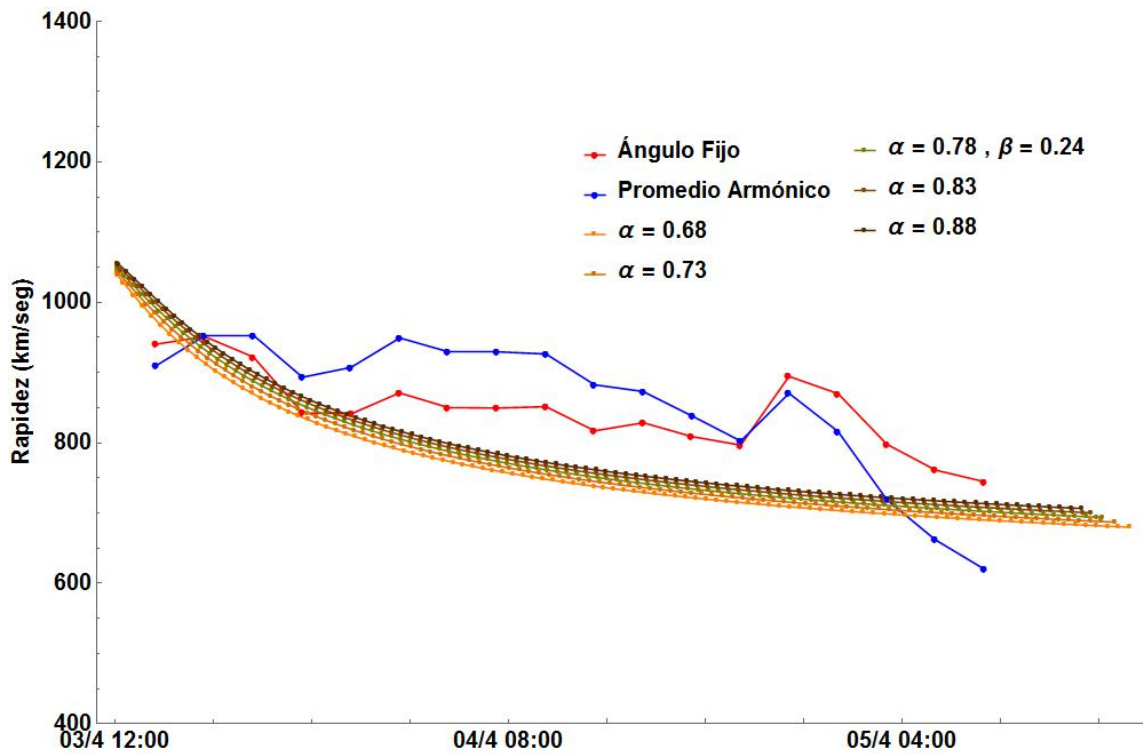
$C_d$	Ángulo fijo		Promedio Armónico	
	E. de Pearson	Valor $p$	E. de Pearson	Valor $p$
1.0	18.318	0.369052	23.683	0.128302
0.8	13.610	0.694490	18.138	0.380189
0.6	8.734	0.948234	12.156	0.790363
0.4	4.192	0.999291	6.086	0.992590
0.2	1.731	0.999999	1.308	1.000000
0.1	3.057	0.999920	0.934	1.000000

**Cuadro 4.8:** Se muestran los resultados de las pruebas de ajuste (goodness-of-fit tests) de Chi cuadrada realizadas para las parejas generadas con el modelo, utilizando valores del coeficiente de arrastre  $C_d$ , comparados con los perfiles obtenidos por ángulo fijo y por promedio armónico. Para cada prueba se presenta el valor de la estadística de Pearson, así como el valor  $p$  obtenido.

### 4.3.3. Tiempo vs. Rapidez

#### Parámetro $\alpha$

En la figura 4.14 se presentan los datos mostrados en la gráfica de la figura 4.6 así como las curvas generadas con las parejas tiempo/rapidez obtenidas en el paso (VIII) de la sección (4.2.2), variando en cada caso el valor del parámetro  $\alpha$  y manteniendo para todos los casos el mismo valor de  $\beta$ ,  $m_{CME}$  y  $C_d$ . Los valores usados para las cuatro variables son los mismos que en los usados para el caso de la gráfica de tiempo vs. posición.

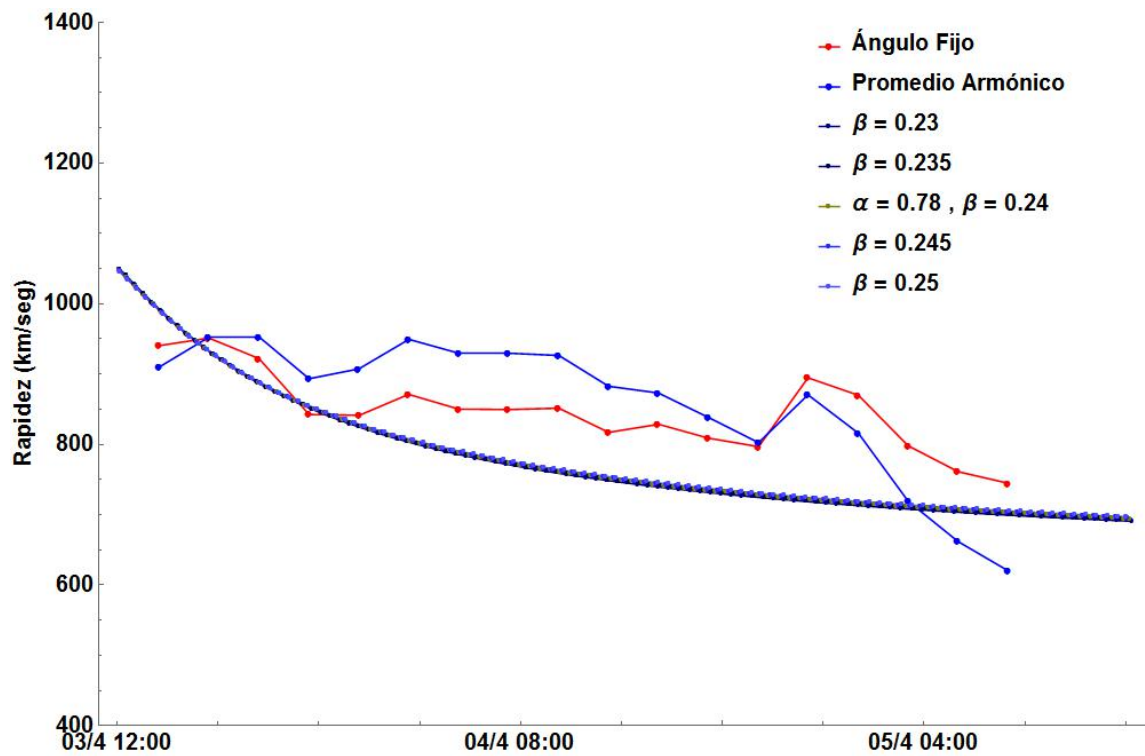


**Figura 4.14:** Se muestran los perfiles de Möstl et al. (2010) presentados en la gráfica de la figura 4.6 junto con las curvas generadas con las parejas tiempo/rapidez obtenidas de las evaluaciones del modelo, usando diferentes valores del parámetro  $\alpha$ .

El mismo efecto presente en la gráfica de la figura 4.9 es mostrado en la gráfica anterior. Las curvas generadas con las parejas de tiempo/rapidez no son consistentes con los perfiles de rapidez de Möstl et al. (2010) excepto en determinados puntos específicos, además de que los tiempos de llegada a 1 UA, del mismo modo que en la figura 4.9, son posteriores a los reportados por los autores, aunque las velocidades calculadas se encuentran dentro del intervalo comprendido por los últimos puntos de ambos perfiles reportados. Más adelante se mostrarán las rapidezces calculadas con el

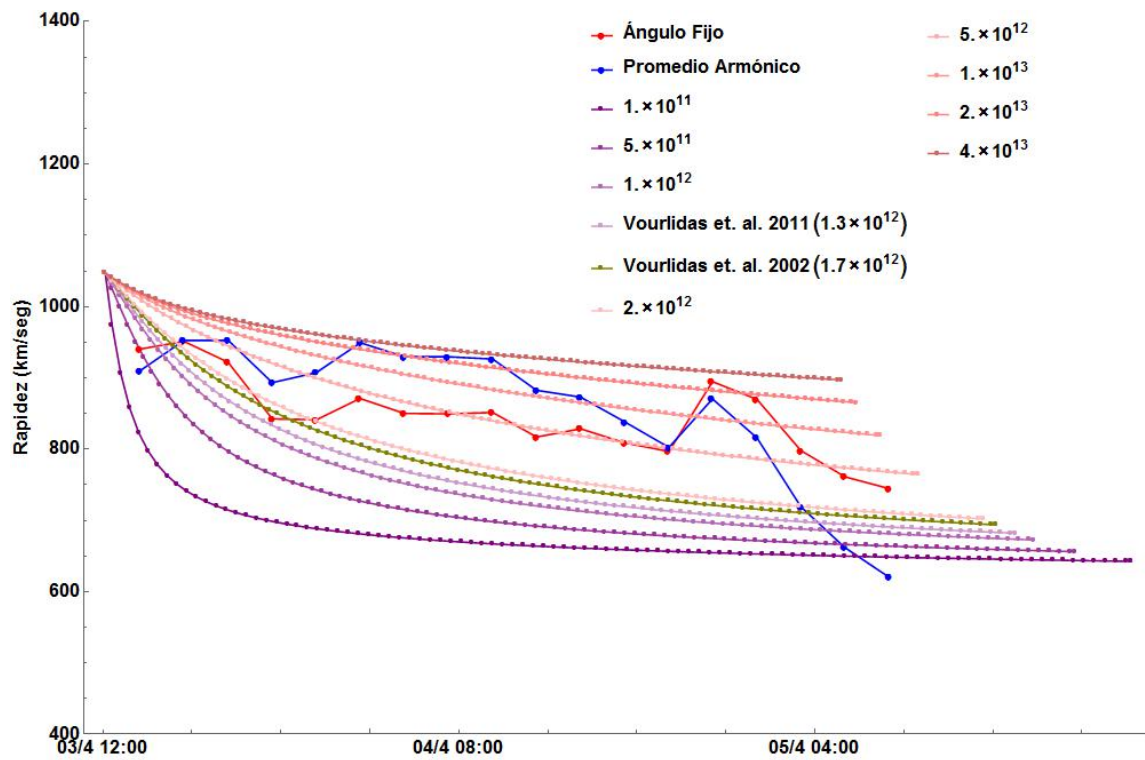
modelo para los puntos de intersección del borde frontal con la línea Sol-Tierra, a 1 UA, así como los resultados de los análisis llevados a cabo mediante pruebas de *Chi cuadrada* a estas curvas junto con cada uno de los perfiles.

**Parámetro  $\beta$**



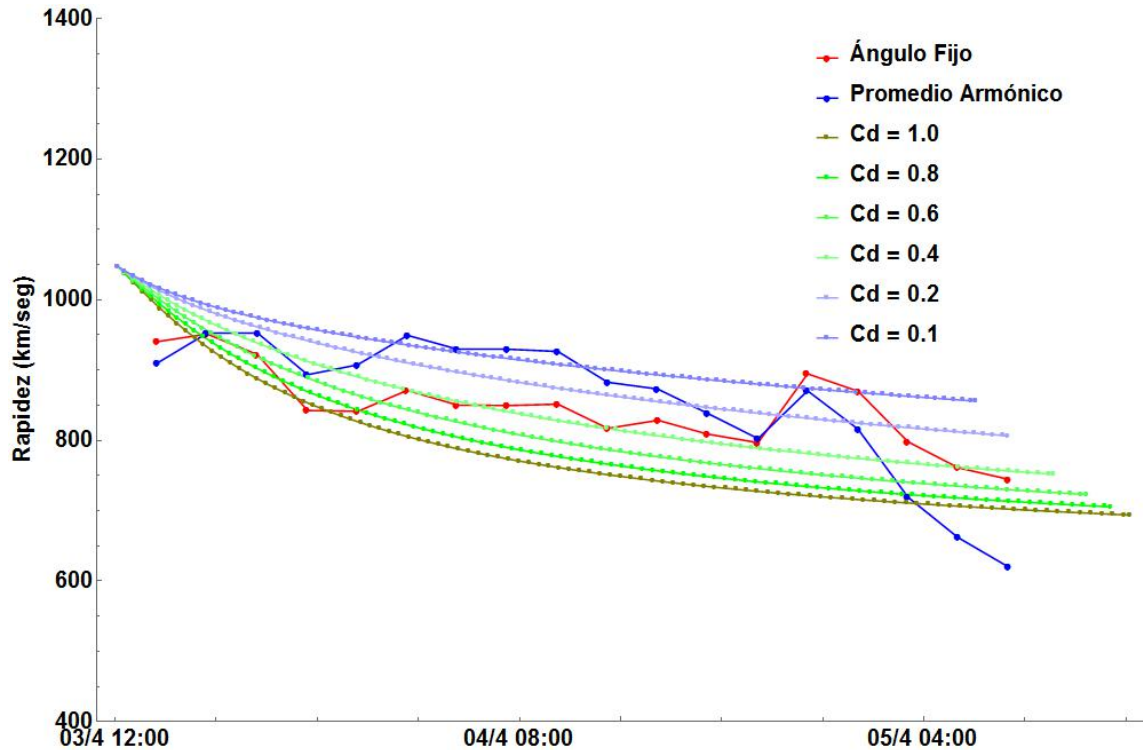
**Figura 4.15:** Se presentan las curvas generadas con los puntos de intersección del borde frontal de la CME calculadas con las evaluaciones del modelo, así como los perfiles de rapidez mostrados en la figura 4.6 obtenidos a partir de los perfiles que aparecen en la figura 4.5. Las evaluaciones hechas para este caso, se realizaron tomando los distintos valores del parámetro  $\beta$ , más dos valores intermedios.

Masa de la eyección  $m_{CME}$



**Figura 4.16:** Se muestran los perfiles de Möstl et al. (2010) presentados en la gráfica de la figura 4.6 junto con las curvas generadas con las parejas tiempo/rapidez obtenidas de las evaluaciones del modelo, utilizando diferentes valores posibles para la masa de la eyección contenidos dentro del intervalo propuesto por Chen (2011).

Coefficiente de arrastre  $C_d$



**Figura 4.17:** Se presentan las curvas generadas con los puntos de intersección del borde frontal de la CME calculadas con las evaluaciones del modelo así como los perfiles de rapidez mostrados en la figura 4.6 obtenidos a partir de los perfiles que aparecen en la figura 4.5. Las evaluaciones hechas para este caso se realizaron tomando diferentes valores del coeficiente de arrastre  $C_d$  dentro del intervalo mostrado en la gráfica de la figura 4.13.

#### 4.3.4. Análisis de ajuste para las curvas de Tiempo vs. Posición

A continuación se presentan las rapideces calculadas por Möstl et al. (2010) de la intersección del borde frontal de la CME cuando alcanza 1 UA, a partir de los datos obtenidos por los métodos de ángulo fijo (A.F.) y de promedio armónico (P.A.) así como las rapideces obtenidas con las evaluaciones del modelo, las cuales se muestran graficadas en la sección anterior. En la segunda columna de cada cuadro, aparecen las horas de llegada T mostradas anteriormente en los cuadros 4.1, 4.3, 4.5 y 4.7. En la tercera columna se muestran las rapideces calculadas U para cada curva, al momento en que la intersección del leading edge alcanza 1 UA. La cuarta y quinta

CAPÍTULO 4. VALIDACIÓN DEL MODELO DE ARRASTRE  
BIDIMENSIONAL

columna presentan los resultados de la prueba de ajuste de Chi cuadrada llevada a cabo con respecto a los datos del perfil de rapidez obtenido por el método de ángulo fijo, mientras que la sexta y séptima columna corresponden a la prueba hecha con respecto al perfil obtenido por el método de promedio armónico..

**Parámetro  $\alpha$**

Perfil/ Evaluación	T(1 UA) (UT)	U(1 UA) (km seg <sup>-1</sup> )	$\chi^2$ (A.F.)		$\chi^2$ (P.A.)	
			E.Pearson	$p$	E.Pearson	$p$
A.F.	8:11:00	744.663	-----	-----	-----	-----
P.A.	8:12:00	620.058	-----	-----	-----	-----
$\alpha = 0.68$	15:34:30	679.882	172.921	0.000000	273.774	0.000000
$\alpha = 0.73$	14:49:50	687.049	151.512	0.000000	249.757	0.000000
$\alpha = 0.78$	14:11:23	693.840	134.381	0.000000	230.808	0.000000
$\alpha = 0.83$	13:37:59	700.320	120.38	0.000000	215.634	0.000000
$\alpha = 0.88$	13:08:43	706.536	108.754	0.000000	203.373	0.000000

**Cuadro 4.9:** *Tiempos, rapideces y resultados de las pruebas de bondad de ajuste obtenidos para las curvas mostradas en la figura 4.14, correspondientes a las variaciones en el parámetro  $\alpha$ .*

**Parámetro  $\beta$**

Perfil/ Evaluación	T(1 UA) (UT)	U(1 UA) (km seg <sup>-1</sup> )	$\chi^2$ (A.F.)		$\chi^2$ (P.A.)	
			E.Pearson	$p$	E.Pearson	$p$
A.F.	8:11:00	744.663	-----	-----	-----	-----
P.A.	8:12:00	620.058	-----	-----	-----	-----
$\beta = 0.23$	14:18:23	690.764	141.863	0.000000	238.229	0.000000
$\beta = 0.235$	14:14:53	692.299	138.095	0.000000	234.491	0.000000
$\beta = 0.24$	14:11:23	693.840	134.381	0.000000	230.808	0.000000
$\beta = 0.245$	14:07:53	695.383	136.028	0.000000	231.533	0.000000
$\beta = 0.245$	14:04:23	696.932	127.111	0.000000	223.609	0.000000

**Cuadro 4.10:** *Tiempos, rapideces y resultados de las pruebas de bondad de ajuste obtenidos para las curvas mostradas en la figura 4.15, correspondientes a las variaciones en el parámetro  $\beta$ .*

CAPÍTULO 4. VALIDACIÓN DEL MODELO DE ARRASTRE  
BIDIMENSIONAL

Masa de la eyección  $m_{CME}$

Perfil/ Evaluación	T(1 UA) (UT)	$U(1 UA)$ (km seg <sup>-1</sup> )	$\chi^2$ (A.F.)		$\chi^2$ (P.A.)	
			E.Pearson	$p$	E.Pearson	$p$
A.F.	8:11:00	744.663	————	————	————	————
P.A.	8:12:00	620.058	————	————	————	————
$1.0 \times 10^{11}$	21:47:41	642.594	603.677	0.000000	763.763	0.000000
$5.0 \times 10^{11}$	18:37:48	656.237	365.608	0.000000	503.161	0.000000
$1.0 \times 10^{12}$	16:18:26	672.698	230.318	0.000000	345.966	0.000000
$1.3 \times 10^{12}$	15:17:13	682.051	180.712	0.000000	286.826	0.000000
$1.7 \times 10^{11}$	14:11:23	693.840	134.381	0.000000	230.808	0.000000
$2.0 \times 10^{12}$	13:30:35	702.158	109.558	0.000000	200.437	0.000000
$5.0 \times 10^{12}$	9:50:13	764.459	39.383	0.001580	111.100	0.000000
$1.0 \times 10^{13}$	7:42:35	819.130	71.306	0.000000	147.018	0.000000
$2.0 \times 10^{13}$	6:19:17	865.453	141.490	0.000000	230.562	0.000000
$4.0 \times 10^{13}$	5:31:04	897.147	208.776	0.000000	311.146	0.000000

**Cuadro 4.11:** *Tiempos, rapidez y resultados de las pruebas de bondad de ajuste obtenidos para las curvas mostradas en la figura 4.16 correspondientes a las variaciones en el valor de la masa de la eyección  $m_{cme}$ .*

Coefficiente de arrastre  $C_d$

Perfil/ Evaluación	T(1 UA) (UT)	$U(1 UA)$ (km seg <sup>-1</sup> )	$\chi^2$ (A.F.)		$\chi^2$ (P.A.)	
			E.Pearson	$p$	E.Pearson	$p$
A.F.	8:11:00	744.66	————	————	————	————
P.A.	8:12:00	620.06	————	————	————	————
$C_d = 1.0$	14:11:23	693.840	134.381	0.000000	230.808	0.000000
$C_d = 0.8$	12:59:11	705.889	101.070	0.000000	189.983	0.000000
$C_d = 0.6$	12:03:08	723.014	67.508	0.000000	148.167	0.000000
$C_d = 0.4$	10:11:06	752.393	41.970	0.000677	115.096	0.000000
$C_d = 0.2$	8:08:27	806.618	58.629	0.000000	132.146	0.000000
$C_d = 0.1$	6:35:11	855.839	124.060	0.000000	206.692	0.000000

**Cuadro 4.12:** *Tiempos, rapidez y resultados de las pruebas de bondad de ajuste obtenidos para las curvas mostradas en la figura 4.17 correspondientes a las variaciones en el valor del coeficiente de arrastre  $C_d$ .*



# Capítulo 5

## Discusión y conclusiones

En este trabajo se ha desarrollado un modelo para explicar la dinámica del borde frontal de una eyección de masa coronal (CME) y se ha usado un evento particular para su validación, el cual ocurrió el 3 de abril de 2010 cerca de las 9:00 UT.

Este modelo es una extensión a dos dimensiones del modelo unidimensional de Borgazzi y colaboradores (2009) para eyecciones con rapidez mayor que la del flujo de viento solar (del orden de  $500 \text{ km s}^{-1}$ ). En esta tesis, la sección transversal del leading edge de una eyección, considerado de forma elíptica, preserva su forma a medida que se propaga por el medio interplanetario y en donde la masa de la eyección se concentra en un punto situado en el centro geométrico de la elipse. Dicho centro de masa interactúa con el medio interplanetario, en particular con el viento solar, según el esquema de propagación de arrastre aerodinámico en el que la eyección pasa por un proceso de desaceleración, debido a una transferencia de momento lineal entre ambos sistemas. Dicho esquema, basado en la dinámica de fluidos, desprecia los efectos del campo magnético interno de la eyección, así como el campo magnético interplanetario.

Los resultados del modelo son consistentes con los perfiles generados por Möstl et al. (2010), en relación con las curvas de tiempo vs. posición, para los casos en los que la masa de la eyección tiene un valor del orden de  $10^{13} \text{ kg}$  (mientras los valores de los demás parámetros se encuentran en los valores promedio) tal y como lo muestran los valores  $p$  de las pruebas de Chi cuadrada, al ser los más cercanos a 1.0. Del mismo modo las curvas con valores del coeficiente  $C_d$  entre 0.1 y 0.2 y con los demás parámetros en sus valores promedio, también son consistentes con los perfiles.

Los resultados para los casos antes mencionados también se reflejan en los tiempos de llegada de los puntos de intersección a 1 UA. La hora calculada para la curva relacionada al valor  $m_{CME} = 1.0 \times 10^{13} \text{ kg}$  es a las 8:36 UT del 5 de abril, mientras que para el valor  $m_{CME} = 2.0 \times 10^{13}$  es a las 6:52 UT del mismo día. En ambos casos la diferencia es menor ó del orden de una hora con respecto a la hora calculada de llegada para ambos perfiles. El mismo margen de diferencia se encuentra al

comparar los tiempos calculados de las curvas relacionadas con los valores de masa antes mencionadas, con el tiempo de la primera detección de la onda de choque por la misión Wind (7:52 UT del 5 de abril de 2010). Este punto es relevante porque se ha sugerido que el borde frontal de una eyección, modelada con una forma *elipsoidal*, está asociada con la onda de choque producida por una eyección de masa coronal (Kwon et al., 2014).

Sin embargo, las curvas en las gráficas de tiempo vs. rapidez no son consistentes con los perfiles de rapidez de Möstl et al. (2010). Dichos perfiles muestran características anormales que no son coherentes con el comportamiento del perfil de rapidez de la eyección en términos del esquema de propagación de arrastre aerodinámico, en el que la rapidez de una eyección que es liberada con una rapidez inicial mayor que la del viento solar ambiental, disminuya progresivamente a medida que se propaga a través del medio interplanetario. Los perfiles mostrados por Möstl et al. (2010) muestran aparentes intervalos de aceleración en los que la velocidad de la intersección del borde frontal con la línea Sol-Tierra aumenta y posteriormente pasa por un intervalo de desaceleración, en contradicción con el esquema de propagación antes citado.

Incluso, esta situación no es única y se ha reportado antes. Lugaz et al. (2009) mencionaron que obtuvieron un comportamiento similar al estudiar un evento de eyección, observado por primera vez el 25 de enero de 2007, por el COR-1 de STEREO-A a las 6:43 UT, usando tres métodos distintos para obtener datos de posición a partir de imágenes y mapas de elongación de la eyección. Dicho comportamiento también se observó en el análisis hecho para la interacción de esta eyección con una segunda, detectada por STEREO-A el día anterior.

Este comportamiento está relacionado con el hecho de que las rapidezces de estos perfiles se obtienen calculando el cociente entre la diferencia de posiciones entre dos puntos consecutivos dados y la diferencia de tiempo que existe entre los tiempos de detección de dichos puntos. Es decir, se corresponden con las rapidezces promedio entre parejas de puntos consecutivas.

Cabe mencionar que en los artículos revisados en los que se estudia el evento de eyección del 3 de abril de 2010 (Möstl et al., 2010; Wood et al., 2011; Xie et al., 2012) no se afirma que la eyección haya tenido interacción alguna con algún otro fenómeno transitorio del viento solar ambiental (por ejemplo una región de interacción corrotante o CIR por sus siglas en inglés) ni con otro evento de eyección. Por lo anterior, se encontró que los perfiles de rapidez reportados por Möstl et al. (2010) no aportan información para la validación del modelo.

Cabe preguntarse si el comportamiento observado con las curvas de posición vs. tiempo de este evento de eyección, comparando los perfiles obtenidos por Möstl et al. (2010) con las curvas obtenidas con el modelo, se repita con otros eventos de eyección. Las pruebas de bondad de ajuste llevadas a cabo para este evento, como ya se ha mencionado, muestran que la masa de la eyección  $m_{cme}$  y la constante de arrastre  $C_d$  son variables que tienen una mayor influencia en los tiempos de llegada de la sección

transversal del leading edge a 1 UA, que los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$ . Por el momento, no hay razón para pensar que este comportamiento pueda volver a presentarse para otros eventos de eyección con características físicas y en condiciones similares al estudiado. Sin embargo, es claro que hace falta llevar a cabo el ejercicio hecho en este trabajo, con una cantidad mayor de eventos, para comprobar o refutar esta posibilidad.

Es importante recalcar el caso particular del coeficiente de arrastre  $C_d$ . Durante las evaluaciones realizadas del modelo se consideraron valores constantes de  $C_d$ , lo que se debe considerar como una aproximación dado el hecho de que  $C_d$  es función del número adimensional de Reynolds  $Re$ , que a su vez depende de las propiedades de la eyección y del viento solar ambiental (Subramanian et al., 2012) las cuales cambian con la distancia heliocéntrica (y en última instancia, del tiempo). Usar valores dependientes de la distancia del coeficiente  $C_d$  en la resolución de la ecuación (2.14), puede ser considerado un refinamiento al modelo antes presentado.

## 5.1. Trabajo a futuro

- El uso de un coeficiente adimensional de arrastre  $C_d$  dependiente de la distancia, con una expresión funcional como la presentada por Subramanian et al. (2012), para su comparación con el modelo presentado en esta tesis, con un evento de eyección dado, con el objeto de mostrar si una refinación del modelo, es efectiva o no, en el estudio de la propagación del borde frontal de una eyección.
- La evaluación del modelo en una determinada cantidad de eventos de eyecciones de masa coronal, con el objeto de verificar estadísticamente la funcionalidad del modelo.
- La extensión del modelo a tres dimensiones, partiendo de la hipótesis de la forma usada para el área de arrastre en este trabajo, y su comparación con otros modelos, como el presentado por Kwon et al. (2014).
- Una función analítica que describa de manera explícita la posición y la rapidez del centro de masa de una eyección. Se puede considerar la ecuación (2.14) como un paso intermedio hacia dicha función.

# Apéndice A

En este apartado se muestra como obtener la ecuación (2.12),

$$r_\epsilon(r_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\beta r_{cm}^\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\text{sen}(\theta)}{\frac{r_{cm}}{\kappa}(1 + \beta r_{cm}^{\alpha-1}) + C_0}\right)^2}}, \quad (\text{A.1})$$

y la (2.10),

$$U_\epsilon(r_{cm}, U_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\alpha \beta r_{cm}^{\alpha-1} U_{cm}}\right)^2 + \left(\frac{\text{sen}(\theta)}{\frac{U_{cm}}{\kappa}(1 + \alpha \beta r_{cm}^{\alpha-1})}\right)^2}}. \quad (\text{A.2})$$

Considere la ecuación de una elipse en coordenadas cartesianas, con semieje mayor  $a$  y semieje menor  $b$ , y centrada en el origen, como la que se muestra en (A.3):

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{y^2}{a^2} = 1, \quad (\text{A.3})$$

es decir, el semieje mayor es paralelo al eje Y. Al realizar una transformación a coordenadas polares,

$$\begin{aligned} x &= r \cos \theta \\ y &= r \text{sen} \theta, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

y al sustituir la transformación (A.4) en (A.3), se obtiene lo siguiente:

$$\frac{r^2 \cos^2 \theta}{b^2} + \frac{r^2 \text{sen}^2 \theta}{a^2} = 1. \quad (\text{A.5})$$

Se puede manipular la expresión (A.5) para obtener lo siguiente:

$$a^2 r^2 \cos^2 \theta + b^2 r^2 \sin^2 \theta = a^2 b^2 \quad (\text{A.6})$$

$$\Rightarrow r^2 = \frac{a^2 b^2}{a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta} \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{1}{\frac{\cos^2 \theta}{b^2} + \frac{\sin^2 \theta}{a^2}} \quad (\text{A.8})$$

$$\Rightarrow r = \frac{1}{\sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{b^2} + \frac{\sin^2 \theta}{a^2}}} \quad (\text{A.9})$$

La expresión en (A.9), corresponde a la distancia de un punto, medida desde el origen del sistema coordenado, en coordenadas polares, basado en los semiejes mayor y menor. En esta tesis, se ha considerado que para la sección transversal del leading edge de una CME, de forma elíptica, se ha definido su semieje mayor como el radio de expansión en la dirección perpendicular a la dirección de propagación de la eyección y su semieje menor se ha definido como el radio de expansión paralela a su dirección de movimiento (por ejemplo, véase la figura 2.1). De esta manera,

$$a = r_\epsilon^\perp \quad (\text{A.10})$$

$$b = r_\epsilon^\parallel, \quad (\text{A.11})$$

por lo que la posición de un punto cualquiera de la elipse (que representa la sección transversal del leading edge de la eyección) está dado por  $r_\epsilon = r_\epsilon^\parallel \cos \theta + r_\epsilon^\perp \sin \theta$ , y al sustituir las expresiones de  $r_\epsilon^\parallel$  y  $r_\epsilon^\perp$  (ecs. (2.2) y (2.9)),

$$r_\epsilon^\parallel = \beta r_{cm}^\alpha \quad (\text{A.12})$$

$$r_\epsilon^\perp = \frac{r_{cm}}{\kappa} (1 + \beta r_{cm}^{\alpha-1}) + C_0 \quad (\text{A.13})$$

en la relación (A.9), se obtiene la ec. (2.12), para  $r = r_\epsilon$ ,

$$r_\epsilon(r_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\beta r_{cm}^\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\sin(\theta)}{\frac{r_{cm}}{\kappa}(1 + \beta r_{cm}^{\alpha-1}) + C_0}\right)^2}}, \quad (\text{A.14})$$

Para la ecuación (2.10), se sigue un proceso similar a partir de la relación (A.9). Sin embargo, es importante mencionar que la ecuación (2.10) pertenece a un espacio

distinto al que pertenece la ecuación (2.12). Esta última corresponde a un espacio bidimensional en el que las unidades de distancia tienen dimensiones de longitud; mientras que la anterior, pertenece a otro espacio bidimensional donde las unidades de distancia tienen dimensiones de longitud sobre tiempo. Entonces, la relación (A.9) debe describir una distancia entre dos puntos, es decir, la magnitud de un vector de velocidad. Bajo esta premisa, un punto cualquiera en una elipse que se encuentra dentro de este espacio, que representa una rapidez, está dada de acuerdo a la expresión  $u_\epsilon = u_\epsilon^\parallel \cos \theta + u_\epsilon^\perp \sin \theta$ , donde se ha considerado que el semieje mayor de una elipse dentro de este espacio, corresponde con la velocidad de expansión perpendicular a la dirección de propagación y el semieje menor con la velocidad de expansión paralela al movimiento de la eyección, es decir,

$$a = u_\epsilon^\perp \tag{A.15}$$

$$b = u_\epsilon^\parallel, \tag{A.16}$$

donde las velocidades de expansión están dadas por las ecuaciones (2.3) y (2.8),

$$u_\epsilon^\parallel = \alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1} U_{cm} \tag{A.17}$$

$$u_\epsilon^\perp = \frac{U_{cm}}{\kappa} (1 + \alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1}) \tag{A.18}$$

Al sustituir (A.17) y (A.18) en (A.9), como semiejes menor y mayor respectivamente, se obtiene la ecuación (2.10), para  $r = u_\epsilon$ .

$$U_\epsilon(r_{cm}, U_{cm}) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos(\theta)}{\alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1} U_{cm}}\right)^2 + \left(\frac{\sin(\theta)}{\frac{U_{cm}}{\kappa} (1 + \alpha\beta r_{cm}^{\alpha-1})}\right)^2}}.$$

# Apéndice B

## Prueba de ajuste de *Chi cuadrada*.

En este apéndice se presenta un resumen, con los aspectos más importantes relacionados con las pruebas de ajuste (conocidas en inglés como *goodness-of-fit tests*), y en particular, la prueba de ajuste de *Chi cuadrada*. Para mayor información, se pueden consultar textos como el de Baglivo (2005).

Suponga que se tiene un conjunto de valores dados de muestra  $\{X_i\}$ , de una variable aleatoria de una o de  $n$  componentes  $X$ . Suponga también que se desea saber si este conjunto  $\{X_i\}$  obedece a una distribución específica (es decir, es posible describir el comportamiento del conjunto mediante una función). Para ello, se formula una *hipótesis* que contenga la posible descripción de este conjunto. Una *hipótesis* es una aseveración sobre la distribución que tiene dicha variable aleatoria. Existen dos tipos de hipótesis: Las hipótesis simples, que especifica completamente la distribución; y las hipótesis compuestas, que no especifican completamente la distribución.

Para el conjunto dado  $\{X_i\}$  se pueden hacer distintas hipótesis, tanto simples como compuestas, sobre las características de la distribución que pueda presentar. Para poder decidir cuál de las hipótesis que puedan hacerse es la más adecuada, se realiza una *prueba de hipótesis*. Una prueba de hipótesis es una regla de decisión que permite hacer una elección entre una cantidad dada de aseveraciones puestas en forma de hipótesis.

Un marco de trabajo usado para la realización de pruebas de hipótesis, es el *marco de Neyman-Pearson*. En éste hay dos aseveraciones con las que se trabaja: La hipótesis inicial denotada por  $H_0$ <sup>1</sup>, y la hipótesis alternativa denotada por  $H_a$ . La idea detrás de este marco es que la hipótesis inicial es tomada como verdadera, a menos de que se presente evidencia suficiente como para que dicha hipótesis tenga que ser rechazada, a favor de la hipótesis alternativa. En general,  $H_0$  puede tomarse como una hipótesis simple, y  $H_a$  como una hipótesis compuesta.

---

<sup>1</sup>En los textos en lengua inglesa, a esta hipótesis se le conoce como *null hypothesis*, cuya traducción literal es *hipótesis nula*, por lo que una adaptación del nombre fue hecha.

Una prueba de hipótesis, dentro del marco de Neyman-Pearson, se lleva a cabo en tres pasos, descritos a continuación::

I) Se necesita llevar a cabo una *estadística* de prueba  $T$ . Una *estadística*  $T$  es una función del conjunto muestra  $\{X_i\}$ , es decir,  $T = T(X_1, X_2, X_3, \dots, X_i)$ .

II) El intervalo de valores de  $T$  (que por lo general son los números reales) es dividido en dos partes: Una *región de rechazo* y una *región de aceptación* complementaria.

III) Si el valor obtenido de  $T$  se encuentra en la región de aceptación, entonces la hipótesis inicial  $H_0$ , previamente asumida como verdadera, es confirmada como tal y aceptada. De lo contrario,  $H_0$  es rechazada a favor de la hipótesis alternativa  $H_a$ .

Nótese que en el caso de que  $H_0$  fuese rechazada y se considere la hipótesis alternativa  $H_a$ , ésta puede ser considerada como la hipótesis inicial de una segunda prueba, por lo que una segunda hipótesis alternativa  $H'_a$  es requerida, y el procedimiento mostrado anteriormente se repite, ahora para  $H_a$  y  $H'_a$ .

Existen diferentes pruebas de hipótesis, llevadas a cabo bajo los tres pasos antes mencionados. Una de estas pruebas es conocida como la *prueba de ajuste de Pearson* (o *de Chi cuadrada*). Antes de describir esta prueba, es necesario realizar algunas definiciones.

a) En la elección de una estadística de prueba, generalmente se considera el concepto de la *función de densidad de probabilidad*. Si  $X$  es una variable aleatoria discreta, se define la función  $f$  de densidad de probabilidad de  $X$  de la siguiente manera:

$$f(X) = P(X = x), \quad \text{para todos los valores reales de } x,$$

es decir, la función de densidad de probabilidad  $f(X)$ , relaciona el valor de la variable aleatoria  $X$  (en este caso el número real  $x$ ), con la probabilidad  $P$  de que en un evento dado, el valor de la variable sea igual al número dado.

La función  $f(X)$  satisface las siguientes propiedades:

- $f(x) \geq 0$  para todos los números reales  $x$ ,
- $\sum_{x \in D} f(x) = 1$ , donde  $D$  es el dominio de  $X$ .

b) Un concepto relacionado al de la función  $f(X)$ , es la *función de distribución acumulativa*  $g(X)$ , la cual está definida a continuación:

$$g(X) = P(X \leq x), \quad \text{para todos los valores reales de } x,$$

es decir,  $g(X)$  es la probabilidad de que el valor de la variable  $X$  sea menor o igual a  $x$ . La función  $g(X)$  posee las siguientes propiedades:

- $\lim_{x \rightarrow -\infty} g(X) = 0$  y  $\lim_{x \rightarrow \infty} g(X) = 1$ ,



- Si  $x_1 \leq x_2 \Rightarrow g(x_1) \leq g(x_2)$ ,
- Para toda  $a$ ,  $\lim_{x \rightarrow a^+} g(x) = g(a)$ .

Por último, es fundamental el concepto de la *distribución de Chi cuadrada*.

c) Sean  $y_1, y_2, y_3, \dots, y_m$ , un conjunto de valores de una variable aleatoria  $Y$ , que siguen una distribución *normal* o *gaussiana*. Por tanto, la variable

$$W = y_1 + y_2 + y_3 + \dots + y_m$$

se dice que es una *variable aleatoria de tipo Chi cuadrada*, o que sigue una *distribución de Chi cuadrada*, con parámetro  $m$ . La función de densidad de probabilidad asociada a  $W$  es la siguiente:

$$f(W) = \frac{1}{2^{m/2} \Gamma(m/2)} W^{(m/2)-1} \exp^{-W/2}, \text{ para } W > 0, \text{ y } 0 \text{ para } W \leq 0. \quad (\text{B.1})$$

El número de sumandos  $m$ , se conoce como los *grados de libertad* de la distribución de Chi cuadrada. Dicha distribución posee las siguientes propiedades.

- Si  $W$  es una variable aleatoria de tipo Chi cuadrada, con  $m$  grados de libertad, entonces el promedio de  $W$  es igual a  $m$  y su varianza es igual a  $2m$ .
- Si  $m$  es suficientemente grande, la distribución de  $W$  es aproximadamente normal o gaussiana.
- Si  $W_1$  y  $W_2$  son variables aleatorias de tipo Chi cuadrada con grados de libertad  $m_1$  y  $m_2$  respectivamente, entonces la suma  $W_1 + W_2$  tiene una distribución de Chi cuadrada con  $m_1 + m_2$  grados de libertad.
- Si  $Z_1, Z_2, \dots, Z_n$  constituyen una muestra aleatoria de tamaño  $n$ , proveniente de una distribución normal ó gaussiana de promedio  $\mu$  y desviación estándar  $\sigma$ , entonces,

$$W = \sum_{i=1}^n \left( \frac{Z_i - \mu}{\sigma} \right)^2 = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^n (Z_i - \mu)^2$$

es una variable de tipo Chi cuadrada con  $n$  grados de libertad.

Pearson (1900), estudiando la posibilidad de que un conjunto dado de datos fuese consistente con una distribución multinomial específica, desarrolló un método cuantitativo para probar esta aseveración. En este caso, se mostrará una versión generalizada de dicho método. Suponga que se tiene un conjunto muestra de  $n$  valores de una variable aleatoria  $Y$ , dado por  $\{Y_i\}$ , los cuales son función de un dominio  $\{x_i\} = D \subset \mathfrak{R}$ . Suponga también, que se tiene una distribución dada  $U$  definida sobre el mismo dominio  $D$ . Se define la *estadística de Pearson* de la siguiente manera:

$$\mathbf{X}^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(Y_i - U_i)^2}{U_i}, \quad (\text{B.2})$$

donde  $U_i = U(x_i)$  y  $Y_i = Y(x_i)$ . Adicionalmente, se tiene el siguiente teorema que sirve para construir una prueba de hipótesis, recordando el esquema de trabajo de Neyman-Pearson:

**Teorema B.1** (Teorema (débil) de Pearson). *Dadas las condiciones anteriores, la distribución de  $\mathbf{X}^2$  es aproximadamente una de Chi cuadrada, con  $(n-1)$  grados de libertad.*

El teorema anterior es una versión especial del siguiente teorema, aplicado específicamente para distribuciones multinomiales:

**Teorema B.2** (Teorema de Pearson). *Sea  $(X_1, X_2, \dots, X_k)$  un conjunto de variables aleatorias que siguen una distribución multinomial con parámetros  $q$  y  $(p_1, p_2, \dots, p_k)^2$ , con su correspondiente estadística de Pearson:*

$$\mathbf{X}^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(X_i - qp_i)^2}{qp_i}.$$

*Si  $q$  es suficientemente grande, la distribución de  $\mathbf{X}^2$  es aproximadamente una de Chi cuadrada, con  $(k-1)$  grados de libertad.*

En relación a los teoremas anteriores, se propone la siguiente prueba de hipótesis conocida como *prueba de ajuste de Chi cuadrada* (o de *Pearson*):

• **Prueba de ajuste de Pearson (o de Chi cuadrada)**

1) Para dos conjuntos de datos, uno proveniente de una distribución dada, llámese  $\{U_k\}$  y el otro una muestra obtenida de un experimento, llámese  $\{Y_k\}$ , se calcula la correspondiente estadística de Pearson:

$$\mathbf{X}^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(Y_i - U_i)^2}{U_i}, \quad (\text{B.3})$$

La hipótesis inicial  $H_0$  es una afirmación de este estilo:

*La muestra  $\{Y_k\}$  proviene de la misma distribución que  $\{U_k\}$ .*

---

<sup>2</sup>Suponga un experimento llevado a cabo  $q$  veces, para el cual existen  $k$  resultados  $X$  diferentes, donde cada uno tiene una probabilidad  $p_k$  de ocurrencia. Entonces, la probabilidad de que cada una de los  $k$  resultados ocurra con un valor dado  $x$ , está dada por  $P(X_1 = x_1, X_2 = x_2, \dots, X_k = x_k) = \binom{q}{x_1, x_2, \dots, x_k} p_1^{x_1} \cdots p_k^{x_k}$ . A dicha distribución de probabilidad se le conoce como *distribución multinomial*, donde  $\binom{q}{x_1, x_2, \dots, x_k} = \frac{q!}{x_1! \cdots x_k!}$  es el *coeficiente multinomial*.

Mientras que la hipótesis alternativa  $H_a$  es una afirmación de este tipo:

*La muestra  $\{Y_k\}$  no proviene de la misma distribución que  $\{U_k\}$ .*

2) Haciendo uso del teorema de Pearson (para el caso particular de distribuciones multinomiales) o bien, suponiendo que  $\mathbf{X}^2$  es aproximadamente una variable de tipo Chi cuadrada con  $(k-1)$  grados de libertad, se calcula el valor  $p$ , donde  $p = f(\mathbf{X}^2)$  y  $f$  está dada por la expresión (B.1).

3) Dado el valor  $p$ , se considera el siguiente criterio:

- Si  $p > 0.10$ , los datos que conforman  $\{Y_k\}$  se pueden considerar como un “buen” ajuste al conjunto  $\{U_k\}$ , en el que los datos son consistentes entre si. La hipótesis  $H_0$  en este caso, gana evidencia a favor de su validez.

- Si  $0.05 < p < 0.10$ , se puede considerar a  $\{Y_k\}$  como un ajuste “regular” al conjunto  $\{U_k\}$ , en el que los datos son marginalmente consistentes entre si, y en donde la hipótesis  $H_0$  puede ser cuestionada como válida.

- Si  $p < 0.05$ , se puede considerar a  $\{Y_k\}$  como un ajuste “malo” al conjunto  $\{U_k\}$ , donde los conjuntos no se consideran consistentes entre sí, y la hipótesis  $H_a$  es elegida a favor de  $H_0$ , considerada esta última como no válida.

En este trabajo de tesis, se toma el conjunto de datos obtenidos por cualquiera de los dos perfiles reportados por Möstl et al. (2010) como el conjunto  $\{U_k\}$ , mientras que el conjunto  $\{Y_k\}$  está formado por una muestra de puntos proveniente de las evaluaciones del modelo, en las que la abcisa de cada uno es igual a la abcisa de los puntos de los perfiles generados por los autores antes citados, para efectos de las pruebas de ajuste realizadas.

# Apéndice C

## Métodos de ángulo fijo y de promedio armónico.

En este apéndice se describirán brevemente los métodos de ángulo fijo (Kahler y Webb, 2007) y de promedio armónico Lugaz et al. (2009).

Ambos métodos son usados para la obtención de datos de distancia, a partir de elementos como por ejemplo las imágenes de satélites y los llamados *mapas de tiempo-elongación* (conocidos en la literatura en lengua inglesa como **J-maps**), los cuales son usados para darle seguimiento a objetos y fenómenos que se propagan a través del medio interplanetario, como son las eyecciones de masa coronal interplanetarias.

La idea básica es la derivación de distancias relativas a una eyección de masa coronal interplanetaria, a partir de las mediciones del ángulo de elongación, que es el ángulo subtendido por el Sol, el observador (ya sea uno en la Tierra, un satélite en órbita terrestre ó en otra ubicación, como los satélites STEREO A y B) y la eyección misma (o un punto determinado de ésta).

### C.1. Método de ángulo fijo (*Fixed $\phi$* )

En la figura C.1 se presenta un esquema para definir el método de ángulo fijo, de acuerdo con Kahler y Webb (2007). En este método, se asume que una eyección de masa coronal interplanetaria es una estructura que se aleja del Sol de manera radial. El punto P representa la zona de máxima intensidad de dispersión Thomson para un observador situado en la Tierra. Entonces, la distancia  $R_P(\epsilon)$  del punto  $P$  a la Tierra (en unidades astronómicas) está dada por

$$R_P(\epsilon)(= R_{PP}) = \text{sen } \epsilon, \quad (\text{C.1})$$

donde  $\epsilon$  es el *ángulo de elongación* que subtiende el punto  $P$  (así como el punto  $A$  o el  $B$ ), el observador en la Tierra y el Sol. Esto es debido a que se considera que la

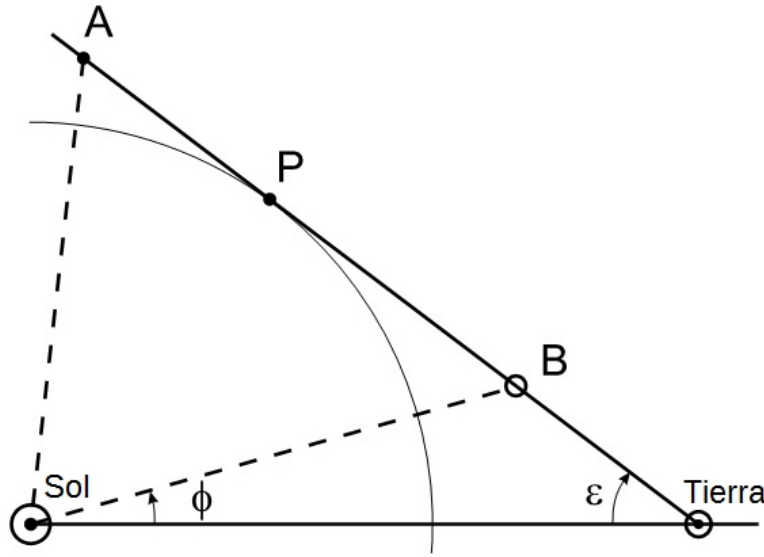


Figura C.1: Adaptado de Kahler y Webb (2007).

línea que une el Sol con  $P$  es perpendicular a la línea que une  $P$  con la Tierra. De la figura C.1, la distancia heliocéntrica  $R_B(\epsilon)$  en función del ángulo de elongación  $\epsilon$ , para un dado ángulo constante  $\phi$ , está dada por

$$R_B(\epsilon)(= R_{F\phi}) = \frac{\tan \epsilon}{\sin \phi + \cos \phi \tan \epsilon} = \frac{\sin \epsilon}{\sin(\epsilon + \phi)}, \quad (\text{C.2})$$

donde las unidades de  $R_B(\epsilon)$  son unidades astronómicas (UA). La distancia  $R_P(\epsilon)$  sirve como una cota inferior para la distancia  $R_B(\epsilon)$ .

## C.2. Método de promedio armónico (*Harmonic Mean*)

Lugaz et al. (2009) propusieron una alternativa a los métodos usados en ese momento para la derivación de distancias radiales asociadas a CMEs, basadas en mediciones del ángulo de elongación. El nombre para este método propuesto, radica en el hecho de que se calcula el promedio armónico<sup>1</sup> de las distancias calculadas con las ecuaciones (C.1) y (C.2). Los autores antes mencionados hicieron énfasis en las limitaciones intrínsecas de las distancias calculadas con dichas ecuaciones y propusieron que la ecuación (C.1) funciona como una cota inferior para el cálculo de la distancia heliocéntrica de una eyección, mientras que la ecuación (C.2) actúa

<sup>1</sup>El promedio armónico de un conjunto de números es igual al inverso del promedio aritmético de los inversos de los números del conjunto.

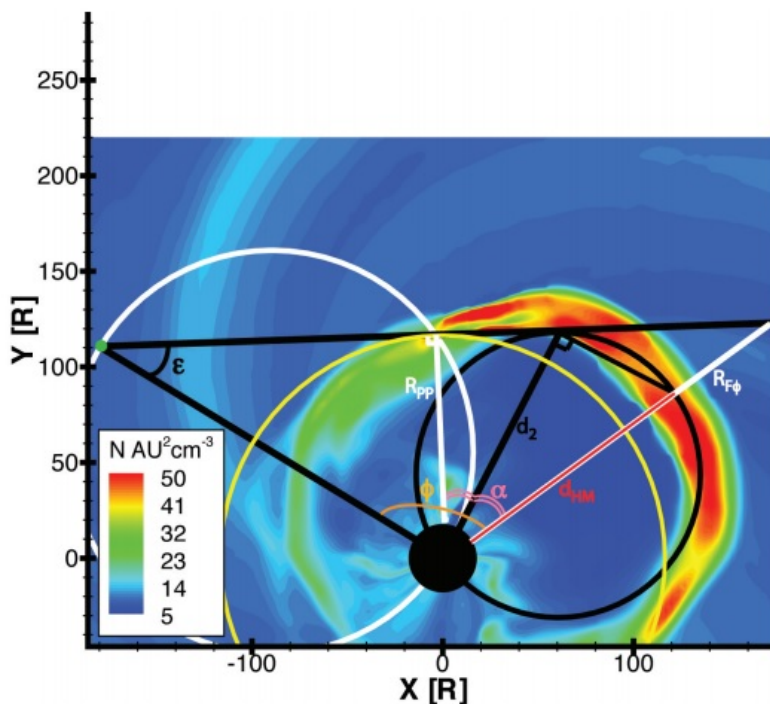


Figura C.2: Adaptado de Lugaz et al. (2009).

como una cota superior. Por lo que cualquier otra alternativa tendría que situarse en un punto intermedio entre estas dos distancias.

La figura C.2 muestra la geometría relativa a la propuesta de Lugaz et al. (2009). Se basa en una imagen (hecha mediante una simulación numérica) que representa la fase final de la unión de dos eyecciones de masa coronal en interacción. Los eventos estudiados corresponden a observaciones hechas por el COR-1 de STEREO-A el 24 de enero de 2007, a las 14:03 UT y a las 06:43 UT del día siguiente. El punto verde, a la izquierda, representa la posición del STEREO-A, con respecto al Sol. La circunferencia de color amarillo, centrada en el disco negro que representa el disco solar, corresponde al frente de la eyección resultante de la unión de los eventos del 24 y 25 de enero, cuyo radio  $R_{PP}$  se calcula con la ecuación (C.1), tomando en cuenta la posición del STEREO-A en vez de la línea Sol-Tierra. Una línea tangente a esta circunferencia, forma un ángulo de elongación  $\epsilon$  con la posición de STEREO-A y el disco solar.

La circunferencia de color blanco, cuyo diámetro es igual a la distancia heliocéntrica del STEREO-A, representa a la *esfera de Thomson*. Esta esfera es el lugar geométrico del conjunto de puntos en un espacio en tres dimensiones en en que la intensidad de la luz generada por dispersión Thomson es máxima.

En su artículo, Lugaz et al. (2009) supusieron que el frente de la eyección combinada fuese de forma esférica a primera aproximación, con intersección en el disco

solar, pero no centrada en éste. Dicho frente proyectado en dos dimensiones, aparece representado en la circunferencia de color negro con diámetro  $d_{HM}$ .

El ángulo  $\phi$  que aparece en la figura C.2 es el mismo que aparece en la ecuación (C.2). Mientras que el ángulo  $\alpha$  es el que existe entre  $R_{PP}$  y la distancia  $d_2$ , y entre  $d_2$  y la distancia  $d_{HM}$ .

Usando la siguiente ecuación para la distancia  $d_2$ ,

$$d_2 = d_{STA} \frac{\text{sen } \epsilon}{\cos\left[\frac{1}{2}(\phi + \epsilon - \frac{\pi}{2})\right]}, \quad (\text{C.3})$$

donde  $d_{STA}$  es la distancia heliocéntrica de STEREO-A (del orden de 0.97 UA), Lugaz et al. (2009) propusieron la siguiente ecuación para el diámetro de la circunferencia que representa el frente de la eyección combinada:

$$d_{HM} = 2d_{STA} \frac{\text{sen } \epsilon}{\text{sen}(\phi + \epsilon) + 1}, \quad (\text{C.4})$$

el cual, como ya se mencionó, es el promedio armónico de las distancias calculadas con las ecuaciones (C.1) y (C.2):

$$d_{HM} = \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_{PP}} + \frac{1}{R_{F\phi}} \right) \right]^{-1}. \quad (\text{C.5})$$

# Bibliografía

- Allen, J., Sauer, H., Frank, L., y Reiff, P.: Effects of the March 1989 solar activity, *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 70, 1479–1488, 1989.
- Antiochos, S., DeVore, C., y Klimchuk, J.: A model for solar coronal mass ejections, *The Astrophysical Journal*, 510, 485, 1999.
- Arge, C. y Pizzo, V.: Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 105, 10 465–10 479, 2000.
- Aschwanden, M. J.: *Physics of the solar corona*, vol. 382, Springer, 2004.
- Baglivo, J. A.: *Mathematica laboratories for mathematical statistics: emphasizing simulation and computer intensive methods*, vol. 14, Siam, 2005.
- Basu, S.: Effects of errors in the solar radius on helioseismic inferences, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298, 719–728, 1998.
- Basu, S. y Antia, H.: Seismic measurement of the depth of the solar convection zone, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 287, 189–198, 1997.
- Belov, A., Abunin, A., Abunina, M., Eroshenko, E., Oleneva, V., Yanke, V., Pappaioannou, A., Mavromichalaki, H., Gopalswamy, N., y Yashiro, S.: Coronal Mass Ejections and Non-recurrent Forbush Decreases, *Solar Physics*, pp. 1–12, 2014.
- Bhatnagar, A. y Livingston, W. C.: *Fundamentals of solar astronomy*, vol. 6, World Scientific, 2005.
- Böhm-Vitense, E.: *Introduction to stellar astrophysics. Vol. 2. Stellar atmospheres.*, Cambridge University Press, 1989.
- Borgazzi, A., Lara, A., Romero-Salazar, L., y Ventura, A.: Transport in the interplanetary medium of coronal mass ejections, *Geofísica internacional*, 47, 301–310, 2008.
- Borgazzi, A., Lara, A., Echer, E., y Alves, M.: Dynamics of coronal mass ejections in the interplanetary medium, *Astronomy and Astrophysics*, 498, 885, 2009.



- Bothmer, V. y Schwenn, R.: The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Annales Geophysicae*, 16, 1–24, 1998.
- Brown, T. M.: Solar rotation as a function of depth and latitude, *Nature*, 317, 591–594, 1985.
- Brown, T. M. y Morrow, C. A.: Depth and latitude dependence of solar rotation, *The Astrophysical Journal*, 314, L21–L26, 1987.
- Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., Dziembowski, W. A., Goode, P., Gough, D. O., y Morrow, C. A.: Inferring the Sun’s internal angular velocity from observed p-mode frequency splittings, *The Astrophysical Journal*, 343, 526–546, 1989.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., y Schwenn, R.: Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 86, 6673–6684, 1981.
- Cantó, J., Raga, A., y D’Alessio, P.: Analytic solutions to the problem of jets with time-dependent injection velocities, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 313, 656–662, 2000.
- Cantó, J., González, R., Raga, A., Dal Pino, E. d. G., Lara, A., y González-Esparza, J.: The dynamics of velocity fluctuations in the solar wind–I. Coronal mass ejections, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 357, 572–578, 2005.
- Cargill, P. J.: On the aerodynamic drag force acting on interplanetary coronal mass ejections, *Solar Physics*, 221, 135–149, 2004.
- Carrington, R. C.: Description of a singular appearance seen in the Sun on September 1, 1859, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20, 13–15, 1859.
- Charbonneau, P., Tomczyk, S., Schou, J., y Thompson, M.: The rotation of the solar core inferred by genetic forward modeling, *The Astrophysical Journal*, 496, 1015, 1998.
- Charbonneau, P., Christensen-Dalsgaard, J., Henning, R., Larsen, R., Schou, J., Thompson, M., y Tomczyk, S.: Helioseismic constraints on the structure of the solar tachocline, *The Astrophysical Journal*, 527, 445, 1999.
- Chen, J.: Effects of toroidal forces in current loops embedded in a background plasma, *The Astrophysical Journal*, 338, 453–470, 1989.
- Chen, P.: *Coronal Mass Ejections: Models and Their Observational Basis.*, *Living Reviews in Solar Physics*, 8, 2011.
- Chen, P. y Shibata, K.: An emerging flux trigger mechanism for coronal mass ejections, *The Astrophysical Journal*, 545, 524, 2000.

- Cho, K.-S., Moon, Y.-J., Dryer, M., Fry, C., Park, Y.-D., y Kim, K.-S.: A statistical comparison of interplanetary shock and CME propagation models, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 108, 2003.
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D., y Thompson, M.: The depth of the solar convection zone, *The Astrophysical Journal*, 378, 413–437, 1991.
- Christensen-Dalsgaard, J., Däppen, W., Ajukov, S., Anderson, E., Antia, H., Basu, S., Baturin, V., Berthomieu, G., Chaboyer, B., Chitre, S., et al.: The current state of solar modeling, *Science*, 272, 1286–1292, 1996.
- Cliver, E. W. y Svalgaard, L.: The 1859 solar–terrestrial disturbance and the current limits of extreme space weather activity, *Solar Physics*, 224, 407–422, 2004.
- Corbard, T., Jiménez-Reyes, S., Tomczyk, S., Dikpati, M., y Gilman, P.: The solar tachocline and its variation (?), *arXiv preprint astro-ph/0011367*, 2000.
- Dal Lago, A., Schwenn, R., y Gonzalez, W. D.: Relation between the radial speed and the expansion speed of coronal mass ejections, *Advances in Space Research*, 32, 2637–2640, 2003.
- Dasso, S., Démoulin, P., y Gulisano, A. M.: Magnetic clouds along the solar cycle: expansion and magnetic helicity, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 7, 139–148, 2011.
- Démoulin, P.: A review of the quantitative links between CMEs and magnetic clouds, in: *Annales geophysicae: atmospheres, hydrospheres and space sciences*, vol. 26, p. 3113, 2008.
- Denig, W., Green, J., Wilkinson, D., Rodriguez, J., Singer, H., Lotoániu, T., Biesecker, D., Murtagh, W., y Rich, F.: *Space Weather Conditions at the Time of the Galaxy 15 Spacecraft Anomaly*, Report of the NOAA Tiger Team, 2010.
- Dryer, M. y Smart, D.: Dynamical models of coronal transients and interplanetary disturbances, *Advances in Space Research*, 4, 291–301, 1984.
- Duldig, M.: Cosmic ray transient variations observed from the Earth, in: *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, vol. 11, pp. 110–125, 1994.
- Feynman, J. y Hundhausen, A. J.: Coronal mass ejections and major solar flares: The great active center of March 1989, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 99, 8451–8464, 1994.
- Fong, B., Low, B., y Fan, Y.: Quiescent Solar Prominences and Magnetic-Energy Storage, *The Astrophysical Journal*, 571, 987, 2002.
- Forbes, T.: A review on the genesis of coronal mass ejections, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 105, 23 153–23 165, 2000.

- Forbes, T., Linker, J., Chen, J., Cid, C., Kóta, J., Lee, M., Mann, G., Mikić, Z., Potgieter, M., Schmidt, J., et al.: CME theory and models, in: *Coronal Mass Ejections*, pp. 251–302, Springer, 2006.
- Forgács-Dajka, E.: Structure of the solar tachocline: confrontation of theoretical models with SOHO/MDI helioseismic constraints, *Publications of the Astronomy Department of the Eotvos Lorand University*, 14, 177–185, 2004.
- Fry, C., Sun, W., Deehr, C., Dryer, M., Smith, Z., Akasofu, S.-I., Tokumaru, M., y Kojima, M.: Improvements to the HAF solar wind model for space weather predictions, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 106, 20 985–21 001, 2001.
- Gopalswamy, N.: X-ray and microwave signatures of coronal mass ejections, *Solar Physics with Radio Observations*, p. 141, 1999.
- Gopalswamy, N.: Halo coronal mass ejections and geomagnetic storms, *Earth Planets and Space (EPS)*, 61, 595, 2009.
- Gopalswamy, N. y Hanaoka, Y.: Coronal dimming associated with a giant prominence eruption, *The Astrophysical Journal Letters*, 498, L179, 1998.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Lepping, R., Kaiser, M., Berdichevsky, D., y St Cyr, O.: Interplanetary acceleration of coronal mass ejections, *Geophysical research letters*, 27, 145–148, 2000.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Kaiser, M. L., y Howard, R. A.: Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 106, 29 207–29 217, 2001.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Manoharan, P., y Howard, R.: An empirical model to predict the 1-AU arrival of interplanetary shocks, *Advances in Space Research*, 36, 2289–2294, 2005.
- Gopalswamy, N., Dal Lago, A., Yashiro, S., y Akiyama, S.: The expansion and radial speeds of coronal mass ejections, *Central European Astrophysical Bulletin*, 33, 115–124, 2009.
- Gopalswamy, N., Mäkelä, P., Yashiro, S., y Davila, J. M.: The relationship between the expansion speed and radial speed of CMEs confirmed using quadrature observations of the 2011 February 15 CME, *Sun and Geosphere*, 07, 07–11, 2012.
- Hakamada, K. y Akasofu, S.-I.: Simulation of three-dimensional solar wind disturbances and resulting geomagnetic storms, *Space Science Reviews*, 31, 3–70, 1982.
- Hansen, C. J., Kawaler, S. D., y Trimble, V.: *Stellar interiors: physical principles, structure, and evolution*, Springer, 2004.

- Hanslmeier, A.: *The Sun and space weather*, Springer, 2007.
- Hauchecorne, A., Meftah, M., Irbah, A., Couvidat, S., Bush, R., y Hochedez, J.-F.: Solar Radius Determination from Sodism/Picard and HMI/SDO Observations of the Decrease of the Spectral Solar Radiance during the 2012 June Venus Transit, *The Astrophysical Journal*, 783, 127, 2014.
- Hirayama, T.: Modern observations of solar prominences, *Solar Physics*, 100, 415–434, 1985.
- Hodgson, R.: On a curious appearance seen in the Sun, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20, 15–16, 1859.
- House, L., Wagner, W., Hildner, E., Sawyer, C., y Schmidt, H.: Studies of the corona with the Solar Maximum Mission coronagraph/polarimeter, *The Astrophysical Journal*, 244, L117–L121, 1981.
- Howard, R.: A historical perspective on coronal mass ejections, *Solar Eruptions and Energetic Particles*, pp. 7–13, 2006.
- Howard, T.: *Coronal mass ejections: An introduction*, vol. 376, Springer, 2011.
- Hundhausen, A., Sawyer, C., House, L., Illing, R., y Wagner, W.: Coronal mass ejections observed during the Solar Maximum Mission: Latitude distribution and rate of occurrence, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 89, 2639–2646, 1984.
- Illing, R. y Hundhausen, A.: Observation of a coronal transient from 1.2 to 6 solar radii, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 90, 275–282, 1985.
- Judge, P.: Observations of the solar chromosphere, in: *Solar MHD theory and observations: a high spatial resolution perspective*, vol. 354, p. 259, 2006.
- Kahler, S. y Webb, D.: V arc interplanetary coronal mass ejections observed with the Solar Mass Ejection Imager, *Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)*, 112, 2007.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., y Weiss, A.: *Stellar structure and evolution*, vol. 282, Springer, 1990.
- Klimchuk, J. A.: Theory of coronal mass ejections, *Space Weather*, pp. 143–157, 2001.
- Kosovichev, A. y Fedorova, A.: Construction of a Seismic Model of the Sun, *Soviet Astronomy*, 35, 507, 1991.

- Krall, J. y St. Cyr, O. C.: Flux-rope coronal mass ejection geometry and its relation to observed morphology, *The Astrophysical Journal*, 652, 1740, 2006.
- Kumar, A. et al.: Interplanetary Coronal Mass Ejections, Associated Features, and Transient Modulation of Galactic Cosmic Rays, *Solar Physics*, 289, 2177–2205, 2014.
- Kwon, R.-Y., Zhang, J., y Olmedo, O.: New Insights into the Physical Nature of Coronal Mass Ejections and Associated Shock Waves within the Framework of the Three-dimensional Structure, *The Astrophysical Journal*, 794, 148, 2014.
- Lara, A., Flandes, A., Borgazzi, A., y Subramanian, P.: Velocity profile of interplanetary coronal mass ejections beyond 1 AU, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 116, 2011.
- Lean, J.: Variations in the Sun's radiative output, *Reviews of Geophysics*, 29, 505–535, 1991.
- LeBlanc, F.: *An introduction to stellar astrophysics*, John Wiley & Sons, 2010.
- Leblanc, Y., Dulk, G. A., y Bougeret, J.-L.: Tracing the electron density from the corona to 1 AU, *Solar Physics*, 183, 165–180, 1998.
- Lin, J., Soon, W., y Baliunas, S.: Theories of solar eruptions: a review, *New Astronomy Reviews*, 47, 53–84, 2003.
- Liu, Y., Richardson, J., y Belcher, J.: A statistical study of the properties of interplanetary coronal mass ejections from 0.3 to 5.4 AU, *Planetary and Space Science*, 53, 3–17, 2005.
- Low, B.: Magnetohydrodynamic processes in the solar corona: Flares, coronal mass ejections, and magnetic helicity\*, *Physics of Plasmas* (1994-present), 1, 1684–1690, 1994.
- Lugaz, N., Vourlidas, A., y Rousev, I.: Deriving the radial distances of wide coronal mass ejections from elongation measurements in the heliosphere-application to CME-CME interaction, *arXiv preprint arXiv:0909.0534*, 2009.
- Martin, S., Livi, S., y Wang, J.: The cancellation of magnetic flux. II. In a decaying active region, *Australian Journal of Physics*, 38, 929–960, 1985.
- Moon, Y.-J., Dryer, M., Smith, Z., Park, Y., y Cho, K.: A revised shock time of arrival (STOA) model for interplanetary shock propagation: STOA-2, *Geophysical research letters*, 29, 28–1, 2002.

- Möstl, C., Temmer, M., Rollett, T., Farrugia, C. J., Liu, Y., Veronig, A. M., Leitner, M., Galvin, A. B., y Biernat, H. K.: STEREO and Wind observations of a fast ICME flank triggering a prolonged geomagnetic storm on 5–7 April 2010, *Geophysical Research Letters*, 37, 2010.
- Odstrcil, D., Riley, P., Linker, J., Lionello, R., Mikic, Z., y Pizzo, V.: 3-D simulations of ICMEs by coupled coronal and heliospheric models, in: *Solar Variability as an Input to the Earth's Environment*, vol. 535, pp. 541–546, 2003.
- Pearson, K.: X. On the criterion that a given system of deviations from the probable in the case of a correlated system of variables is such that it can be reasonably supposed to have arisen from random sampling, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 50, 157–175, 1900.
- Raga, A. C., Binette, L., Canto, J., y Calvet, N.: Stellar jets with intrinsically variable sources, *The Astrophysical Journal*, 364, 601–610, 1990.
- Rouillard, A., Odstrcil, D., Sheeley, N., Tylka, A., Vourlidas, A., Mason, G., Wu, C.-C., Savani, N., Wood, B., Ng, C., et al.: Interpreting the properties of solar energetic particle events by using combined imaging and modeling of interplanetary shocks, *The Astrophysical Journal*, 735, 7, 2011.
- Schwenn, R., Dal Lago, A., Huttunen, E., y Gonzalez, W. D.: The association of coronal mass ejections with their effects near the Earth, *Annales Geophysicae*, 23, 1033–1059, 2005.
- Sheeley, N., Walters, J., Wang, Y.-M., y Howard, R.: Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 104, 24 739–24 767, 1999.
- Smith, Z. y Dryer, M.: MHD study of temporal and spatial evolution of simulated interplanetary shocks in the ecliptic plane within 1 AU, *Solar Physics*, 129, 387–405, 1990.
- Solanki, S. K.: Sunspots: an overview, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 11, 153–286, 2003.
- Spiegel, E. y Zahn, J.-P.: The solar tachocline, *Astronomy and Astrophysics*, 265, 106–114, 1992.
- Srivastava, N.: Coronal Mass Ejections and Associated Phenomena, *Physics of the Sun and its Atmosphere*, 1, 193–214, 2008.
- Stix, M.: *The Sun: And Introduction*, Springer, 2004.
- Sturrock, P. A.: The role of eruption in solar flares, *Solar Physics*, 121, 387–397, 1989.

- Subramanian, P., Lara, A., y Borgazzi, A.: Can solar wind viscous drag account for coronal mass ejection deceleration?, *Geophysical Research Letters*, 39, 2012.
- Tappin, S.: The deceleration of an interplanetary transient from the Sun to 5 AU, *Solar Physics*, 233, 233–248, 2006.
- Tomczyk, S., Schou, J., y Thompson, M.: Measurement of the rotation rate in the deep solar interior, *The Astrophysical Journal Letters*, 448, L57, 1995.
- Török, T. y Kliem, B.: The evolution of twisting coronal magnetic flux tubes, *Astron. Astrophys.*, 406, 1043–1059, 2003.
- Török, T. y Kliem, B.: Confined and ejective eruptions of kink-unstable flux ropes, *The Astrophysical Journal Letters*, 630, L97, 2005.
- Tsurutani, B., Gonzalez, W., Lakhina, G., y Alex, S.: The extreme magnetic storm of 1–2 September 1859, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 108, 2003.
- Van Ballegoijen, A. y Martens, P.: Formation and eruption of solar prominences, *The Astrophysical Journal*, 343, 971–984, 1989.
- Vourlidas, A., Buzasi, D., Howard, R., y Esfandiari, E.: Mass and energy properties of LASCO CMEs, in: *Solar variability: from core to outer frontiers*, vol. 506, pp. 91–94, 2002.
- Vourlidas, A., Howard, R. A., Esfandiari, E., Patsourakos, S., Yashiro, S., y Michalek, G.: Comprehensive analysis of coronal mass ejection mass and energy properties over a full solar cycle, *The Astrophysical Journal*, 722, 1522, 2010.
- Vourlidas, A., Howard, R. A., Esfandiari, E., Patsourakos, S., Yashiro, S., y Michalek, G.: ERRATUM: Comprehensive analysis of coronal mass ejection mass and energy properties over a full solar cycle, *The Astrophysical Journal*, 730, 2011.
- Vourlidas, A., Lynch, B. J., Howard, R. A., y Li, Y.: How many CMEs have flux ropes? Deciphering the signatures of shocks, flux ropes, and prominences in coronagraph observations of CMEs, *Solar Physics*, 284, 179–201, 2013.
- Vršnak, B.: *Solar Flares: Observations and Theory*, *Solar Magnetic Phenomena*, pp. 27–56, 2005.
- Webb, D. F. y Howard, T. A.: Coronal mass ejections: Observations, *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 3–83, 2012.
- Wood, B., Wu, C.-C., Howard, R., Socker, D., y Rouillard, A.: Empirical reconstruction and numerical modeling of the first geoeffective coronal mass ejection of solar cycle 24, *The Astrophysical Journal*, 729, 70, 2011.

Woolfson, M.: The origin and evolution of the solar system, *Astronomy & Geophysics*, 41, 1–12, 2000.

Xie, H., Odstrcil, D., Mays, L., St Cyr, O., Gopalswamy, N., y Cremades, H.: Understanding shock dynamics in the inner heliosphere with modeling and Type II radio data: The 2010-04-03 event, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012), 117, 2012.

Zirin, H.: The mystery of the chromosphere, *Solar Physics*, 169, 313–326, 1996.