



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PROPAGACIÓN DE EYECCIONES DE MASA CORONAL RÁPIDAS Y SUS ONDAS DE  
CHOQUE EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

TESIS  
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE  
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:  
PEDRO CORONA ROMERO

DR. JUAN AMÉRICO GONZÁLEZ ESPARZA  
INSTITUTO DE GEOFÍSICA UNIDAD MICHOACÁN

DR. ERNESTO AGUILAR RODRÍGUEZ  
INSTITUTO DE GEOFÍSICA UNIDAD MICHOACÁN

DR. ALEJANDRO LARA SÁNCHEZ  
INSTITUTO DE GEOFÍSICA

MÉXICO, D. F. MARZO 2013



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.

---

## Agradecimientos

La elaboración del presente trabajo recibió apoyo del CONACyT y de la DGAPA-PAPIT.

Agradezco a tod@s mis amig@s, para quienes mi gratitud no tiene límites ni en tiempo ni en espacio. Puesto que estas dimensiones jamás podrán diluir nuestros fraternales lazos. Ustedes son como  $c$  o  $h$  o  $G$ : constantes, universales e imprescindibles.

Agradezco profundamente a los Drs. Verónica Ontiveros, Mario Rodríguez y Víctor de la Luz, puesto que más allá de su revisión y correcciones, han sido amigos leales. Cada vez que estoy con ustedes, procuro responder al gran regalo de su amistad.

Quiero agradecer especialmente al Dr. Ernesto Aguilar por ser un gran amigo, consejero y maestro a lo largo de mis estudios de posgrado. Simplemente no encuentro forma de expresarle mis agradecimientos.

Profundo agradecimiento le doy al Dr. José Valdés por brindarme el gusto de contarle como sinodal, a pesar de lo apretada de su agenda. También agradezco con profundidad los comentarios hacia este trabajo. Muchas gracias.

Le doy las gracias al Dr. Américo González por su todo lo que me ha brindado a lo largo de estos casi 7 años. Jamás tendré forma de retribuir todo lo que me ha dejado mi relación con él, tanto en términos personales como profesionales. Siempre estaré en deuda con él.

Mi familia, mis padres, hermanas y primos que siempre me han compartido su incansable amor y compañía. Mil gracias. A todas las personas que me muestran su afecto y apoyo acompañándome de distintas formas, les estoy profundamente agradecido. Mis prim@s y amig@s son fundamentales e imprescindibles.

*A Merari e Irekan, simplemente por estar ahí,  
como un principio del que todo nace,  
como un principio que es un fin en sí mismo.*



# Resumen

Las eyecciones de masa coronal (EMC) son manifestaciones de actividad solar que involucran la expulsión de grandes cantidades de masa y campo magnético de nuestra estrella. Las EMC se propagan en el medio interplanetario (IP) alterando sus condiciones. Las EMC rápidas, asociadas a ondas de choque interplanetarias, representan una amenaza potencial a la estabilidad del entorno magnético terrestre.

Debido al riesgo que representan para la estabilidad del clima espacial terrestre, el estudio de las EMC y ondas de choque IP es un aspecto crítico para la heliofísica. Es en este marco donde se localiza esta tesis, puesto que el objetivo de este trabajo es colaborar en el entendimiento de la física que rige la propagación de EMC rápidas y ondas de choque asociadas.

La tesis consta de siete capítulos: un capítulo introductorio que presenta una revisión bibliográfica del tema, cinco capítulos de investigación y un último capítulo de conclusiones. La investigación de este trabajo inicia explorando los posibles mecanismos que rigen el acoplamiento dinámico entre las EMC y el viento solar. A esto le sigue un estudio de los procesos físicos que se presentan en la propagación de EMC rápidas y ondas de choque IP y el impacto que la geometría tiene sobre la propagación de dichas ondas. Posteriormente, dada la importancia que tienen las ondas de choque tipo proa en el sistema EMC-onda de choque, este tipo de choques son examinados desde una perspectiva teórica. Finalmente, se presenta una descripción analítica para calcular la propagación de EMC rápidas y ondas de choque asociadas.

De los cinco capítulos que forman la investigación de este trabajo, tres de ellos son artículos publicados en revistas del SCI<sup>1</sup>, otro se trata de un artículo arbitrado en memorias en extenso y el restante es un manuscrito para ser enviado a una revista

---

<sup>1</sup>Science Citation Index. El SCI es una base de datos donde se recogen todas las contribuciones (artículos, editoriales, cartas, revisiones, discusiones, etc.) que se puedan publicar a las revistas de ciencia y tecnología indizadas por Thomson Reuters. [wikipedia.org]

---

especializada del SCI. Por esta razón, la discusión y los resultados de cada capítulo de investigación son relativamente independientes entre sí. Sin embargo, todos los capítulos abordan diferentes aspectos de la evolución de EMC rápidas y sus ondas de choque.

El Capítulo 1 presenta una revisión bibliográfica sobre las EMC, las ondas de choque interplanetarias y las condiciones del viento solar. Este capítulo se enfoca en las características de estas perturbaciones IP así como las técnicas utilizadas para su detección y rastreo.

El Capítulo 2 investiga los diferentes mecanismos para describir las fuerzas que afectan la propagación de las EMC en el medio IP, comparando diferentes modelos analíticos presentes en la literatura. Este capítulo es un manuscrito en preparación para una revista de investigación en el tema (p.e., *Journal of Geophysical Research*). El objetivo del estudio es entender las diferencias y similitudes de los mencionados modelos analíticos y las implicaciones en los estudios heliofísicos. Los resultados sugieren que el arrastre turbulento y el intercambio de momentum lineal son los procesos dominantes en la dinámica de las EMC rápidas en el medio IP.

El Capítulo 3 se basa en un artículo publicado en la revista *Journal of Geophysical Research* donde se estudia la evolución de las EMC rápidas y sus ondas de choque en el medio IP. Mediante simulaciones numéricas uni-dimensionales se desarrolla un estudio paramétrico para investigar las relaciones dinámicas entre las EMC, el material perturbado por el choque (funda) y el frente de choque. Posteriormente, estas relaciones dinámicas fueron caracterizadas y aproximadas a través de un modelo analítico nombrado “pistón-choque”. Aplicando el modelo pistón-choque es posible estimar la trayectoria de las EMC y sus choques.

El Capítulo 4 se basa en un artículo publicado en *Proceedings of the International Astronomical Union*. En el capítulo se discuten los efectos que la geometría tiene sobre la propagación de las ondas de choque IP. Se presenta también una extensión tri-dimensional del modelo pistón-choque para el caso de un choque tipo proa. Los resultados indican que esta extensión geométrica del modelo permite una mejor aproximación (cualitativa y cuantitativa) de la trayectoria de la onda de choque asociada a la EMC.

El Capítulo 5 se basa en un artículo publicado en la revista *Advances in Space Research*. Este capítulo desarrolla un nuevo modelo analítico MHD de una onda de choque estacionaria tipo proa para el caso del “campo alineado”. La motivación es proponer una descripción teórica de la estructura de la mangetofunda, ya que dicha estructura permite entender la relación dinámica inicial entre la EMC y su onda de choque. Este

---

modelo se puede aplicar al estudio de magnetosferas planetarias y estelares.

El Capítulo 6 se basa en un artículo publicado en la revista *Solar Physics* donde se presenta una extensión tridimensional del modelo pistón-choque que se emplea para estudiar cuatro eventos donde ondas de choque impulsadas por EMC que emitieron estallidos de radio tipo II. Para los cuatro eventos analizados, la trayectoria calculada de los choques reproduce la deriva de frecuencia de los estallidos de radio tipo II detectados por la nave espacial. Adicionalmente se encuentra que, para los cuatro eventos, las propiedades cinemáticas de las EMC están relacionadas con las fulguraciones asociadas y el viento solar ambiente.

Finalmente, el Capítulo 7 presenta un resumen de los resultados generales y las conclusiones del trabajo, que iluminan varios aspectos de las relaciones dinámicas que se presentan entre la EMC, la funda y su choque.





# Abstract

Coronal mass ejections (CME) are manifestations of solar activity involving the expulsion of large amounts of mass and magnetic field from the Sun. CMEs propagate through the interplanetary (IP) medium interacting with it and altering its conditions. Fast CMEs, associated with IP shock waves, represent a potential threat to the geomagnetic stability.

Due to the risk that CMEs and IP shock waves represent for the space weather stability, the study of these phenomena is a critical issue for heliophysics. It is within this framework that this dissertation is located; since its objective is to contribute to the understanding of the propagation of fast CMEs and associated shock waves.

The thesis work consists of seven chapters: an introductory chapter presents a review of the literature, five research chapters and a final concluding chapter. The research of this dissertation starts exploring the possible mechanisms to describe the dynamic coupling between CMEs and solar wind. This is followed by a study of both, the physical processes occurring during the propagation of fast CMEs and IP shock waves, and the impact of geometry on the propagation of shock waves. Subsequently, given the importance of the bow shocks at the initial stages of the system fast CME-shock wave, bow shocks are examined from a magneto-hydrodynamic perspective. Finally, gathering all the results, we present an analytical description to calculate the propagation of fast CME and associated shock waves.

Of the five chapters that make up this thesis work, three are research articles published in *SCI* journals<sup>2</sup>, another is a refereed proceeding and the last one is a manuscript in preparation to be sent to a specialized journal of the SCI. For this reason, the discussion and the results of each research chapter are relatively independent. However, all

---

<sup>2</sup>Science Citation Index is a database which gathers all contributions (articles, editorials, letters, reviews, discussions, etc..) that can be published to the science and technology journals indexed by Thomson Reuters. [wikipedia.org]

---

chapters deal with different aspects of the evolution of fast CMEs and its shockwaves.

Chapter 1 presents a review about the CME, IP shock waves and solar wind conditions. This chapter focuses on the characteristics of these perturbations of IP medium as well as the techniques used for their detection and tracking.

Chapter 2 investigates different mechanisms to describe the forces that affect the propagation of CMEs in IP medium by comparing different analytical models present in literature. This chapter is a manuscript in preparation for a research journal in the field (e.g., *Journal of Geophysical Research*). The aim of this study is to understand the differences and similarities of such analytical models and the implications on heliophysics studies. The results suggest that the turbulent drag and linear momentum exchange are the dominant processes in the CME dynamics through the interplanetary IP.

Chapter 3 studies the evolution of fast CMEs and shock waves in the middle IP and it is based upon an article published in the *Journal of Geophysical Research*. Using one-dimensional numerical simulations we develop a parametric study to investigate the dynamic relations between a CME, the material disturbed by the shock (sheath) and the shock front. Subsequently, these dynamic relations were characterized and approximate by an analytical model named “piston-shock”. The piston-shock model allows to estimate the trajectory of CMEs and their shocks.

Chapter 4 depart from a paper published in the *Proceedings of the International Astronomical Union*. The chapter discusses the geometric effects on the propagation of IP shock waves. The chapter also presents a tri-dimensional extension of the piston-shock model for a bow shock case. The results indicate that the tri-dimensional extension of the model allows better approximations (qualitative and quantitative) of shock trajectories associated with fast CMEs.

Chapter 5 is based on an article published in *Advances in Space Research*. This chapter develops a new MHD analytical model of a stationary shock wave for the “aligned field” case. The motivation is to propose a theoretical description for the mangetosheath structure, since this structure allows to understand the relationship between the CME initial dynamics and its associated shock wave. This model can be applied to study stellar and planetary magnetospheres.

Chapter 6 is based on an article published in the *Solar Physics* journal. This chapter provides a three-dimensional extension of the piston-shock model which is applied to study four events where shock waves, driven by CMEs, presented type II radio bursts. For the four events analyzed, the calculated trajectory of shocks approximates the

---

frequency drift of type II radio bursts detected by the spacecraft. Additionally, the CME kinematic properties showed relationships with the associated flare and the solar wind conditions.

Finally, Chapter 7 summarizes the overall results and conclusions of the dissertation. The results of this thesis work illuminate various aspects of the dynamic relationships present during the propagation of fast CMEs and associated shock waves.



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>III</b>
<b>Abstract</b>	<b>IX</b>
<b>1. Eyecciones de masa coronal y ondas de choque interplanetarias</b>	<b>1</b>
Introducción . . . . .	1
1.1. Eyecciones de masa coronal . . . . .	4
1.1.1. Inicio de una eyección de masa coronal . . . . .	6
1.1.2. Eyecciones de masa coronal rápidas . . . . .	15
1.2. Ondas de choque interplanetarias . . . . .	20
1.2.1. Formación de una onda de choque . . . . .	20
1.2.2. Efectos de las ondas de choque . . . . .	21
1.2.3. Propagación de una onda de choque . . . . .	21
1.2.4. Tipos de ondas de choque . . . . .	22
1.2.5. Detección y seguimiento de ondas de choque . . . . .	24
1.3. Preámbulo . . . . .	28
<b>2. Modelos analíticos de la propagación de EMC</b>	<b>31</b>
Introducción . . . . .	31

2.1. Fundamentos teóricos . . . . .	32
2.1.1. Fuerza de arrastre . . . . .	33
2.2. Modelos de propagación . . . . .	37
2.2.1. Modelos de fuerza de arrastre . . . . .	37
2.2.2. Modelos de conservación . . . . .	39
2.3. Estudio de caso . . . . .	41
2.3.1. Evento del 13 de mayo del 2005 . . . . .	41
2.3.2. Resultados . . . . .	44
2.4. Discusión . . . . .	48
2.5. Conclusiones . . . . .	50
<b>3. Estudio numérico y analítico de la evolución de EMC y choques: impulsión, desacoplamiento y decaimiento</b>	<b>51</b>
Introducción . . . . .	51
Resumen . . . . .	52
3.1. Numeric and analytic study of ICME and shock evolution: Driving, decoupling and decaying . . . . .	53
3.1.1. Introduction . . . . .	53
3.1.2. Numerical Model . . . . .	55
3.1.3. Analytical Model . . . . .	58
3.1.4. Parametric Study: Numeric and Analytic Results. . . . .	63
3.1.5. Study Case . . . . .	66
3.1.6. Discussion . . . . .	72
3.1.7. Conclusions . . . . .	73
<b>4. Evolución dinámica de ondas de choque interplanetarias impulsadas</b>	

## ÍNDICE GENERAL

---

<b>por EMC</b>	<b>75</b>
Introducción . . . . .	75
4.1. Ondas de choque y geometría . . . . .	76
4.1.1. Ondas de choque uni-dimensionales . . . . .	76
4.1.2. Ondas de choque no unidimensionales . . . . .	77
4.2. Dynamic evolution of Interplanetary Shock Waves driven by CMEs . .	77
Resumen . . . . .	78
4.2.1. Introduction . . . . .	78
4.2.2. CME-shock propagation . . . . .	80
4.2.3. Comparison with observations . . . . .	81
4.2.4. Summary . . . . .	82
<b>5. Un modelo estacionario de choque de proa para plasmas: el problema del obstáculo esférico</b>	<b>83</b>
Introducción . . . . .	83
Resumen . . . . .	84
5.1. A stationary bow shock model for plasmas: the spherical blunt obstacle problem . . . . .	84
5.1.1. Introduction . . . . .	85
5.1.2. The bow shock solution . . . . .	86
5.1.3. Sheath's density and velocity . . . . .	88
5.1.4. The bow shock standoff distance . . . . .	89
5.1.5. Sheath's attached region . . . . .	90
5.1.6. Sheath's detached region . . . . .	91
5.1.7. Sheath's magnetic field . . . . .	92

5.1.8. Sheath's temperature . . . . .	94
5.1.9. Results . . . . .	95
5.1.10. Conclusions . . . . .	103
5.1.11. Appendix . . . . .	104
<b>6. Propagación de EMC y ondas de choque asociadas con estallidos de radio tipo II. Un estudio analítico.</b>	<b>107</b>
Introducción . . . . .	107
Resumen . . . . .	108
6.1. Propagation of fast coronal mass ejections and shock waves associated with type II radio bursts emission. An analytic study . . . . .	109
6.1.1. Introduction . . . . .	109
6.1.2. CME propagation . . . . .	114
6.1.3. Shock propagation . . . . .	115
6.1.4. Study cases . . . . .	117
6.1.5. Discussion . . . . .	124
6.1.6. Conclusions . . . . .	129
6.1.7. Appendix . . . . .	129
<b>7. Conclusiones y resultados</b>	<b>131</b>
7.1. Resultados . . . . .	131
7.2. Conclusiones . . . . .	133
<b>A. Apéndices</b>	<b>135</b>
A.1. Plasmas . . . . .	135
A.2. Magnetohidrodinámica . . . . .	137



## ÍNDICE GENERAL

---

A.3. Ondas de plasma y MHD . . . . .	138
A.4. Condiciones de salto MHD . . . . .	140
A.5. Relaciones generales para ondas de choque . . . . .	140
<b>Referencias</b>	<b>143</b>



# Capítulo 1

## Eyecciones de masa coronal y ondas de choque interplanetarias

### Introducción

El viento solar (VS) se origina por la expansión libre de la atmósfera solar, resultado de las diferencias de presión entre las regiones superficiales del Sol y el medio interestelar. El VS es un plasma (ver A.1) compuesto principalmente por electrones, protones y trazas de iones más pesados (principalmente núcleos de helio). La baja densidad y alta temperatura del VS provocan que sus partículas rara vez colisionen, condición que lo dota de una alta conductividad y le permite llevar *congelado* el campo magnético solar. (Burlaga, 1984; Friedberg, 1987; Kivelson y Russell, 1995; Aschwanden, 2006)

En el VS se pueden distinguir dos tipos de parcelas: el viento lento y el rápido. A la altura de la órbita terrestre el VS lento se expande con una velocidad aproximada de  $450 \text{ km s}^{-1}$  y la temperatura promedio de protones(electrones) es de  $4 \times 10^4 \text{ K}$  ( $1.3 \times 10^5 \text{ K}$ ). Mientras que el VS rápido, a  $1UA$ , se registra con velocidades cercanas a los  $750 \text{ km s}^{-1}$ , con temperatura de protones(electrones) de alrededor de  $2.4 \times 10^5 \text{ K}$  ( $1 \times 10^5 \text{ K}$ ). Generalmente se observa que la densidad del VS lento es mayor a la del rápido.

La diferencia entre el VS lento y rápido es su respectivo origen. Mientras que el VS lento generalmente se asocia con regiones de campo magnético localmente cerrado (parte superior de los casquetes coronales), el VS rápido tiene origen en las regiones co-

ronales con campo magnético localmente abierto (hoyos coronales) (Kivelson y Russell, 1995).

La distribución de las parcelas de viento lento y rápido varía con la actividad solar. Sin embargo, en periodos de baja o moderada actividad, el VS lento es el dominante para bajas latitudes del sistema solar. En esta región se encuentra la eclíptica y, por lo tanto, la órbita de nuestro planeta. Por consiguiente, el VS lento es de particular interés para este trabajo, puesto que constituye el ambiente en donde, por lo regular, evolucionan los fenómenos que afectan a nuestro planeta. La tabla 1.1 muestra algunas características del viento solar medidas in-situ a la altura de la órbita terrestre o unidad astronómica<sup>1</sup> (1 UA) (Kivelson y Russell, 1995; Aschwanden, 2006).

Tabla 1.1: Propiedades del viento solar lento y rápido a 1 UA. (adaptada de Kivelson y Russell, 1995 y Schrijver y Siscoe, 2009a)

	Viento solar lento	Viento solar rápido
Velocidad de expansión	$400 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$	$700 - 900 \text{ km s}^{-1}$
Campo magnético	73 nT	73 nT
Densidad de Protones	$\sim 10 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$	$\sim 3 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$
Temperaturas <sup>†</sup>	$T_p = (4 \pm 2) \times 10^4 \text{ K}$ $T_e = (1.3 \pm 0.5) \times 10^5 \text{ K}$	$T_p = (2.4 \pm 0.6) \times 10^5 \text{ K}$ $T_e = (1.0 \pm 0.2) \times 10^5 \text{ K}$
Anisotropías <sup>‡</sup>	$T_i \simeq T_p$ $T_p$ es isotrópico $T_e > T_p$	$T_i \simeq (m_i/m_p)T_p$ $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$ $T_e < T_p$
Composición ( $He^{2+}/H^+$ )	1 – 30 %	$\sim 5 \%$
Velocidad del Sonido	$\sim 60 \text{ km s}^{-1}$	$\sim 120 \text{ km s}^{-1}$
Velocidad de Alfvén	$\sim 40 \text{ km s}^{-1}$	$\sim 70 \text{ km s}^{-1}$
Tiempo de arribo a 1 UA	$\sim 4 \text{ días}$	$\sim 2 \text{ días}$

<sup>†</sup>  $T_p$ ,  $T_e$  y  $T_i$  representan las temperaturas de protones, electrones y iones respectivamente.

<sup>‡</sup>  $T_{p\perp}$  y  $T_{p\parallel}$  corresponden a las temperaturas perpendicular ( $\perp$ ) y paralela ( $\parallel$ ) de protones respecto de la dirección del campo magnético interplanetario.

El VS inicia su expansión en la corona solar y, a partir de esta región, se acelera gradualmente hasta que, a una altura cercana a los  $18 R_{\odot}$  (aproximadamente  $0.08 \text{ UA}$ )<sup>2</sup>, su velocidad se torna súper magnetosónica (ver A.3) y casi-constante. Debido

---

<sup>1</sup>1UA =  $149.6 \times 10^6 \text{ km}$

<sup>2</sup>En este trabajo  $R_{\odot} = 6.955 \times 10^5 \text{ km} \approx 0.0465 \text{ UA}$  será la notación para referirnos a un radio solar.

---

a su alta conductividad, el VS arrastra el campo magnético coronal, el cual permea el medio IP y se diluye a lo largo de la expansión del VS (Kivelson y Russell, 1995; Aschwanden, 2006).

El VS puede describirse como un gas ideal politrópico, cuyo índice politrópico ( $\gamma$ ) varía con la distancia heliocéntrica. Por ejemplo, en la corona solar se tiene que  $\gamma \gtrsim 1$ , mientras que en el medio IP el valor de  $\gamma$  se puede asumir cuasi-constante (Meyer-Vernet, 2007) con un valor para los electrones de  $\gamma_e \approx 1.1 - 1.6$  y para protones  $\gamma_p \approx 1.4 - 1.6$  (Riley, Gosling, y Pizzo, 2001). Sin embargo, la descripción del VS a través de un gas estrictamente politrópico está limitada a unas cuantas UA puesto que, algunos estudios indican que, más allá de 9 UA los procesos turbulentos asumen un papel preponderante en la evolución cinética del plasma del VS (Lopez, 1987; Smith *et al.*, 2001; Richardson y Smith, 2003).

## Ciclo de manchas solares

La dinámica interna del Sol genera inversiones cíclicas de polaridad en el campo magnético solar que impactan de diversas formas las regiones superficiales y atmósfera de nuestra estrella, los patrones de corrientes del VS y la estructura del medio IP. Uno de los efectos más notorios de este ciclo magnético es el ciclo de *manchas solares*. Las manchas solares son regiones de convergencia o divergencia del campo magnético solar, cuya temperatura es menor que la de sus alrededores, razón por la cual aparecen como puntos oscuros en la fotosfera (luz visible). Las manchas solares están íntimamente ligadas a otras estructuras y fenómenos relacionados con la actividad solar.

Con un periodo de aproximadamente 11 años, el ciclo de manchas solares está asociado a la incidencia de perturbaciones en el medio IP y la configuración de la corona solar. La frecuencia y energía de los fenómenos derivados de la actividad solar se incrementa alrededor del máximo del ciclo de manchas solares y, durante este periodo, el campo magnético solar alcanza su mayor complejidad. La Figura 1.1 muestra cómo cambian los patrones de viento solar durante diferentes épocas del ciclo de manchas solares. A lo largo del mínimo del ciclo de manchas (lado izquierdo de la Figura 1.1C) aparece un cinturón de VS lento alrededor del ecuador solar y el VS rápido cubre todas las altas latitudes (regiones polares) (Figura 1.1A). Por otro lado, durante el máximo (lado derecho de la Figura 1.1C) se observa una estructura más compleja con parcelas de VS rápido y lento en todas las latitudes (Figura 1.1B).

Las variaciones en la actividad solar impactan en las propiedades físicas del VS y

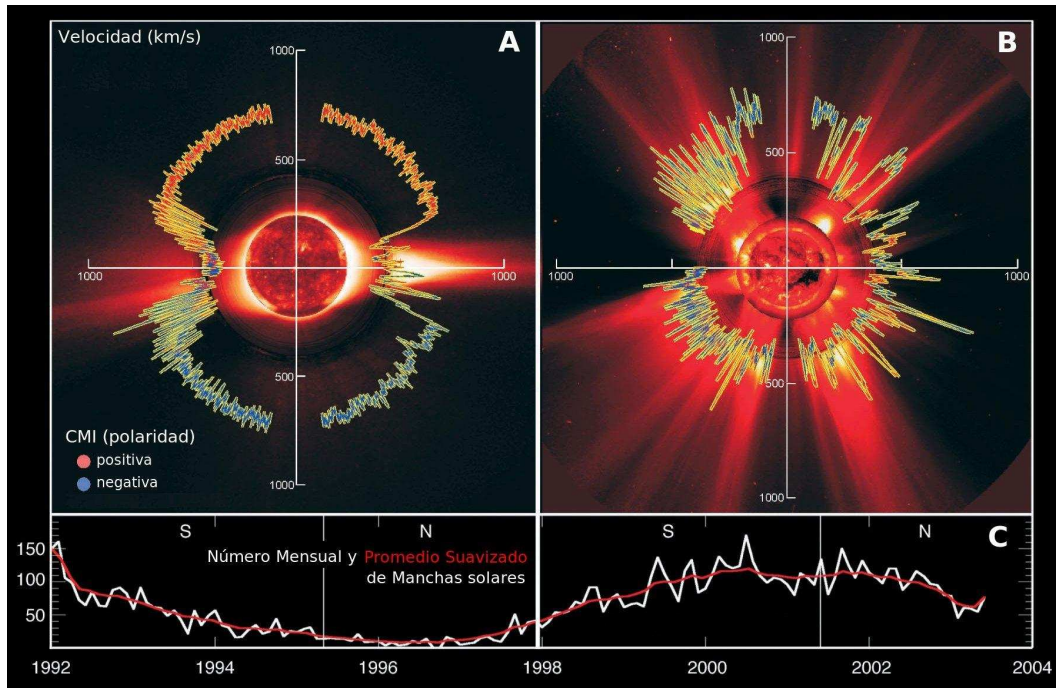


Figura 1.1: Perfiles de la velocidad del viento solar en función de la latitud heliosférica. Mediciones in-situ tomadas por la sonda espacial Ulysses durante dos fases: mínimo (A) y máximo (B) del ciclo de manchas solares (C). Nótese cómo varían los patrones de corrientes de VS en ambos casos (adaptado de [http://solarprobe.gsfc.nasa.gov/spp\\_imagegallery.htm](http://solarprobe.gsfc.nasa.gov/spp_imagegallery.htm)).

en la configuración del medio IP. Durante el mínimo del ciclo de manchas, la velocidad del VS y el campo magnético solar están altamente estructurados, puesto que el patrón de corrientes del VS se simplifica y el campo magnético es casi dipolar. Por otro lado, cerca del máximo del ciclo de manchas solares se aprecia una estructura más compleja en todas las latitudes, con parcelas alternantes de VS rápido y lento las cuales tienen campos magnéticos con diferentes polaridades e intensidades (ver Figura 1.1).

## 1.1. Eyecciones de masa coronal

Las eyecciones de masa coronal (EMC)<sup>3</sup>, son manifestaciones de la actividad solar y su incidencia está correlacionada con el ciclo de manchas solares (Schwenn *et al.*, 2006). Las EMC consisten en la inyección de grandes porciones de materia, energía y campo

<sup>3</sup>Las EMC también son llamadas por algunos autores eyecciones coronales de masa.

## 1.1 EYECCIONES DE MASA CORONAL

magnético de la atmósfera solar en el VS. Por lo regular, las EMC están asociadas a otro tipo de fenómenos solares como las fulguraciones, estallidos de partículas solares, estallidos de radio y ondas de choque<sup>4</sup> IPs (Forsyth *et al.*, 2006; Webb y Gopalswamy, 2006).

Una vez expulsadas de la corona solar, las EMC evolucionan e interaccionan con su entorno a lo largo de su propagación (Aschwanden, 2006). La Figura 1.2 muestra algunas características generales de las EMC. El panel A de la figura exhibe la frecuencia de EMC por día en función del tiempo, coincidiendo el máximo de incidencias con el máximo de manchas solares (2000-2002, ver Figura 1.1C). Mientras que los paneles B y C de la figura muestran algunas propiedades estadísticas de las EMC en la corona solar. Estos estudios señalan que la masa de una EMC oscila entre  $10^{11}$  y  $10^{15} kg$  (Figura 1.2C) y que sus velocidades iniciales se encuentran en el rango de  $100 - 2500 km s^{-1}$  (Figura 1.2B) (Hundhausen *et al.*; Vourlidas *et al.*, 2002).

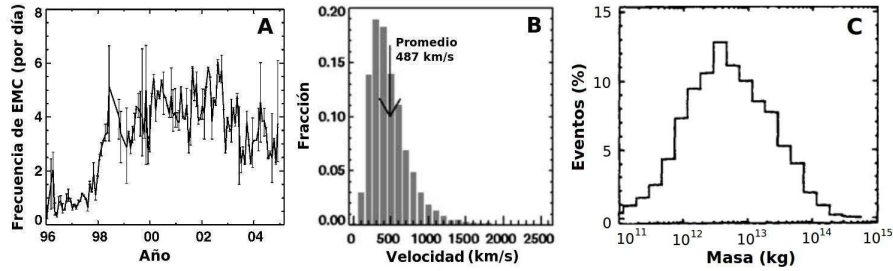


Figura 1.2: Observaciones de EMC hechas por SOHO/LASCO durante el periodo 1996-2005. A) Número de EMC por día. B) Distribución de las velocidades medidas por coronógrafos (velocidades aparentes) C) Histograma de la distribución de masa de EMC. (A y B adaptados de Schwenn *et al.* (2006) y C adaptado de Vourlidas *et al.* (2002))

### Detección

Las EMC pueden observarse (en longitudes de onda visibles) mediante coronógrafos. Los coronógrafos registran la densidad de la corona solar por medio de la dispersión Thompson proveniente de los electrones del plasma coronal. Las observaciones de coronógrafo cubren con relativa claridad el rango de  $2 - 32 R_{\odot}$ . Estas observaciones permiten conocer la posición, velocidad y masa de las eyectas (Vourlidas *et al.*, 2000, 2002). Todavía en las vecindades del Sol, las emisiones de radio pueden ser usadas para

<sup>4</sup>A lo largo de este trabajo se utilizarán indistintamente *onda de choque* y *choque*.

estimar la densidad y la temperatura de las EMC (Aschwanden, 2006). A distancias mayores, instrumentos como SMEI/Coriolis (Webb *et al.*, 2006) y HI/STEREO (Harrison *et al.*, 2009) son útiles para el seguimiento de perturbaciones en la densidad del VS. Estos instrumentos son capaces de registrar datos en aberturas angulares de hasta 360°.

La detección de EMC se puede realizar también a través de mediciones in-situ de las condiciones del medio IP. Estas mediciones son realizadas por las misiones espaciales ubicadas en distintas posiciones de la heliósfera. Otra opción para rastrear la posición y velocidad de EMC/choques interplanetarios es a través del estallido de radio tipo II asociado al evento (Reiner, Kaiser, y Bougeret, 2007; Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez, 2010). Finalmente, las perturbaciones de densidad en el MI pueden ser registradas por medio del centelleo interplanetario (CIP) (Manoharan, 2010), que permite aproximar los valores de la densidad, posición y velocidad de dichas perturbaciones.

Todas las técnicas mencionadas tienen uno o más problemas asociados como: errores de paralaje, incertidumbres asociadas y baja sensibilidad. Por ejemplo, la baja sensibilidad de SMEI hizo que solo pudiera registrar 39 de las 139 EMC que impactaron a la Tierra durante su primer año y medio de operación (Webb *et al.*, 2006). Otro ejemplo son las observaciones de coronógrafo, con el error asociado a una proyección bidimensional de un fenómeno tridimensional. Finalmente, el CIP registra variaciones en la densidad, que pueden estar asociadas a regiones de interacción de corrientes, propagación de ondas de choque o EMC.

En general no es posible combinar todas las técnicas para el rastreo sistemático de EMC, puesto que se presentan dificultades de índole técnico, casuístico, etc. Esta circunstancia lleva a que la mayoría de los estudios utilicen un número muy limitado de datos, que por lo regular se reduce a las vecindades del Sol y mediciones in-situ a 1 *UA*. Sin embargo existen trabajos que siguen la propagación de de EMC en el medio IP. Algunos ejemplos son los estudios de Manoharan (2006), Pohjolainen *et al.* (2007) y Bisi *et al.* (2010) que combinan múltiples técnicas como observaciones de coronógrafo, centelleo interplanetario, estallidos de radio tipo II y mediciones in-situ.

### 1.1.1. Inicio de una eyección de masa coronal

Las EMC, en general, se originan en zonas de la atmósfera solar llamadas *regiones activas* que se localizan en la parte superior de las manchas solares. Las regiones activas



están ligadas con la actividad magnética de nuestra estrella y aparecen como zonas inusualmente brillantes en imágenes ultravioletas (UV) y de rayos X de la corona solar.

### Regiones activas

En una región activa, el campo magnético coronal es intenso ( $\sim cT$ ) y está localmente cerrado. Esto se puede apreciar en el panel 1 de la Figura 1.3, donde se muestra un magnetograma. En este panel se observan “sumideros” (zonas negras) y “fuentes” (zonas blancas) del campo magnético asociado a la región activa. El panel 2 de la figura muestra una imagen en  $H\alpha$  (cromosfera) que exhibe altas concentraciones de  $H^+$  (zonas claras) que coinciden con la zona de las fuentes-sumideros de campo magnético. Finalmente, los paneles 3 y 4 de la Figura 1.3 exhiben imágenes UV y en rayos X de la corona solar; donde se aprecian los abrigantamientos formados por las arcadas de plasma, caliente y denso, que siguen las líneas de campo magnético cerrado de la región activa (Gopalswamy *et al.*, 2006).

### Fulguraciones

En las regiones activas, además de originarse las EMC, también se presenta otro fenómeno de importancia para la física espacial: las fulguraciones. Una fulguración se registra como un abrigantamiento local de la cromosfera observado en  $H\alpha$  y por el rápido aumento en la emisión de rayos X y UVs en escalas de tiempo que van desde algunos minutos hasta una hora (Schrijver y Siscoe, 2009b).

La Figura 1.4 muestra el abrigantamiento que ocurre durante una fulguración en el plasma de una región activa. El plasma está encerrado en la “cuerda” magnética (traducción de *flux rope*) y su abrigantamiento permite apreciar la topología de las líneas de campo magnético. Por lo regular este abrigantamiento se presenta en diferentes lugares de la región activa. (Schwenn *et al.*, 2006)

Las EMC y fulguraciones son dos manifestaciones de un mismo fenómeno subyacente: la reconexión magnética de los campos magnéticos solares. La reconexión magnética permite la liberación espontánea de energía almacenada en el campo magnético a través de cambios rápidos en la configuración de éste (Schrijver y Siscoe, 2009b).

La relación entre EMC y fulguraciones también abarca el marco empírico. Zhang *et al.* (2001); Zhang *et al.* (2004); Zhang y Dere (2006) y Gallagher, Lawrence, y Dennis (2003) han realizado estudios de cómo una EMC inicia su propagación y su relación con

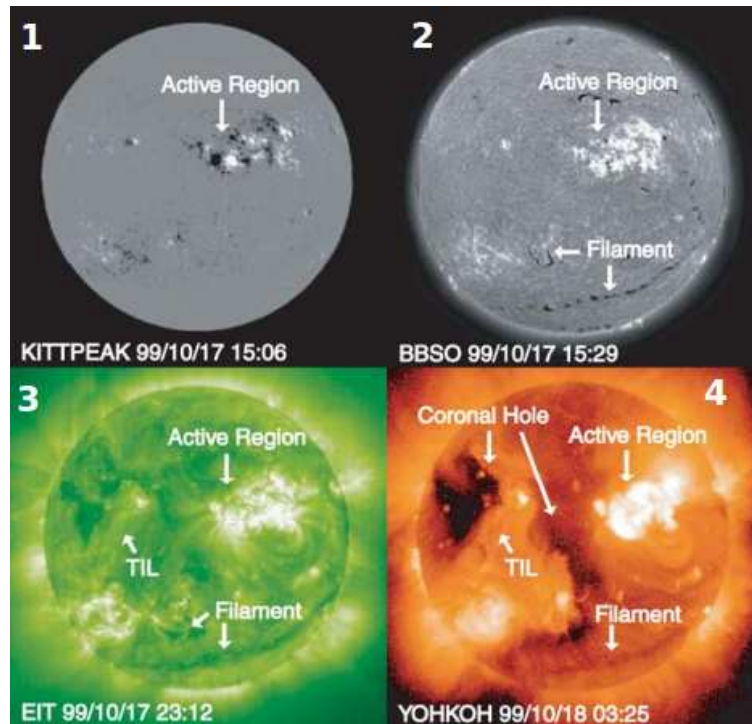


Figura 1.3: Ejemplos de estructuras de campo magnético solar de gran escala; como regiones activas (active regions) y filamentos (filaments) con campo magnético cerrado y hoyos coronales (coronal holes) con campo magnético abierto. Las imágenes muestran capturas del Sol durante octubre 17-18 de 1999 en 4 longitudes de onda: (1) un magnetograma longitudinal, (2) una imagen en  $H\alpha$ , (3) una imagen EUV (de extremo ultravioleta  $195\text{\AA}$ ) y (4) una imagen de rayos X suaves. (Adaptado de Gopalswamy *et al.* (2006))

la fulguración asociada (cuando existe). Estos estudios concluyen que el periodo donde se presenta un rápido aumento en la emisión de rayos X de la fulguración coincide con el lapso de tiempo en el cual la EMC adquiere, para todo fin práctico, su velocidad inicial de propagación.

La Figura 1.5 muestra un ejemplo de lo comentado en el párrafo anterior. En la figura se grafican las posiciones (panel A) y velocidades (panel B) medidas por medio de coronógrafo de la EMC registrada el 11 de junio de 1998. Sobrepuesto en el panel B, también se muestra el perfil de flujo de rayos X de la fulguración asociada a este evento. En el panel derecho de la figura se puede apreciar la notable concordancia entre la fase creciente del flujo de rayos X (línea continua) y el incremento en la velocidad de la EMC (+), periodo de tiempo que abarca de las 10:00 a las 10:30 horas.

## 1.1 EYECCIONES DE MASA CORONAL



Figura 1.4: Abrillantamiento del plasma (región oscura), encerrado en los campos magnéticos de una región activa, provocado por la fulguración del *Día de la Bastilla*, 14 de julio del 2000. La imagen está tomada a una longitud de onda de  $195\text{\AA}$  (EUV) y se muestra en colores invertidos. (Adaptado de Schwenn *et al.* (2006))

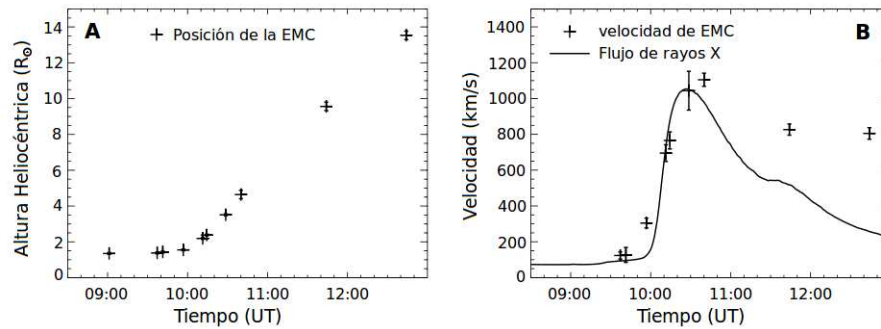


Figura 1.5: EMC del 11 de junio de 1998. (A) Altura heliocéntrica y (B) velocidad como funciones del tiempo. Los valores de la EMC están señalados por + con sus respectivas barras de error. La línea continua del panel B es el flujo de rayos X detectado por GOES en escala arbitraria. (adaptado de Zhang *et al.* (2001)).

### Velocidad inicial de una EMC

La expulsión y aceleración inicial de una EMC, i.e. el dotar de energía cinética a la EMC, parece tener un corto alcance, limitándose a unos cuantos radios solares ( $R_{\odot}$ ) (Vršnak *et al.*, 2004; Zhang y Dere, 2006). Sin embargo, no se tienen del todo comprendido los procesos que inician la propagación de una EMC. Existe un amplio espectro de modelos para describir cómo una EMC es inyectada al medio IP. Aschwanden (2006);

Forbes *et al.* (2006); Mikić y Lee (2006); Schrijver y Siscoe (2009b); Mittal y Narain (2010) hacen un revisión de muchos de éstos.

En lo que coinciden la mayoría de los modelos es que las regiones de la corona solar con intenso campo magnético son la principal fuente de energía de las EMC y que la reconexión magnética juega un papel importante. Hay estudios que sustentan esta afirmación. Por ejemplo, Vourlidas *et al.* (2000) después de hacer un análisis de las densidades de energía en la corona solar, concluye que el campo magnético coronal es el agente principal en la formación y expulsión de las EMC así como generación de fulguraciones. Debido a que la energía de una EMC y una fulguración proviene del campo magnético coronal, se puede esperar que la temprana evolución de ambos fenómenos esté relacionada.

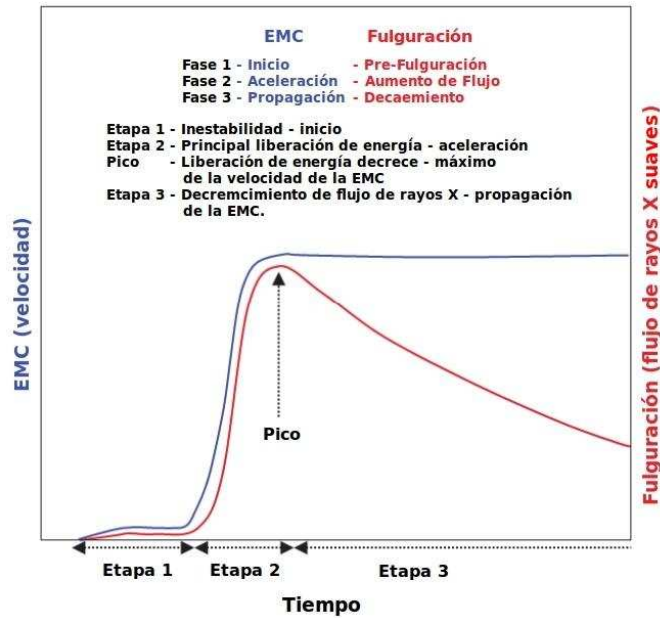


Figura 1.6: Esquema de la evolución de la velocidad de una CME (en la baja corona) y su relación con la evolución temporal de flujo de rayos X suaves de la fulguración asociada. La evolución de la EMC puede presentar tres etapas: inicio, aceleración y propagación; éstas corresponden a las etapas pre-fulguración, aumento de flujo y disminución de flujo respectivamente (adaptado de Zhang y Dere (2006)).

La conclusión del párrafo anterior es consistente con los resultados de Zhang y Dere (2006) y que se resumen en la Figura 1.6. La figura muestra un esquema de la evolución inicial de la velocidad de una EMC y la fulguración asociada. En la etapa

1 (pre-fulguración) se forma la estructura de la EMC e inicia lentamente su propagación. Mientras que en la etapa 2, se presenta la *aceleración principal* de la EMC que está asociada a la fase ascendente de la fulguración (un aumento repentino de los flujos de rayos X). Durante este intervalo se da la principal liberación de energía y la EMC adquiere casi su velocidad final de propagación. Finalmente, en la fase 3, la velocidad de la EMC sufre pocas alteraciones y el flujo de rayos X decae para regresar a los valores pre-fulguración. De esta forma, la duración de la fase 2 (aumento del flujo de rayos X de la fulguración) se puede utilizar como una aproximación al tiempo en el cual una EMC recibe su principal inyección de energía cinética. Es pertinente señalar que este resultado se debe de tomar con cuidado, puesto que Moon *et al.* (2004) muestran que lo anterior no necesariamente se cumple para todos los casos.

### EMC en la corona solar

Una de las formas tempranas para registrar una EMC es por medio de coronógrafos. La Figura 1.7 muestra una imagen de coronógrafo tomada por LASCO/SOHO (Domingo, Fleck, y Poland, 1995), donde las diferentes tonalidades se relacionan con la densidad de electrones (del plasma) siendo las zonas más claras las regiones con mayores densidades. En la figura se muestra una imagen característica de EMC en el limbo solar.

Aproximadamente el 30 % de las EMC vistas por LASCO parecen estar constituidas por tres elementos: (1) un cascarón externo (brillante), que es seguido por una (2) cavidad (región oscura) y, ubicado en el centro de la cavidad, se encuentra (3) un núcleo brillante (Gopalswamy *et al.*, 2006). En la Figura 1.7 (en la esquina inferior izquierda) se señalan los elementos de la estructura tripartita de una EMC en luz blanca. El cascarón puede estar formado por materia de la EMC y material coronal barrido por la eyección y se considera que la densidad de este material  $\sim 10$  veces la densidad del medio ambiente coronal. Por otro lado, el material de la cavidad es de menor densidad, pero posiblemente posee campos magnéticos mucho más intensos. Por su parte, al núcleo se le relaciona con material proveniente de la expulsión de una prominencia, que regularmente muestra una estructura de campos magnéticos helicoidales intensos (Kunow *et al.*, 2006; Schrijver y Siscoe, 2009b). Cabe señalar que la estructura anteriormente descrita no siempre es apreciable, debido a los errores de proyección asociados a las observaciones de coronógrafos.

A través de observaciones simultáneas de los coronógrafos de la misión STEREO (Keiser *et al.*, 2008), Thernisien, Vourlidas, y Howard (2009) han desarrollado una

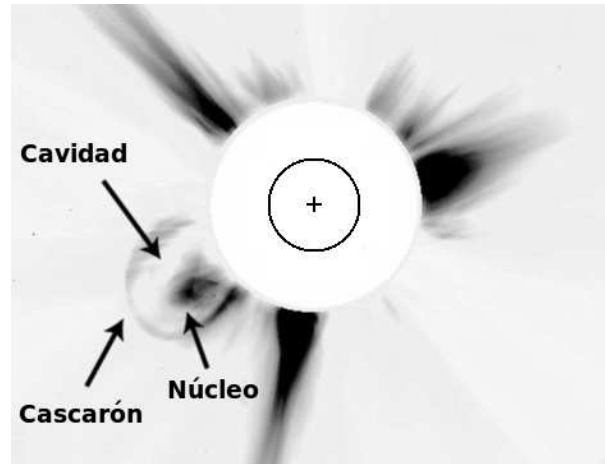


Figura 1.7: Estructura de una EMC vista en luz blanca (SOHO/LASCO). Se señalan el cascarón oscuro, la cavidad y el núcleo. La circunferencia negra indica la posición y tamaño del disco solar. La imagen fue tomada el 20 de diciembre de 2001 y se han invertido los colores. (adaptado de Gopalswamy *et al.* (2006))

técnica que les permite aproximar la forma de una EMC en las vecindades del Sol. En la Figura 1.8 se muestra la descripción de la geometría inicial de las EMC asociadas a cuerdas magnéticas. En la figura podemos apreciar que la parte frontal es adecuadamente descrita por un toroide circular, mientras que la parte trasera se deforma prolongándose hasta la superficie solar.

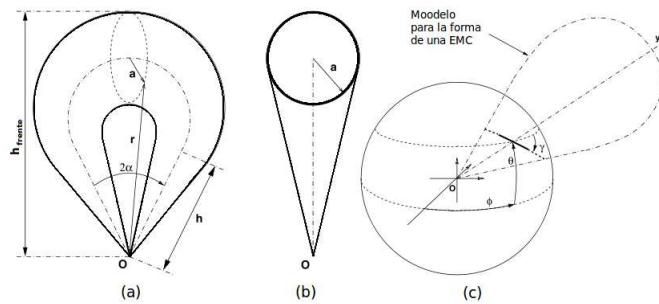


Figura 1.8: Representación del cascarón toroidal. (a) Vista general y (b) corte transversal. La línea segmentada es marca la parte central del cascarón. El origen  $O$  representa el centro del Sol. (c) Parámetros del modelo. La línea segmentada representa los límites del cascarón,  $\phi$  y  $\theta$  son la longitud y latitud, respectivamente y  $\gamma$  es el ángulo de inclinación respecto del eje de simetría del cascarón. (Adaptado de Thernisien, Vourlidas, y Howard (2009))

Cuando se implementa este modelo al estudio de eventos se obtienen resultados

## 1.1 EYECCIONES DE MASA CORONAL

---

como los que exhibe la Figura 1.9. Los paneles superiores (A y B) de la figura son las observaciones realizadas por los respectivos coronógrafos de la misión STEREO, en el lado izquierdo está el campo de visión de STEREO B y del lado derecho el de STEREO A. En los paneles inferiores, sobrepuestos a las observaciones, aparecen los resultados del modelo de Thernisien, Vourlidas, y Howard (2009). En el panel (C) se observa que el toroide tiene una dirección casi paralela a la dirección del observador; mientras que en el panel (D) la estructura prácticamente se propaga perpendicular a la línea de visión.

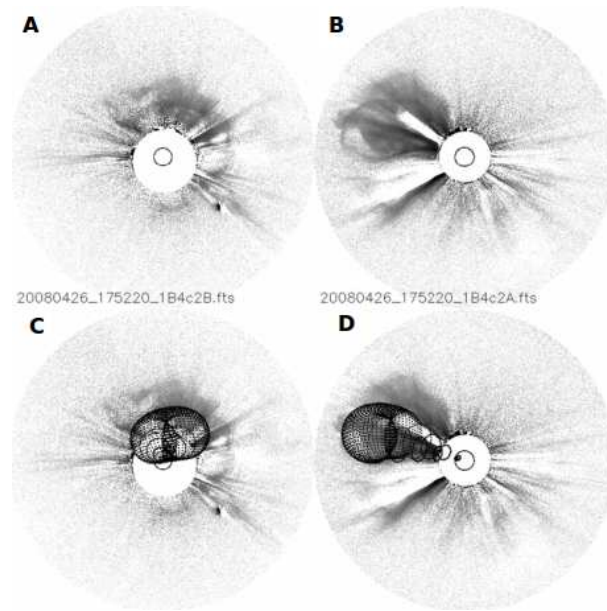


Figura 1.9: Estudio del evento del 26 de abril de 2008. Los paneles superiores (A y B) son las imágenes (en color invertido) de COR2-B y COR1-A correspondientes a las 17:52 TU. Los paneles (C y D) muestran las mismas imágenes con los resultados del modelo sobrepuestos. (Adaptado de Thernisien, Vourlidas, y Howard (2009))

### EMC en la órbita terrestre

Las EMC pueden ser directamente registradas en el medio interplanetario por misiones (sondas) espaciales. Estas sondas hacen mediciones in-situ del flujo de partículas y campo magnético del VS. Un problema importante es poder identificar el tránsito de una EMC en los registros in-situ, para esto se tiene un conjunto de propiedades físicas o *firmas* que distinguen a una EMC del VS ambiente. (Zurbuchen y Richardson, 2006)

Las firmas de las EMC son variadas y difícilmente se presentan simultáneamente. Las firmas más comunes que señalan el tránsito de una EMC en los registros in-situ son: alta concentración de partículas alfas (composición anómala), temperaturas anormalmente bajas de protones (posible expansión), densidades bajas (expansión), velocidad diferente a la del medio ambiente (muchas veces perfil de expansión), campo magnético superior al del VS ambiente; por mencionar las más comunes (Zurbuchen y Richardson, 2006). En general, cuando una EMC se desplaza con una velocidad super-magneto-sónica, estas firmas están precedidas por una onda de choque interplanetaria. La Tabla 1.2 lista algunas firmas asociadas al tránsito de EMC in-situ a 1 UA.

Tabla 1.2: Firmas in-situ de EMC a 1 UA. En el campo magnético (B), dinámica del plasma (P), composición del plasma (C) y partículas supratérmicas (S). (tomada de Zurbuchen y Richardson (2006))

Firma	Registro in-situ
B1: Rotación de B	$\gg 30^\circ$ , suave
B2: Intensificación	$> 10$ nT
B3: Mayor homogeneidad	
B4: Discontinuidad en las fronteras de la EMC	
B5: Nubes Magnéticas	$\beta < 1$ , ( $\beta = \frac{2nk_B T}{B^2/\mu_0}$ )
P1: Perfil de expansión	decrecimiento monótono de la velocidad del material de la eyecta
P2: Baja densidad	$\leq 1$ cm <sup>-3</sup>
P3: Baja temperatura de protones	
P4: Baja temperatura de electrones	$T_e < 6 \times 10^4$ K
P5: Desproporción en temperatura electrón-protón	$T_e \gg T_p$
C1: Aumento de núcleos de helio ( $\alpha$ 's)	He <sup>2+</sup> /H <sup>+</sup> $> 8\%$
C2: Aumento de ionización en oxígeno	O <sup>7+</sup> /O <sup>6+</sup> $> 1\%$
C3: Inusuales estados ionizados del hierro	
C4: Trazas de helio ionizado	He <sup>+</sup> /He <sup>2+</sup> $> 0.01\%$
S1: Flujos bidireccionales de electrones	
S2: Flujos bidireccionales de iones (MeV)	

En la Figura 1.10 se muestra una medición in-situ del paso de una EMC a 1 UA. El evento inicia con una onda de choque el 19 de marzo alrededor de las 12 horas señalada por la primera línea vertical (de izquierda a derecha) punteada del lado izquierdo.



El choque se caracteriza por el aumento súbito en todos los parámetros de plasma (velocidad, densidad y temperatura) y la magnitud del campo magnético. La región que le sigue al choque es la funda, cuyo tránsito dura cerca de 6 horas y, posteriormente, alrededor de las 18 horas del mismo día, la segunda línea indica el inicio del tránsito de la EMC. La última línea, a las 0 horas del 22 marzo, indica el final de la EMC.

Se puede observar, en la Figura 1.10, que las componentes del campo magnético  $B_y/B$  y  $B_z/B$  se asemejan a funciones coseno y seno, respectivamente. Este comportamiento sugieren que el campo magnético del material de la EMC posee una geometría helicoidal. También es claro que la magnitud del campo magnético ( $|B|$ ) exhibe un máximo en el centro de dicho material, región donde se registra un decremento abrupto en el valor de la  $\beta$  del plasma, indicando que los efectos magnéticos son dominantes en el desarrollo dinámico de este material.

Por otra parte, la magnitud de la velocidad de protones ( $V_p$ ) es monótona decreciente; nótese también que la densidad ( $N_p$ ) y temperatura ( $T_p$ ) de protones dentro de la EMC tienen valores menores respecto al viento solar ambiente. Estas últimas tres condiciones sugieren que la EMC se está expandiendo, expansión que parece estar sostenida, principalmente, por la presión magnética ( $\beta < 1$ ). Finalmente, en el panel inferior, se tiene la presión total ( $p$ ) (térmica y magnética); ésta muestra un aumento respecto del valor del VS ambiente en la región de la funda, mientras que en el material de la EMC crece suavemente hasta alcanzar un valor máximo, para después decrecer al valor del VS ambiente. Este valor “máximo” dentro del material de la EMC algunos autores lo relacionan con un “obstáculo magnético” (Russell, Jian, y Shinde, 2005).

### 1.1.2. Eyecciones de masa coronal rápidas

En este trabajo se entenderá por una EMC rápida a toda aquella eyección de masa coronal cuya velocidad exceda, cuando menos por una velocidad local magnetosónica, la velocidad del viento solar ambiente. Por su condición súper magnetosónica, una EMC rápida regularmente está asociada con un choque interplanetario. En general, las EMC no rápidas carecen de onda de choque asociada.

La Figura 1.11 muestra, esquemáticamente, la estructura más aceptada para una EMC rápida en el medio interplanetario. En la figura aparecen cuatro grandes regiones: (1) viento solar ambiente; (2) onda de choque (perturbación energética que precede a la EMC, línea negra); (3) funda (viento solar transformado por el choque); y (4) EMC (plasma anómalo y rápido inyectado al viento solar). Las flechas negras representan las

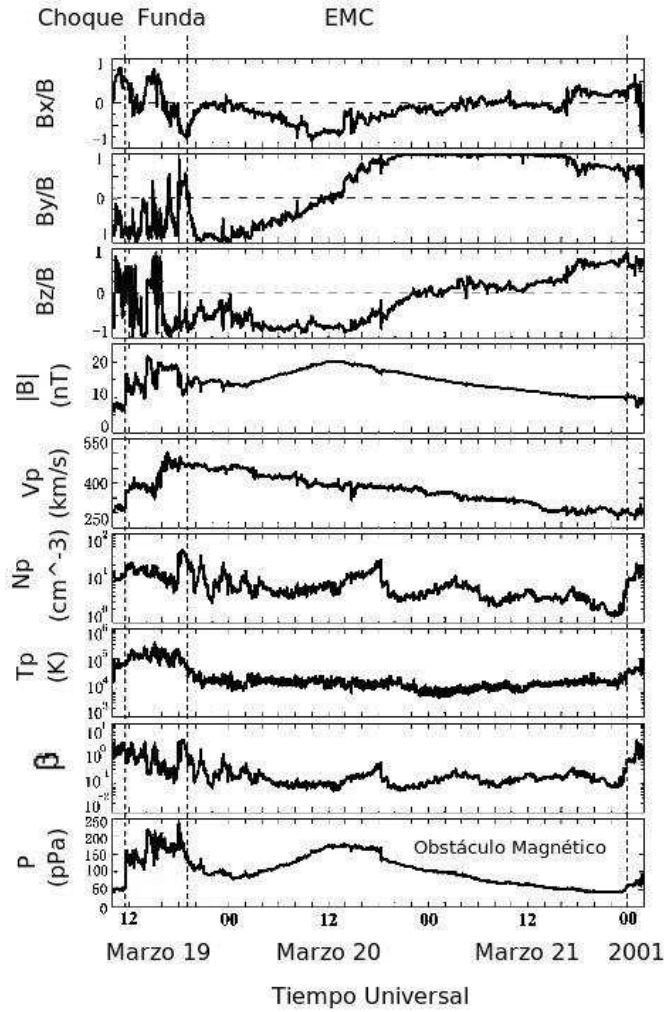


Figura 1.10: Observaciones de la misión Wind de una EMC a 1 UA. De arriba a abajo: cosenos directores del campo magnético interplanetario, magnitud del campo magnético, velocidad del VS, densidad de protones, temperatura de protones, beta del plasma y presión total. Se señalan la posición del choque (discontinuidad), el espacio que ocupan la Funda y la EMC (obstáculo magnético). (adaptado de Jian *et al.* (2006))

líneas de campo magnético del VS.

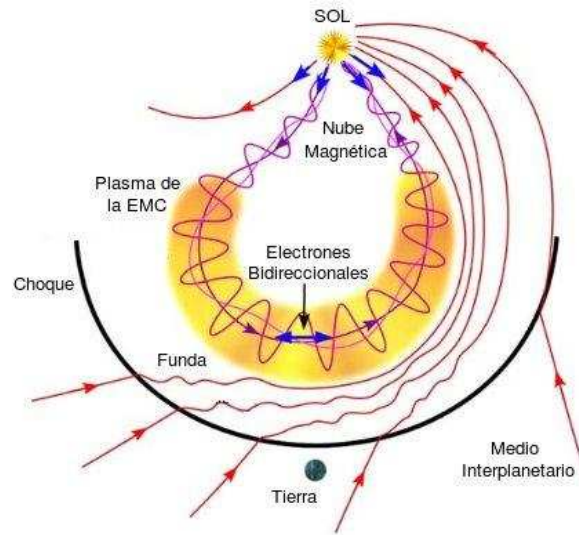


Figura 1.11: Esquema de la estructura de una EMC rápida. (adaptado de Zurbuchen y Richardson (2006))

### Propagación de EMC rápidas

La propagación de una EMC está afectada por diversos agentes dinámicos (Dryer, 1994). Cerca de la superficie solar los procesos magnéticos y térmicos condicionan las etapas iniciales. Mientras que los efectos inerciales y viscosos del VS se convierten en un factor importante para la propagación de las EMC para distancias mayores al punto súper-alfvénico ( $\sim 18R_{\odot}$ ) (Vršnak, Sudar, y Ruždjak, 2005; Vršnak, 2008). El peso específico de los agentes físicos definirán la evolución de la trayectoria de las EMC. Por consiguiente, para poder describir la propagación de las EMC es necesario entender los procesos físicos que la gobiernan.

La Figura 1.12 muestra la evolución heliocéntrica de la velocidad de 6 EMC-choques combinando observaciones de coronógrafo, CIP y mediciones in-situ. Los primeros puntos (hasta  $30 R_{\odot}$ ) corresponden a las observaciones de la velocidad de las EMC inferidas del análisis de las películas de los coronógrafos LASCO/SOHO (Domingo, Fleck, y Poland, 1995). Estos datos muestran que para velocidades menores a  $1000 km s^{-1}$  se presenta una propagación con una velocidad cuasi-constante y, en el caso de los tres eventos más rápidos, exhiben una clara desaceleración. Los siguientes puntos en la gráfica corresponden a las observaciones de CIP (alrededor de los  $80-100 R_{\odot}$ ), en donde se puede apreciar que las perturbaciones de densidad asociadas a la propagación

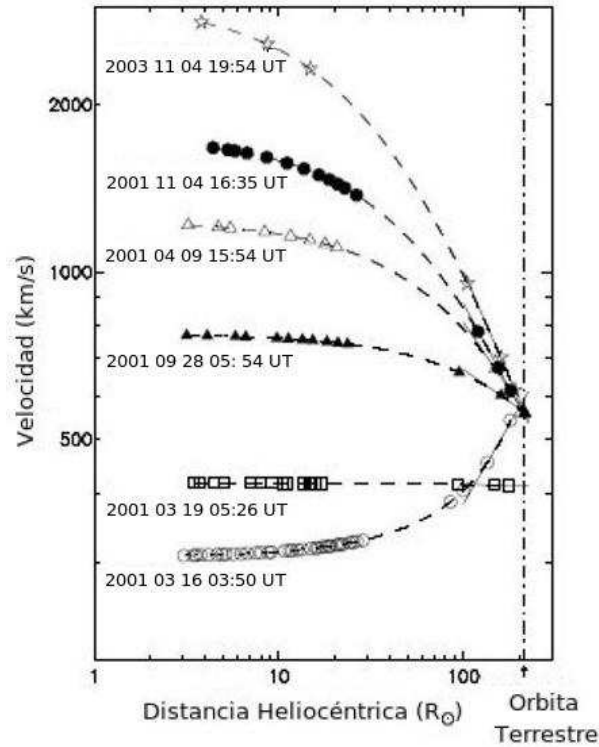


Figura 1.12: Evolución de la velocidad de EMC-choque en el medio interplanetario utilizando mediciones de coronógrafo, centelleo interplanetario e in-situ a 1 UA (adaptado de Manoharan (2006)).

de las EMC-choques con velocidades superiores a los  $500 \text{ km s}^{-1}$  se desaceleraron. La eyecta que se propaga a  $400 \text{ km s}^{-1}$  (aproximadamente la velocidad del VS) no presenta aceleración apreciable, mientras que la velocidad de la EMC más lenta ( $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ ) se acelera. Finalmente, la gráfica incluye puntos a 1 UA ( $215 R_{\odot}$ ) que corresponden a las observaciones in-situ. Posición donde se observa que las velocidades de todos los eventos tienden a un valor cercano a los  $500 \text{ km s}^{-1}$ , i.e. la velocidad del VS.

El estudio de Manoharan (2006) sugieren que se presentan dos etapas en la evolución del sistema EMC rápida y onda de choque asociado:

- baja aceleración, se alcanza una velocidad máxima que, en algunos casos, se mantiene por cierto tiempo.
- alta aceleración, cuyo valor es negativo para el caso de las EMC rápidas. En esta etapa la velocidad tiende al valor del viento ambiente.

Resultados similares son obtenidos separadamente por Pohjolainen *et al.* (2007) y Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez (2009). Mientras que Pohjolainen *et al.* (2007) estudian dos EMC rápidas combinando los tres tipos de observaciones utilizadas por Manoharan (2006), Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez (2009) lo hacen a través de aproximar la velocidad de la EMC/choque por medio del estallido de radio asociado a diferentes EMC rápidas.

En este punto es importante señalar que existen estudios acerca de la propagación de EMC con resultados diferentes. Por ejemplo, Gopalswamy *et al.* (2000); Gopalswamy *et al.* (2001) utilizan registros de coronógrafo y mediciones in-situ (1UA) para proponer un modelo para calcular tiempos de tránsito de EMC. En estos estudios se considera que una “aceleración efectiva” actúa sobre la EMC hasta una *distancia de cese*. Para distancias mayores a la *distancia de cese*, la velocidad de la EMC se mantiene constante.

La idea de Gopalswamy *et al.* (2001) es retomada y desarrollada por Reiner *et al.* (2005); Reiner, Kaiser, y Bougeret (2007); quienes estudiaron un conjunto de EMC-choques que produjeron emisiones de radio tipo II. En este estudio, analizando las emisiones tipo II y utilizando datos in-situ, los autores concluyen que la velocidad de la EMC posee dos etapas: (1) alta desaceleración que actúa hasta cierta distancia; seguida por (2) una propagación con velocidad constante. Sin embargo, no se hace una discusión acerca de la diferencia que existe entre la velocidad del choque (atribuible al análisis de los estallidos tipo II) y la velocidad de la EMC (datos de coronógrafo), esta diferencia puede llegar a ser importante de acuerdo a Corona-Romero (2009); Gonzalez-Esparza, Corona-Romero, y Aguilar-Rodriguez (2009).

De esta forma, se tienen los trabajos de Manoharan (2006); Pohjolainen *et al.* (2007); Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez (2009) cuyos resultados sugieren que las EMC rápidas (y sus choques) presentan una primera etapa en su velocidad, donde se alcanza un valor máximo para después desacelerarse gradualmente. Sin embargo, Reiner *et al.* (2005); Reiner, Kaiser, y Bougeret (2007) concluyen que las EMC rápidas inician su propagación desacelerándose hasta una distancia dada a partir de la cual la propagación de la CME es balística. Estos resultados son inconsistentes y posiblemente una interpretación diferente de los datos y resultados podría conciliar estas posturas. Sin duda se requieren más estudios para resolver este problema.

En lo que ambas perspectivas coinciden es en que las EMC rápidas sufren una desaceleración después de ser inyectadas al medio IP, desaceleración que está relacionada con la velocidad del VS. Desde hace algunos años se han desarrollado una serie de estudios concentrados en la desaceleración de las EMC rápidas entre el Sol y la Tierra, Forbes *et al.* (2006); Mikić y Lee (2006) hacen una revisión de algunos de ellos. La

mayoría de estos modelos tratan a la aceleración y desaceleración de las EMC como una interacción inercial (intercambio de momento) o viscosa (fuerza de arrastre) con el VS.

Entender la dinámica de una eyecta rápida y su choque a lo largo de su evolución nos lleva a poder predecir su arribo a la Tierra y prevenir sus efectos en el ambiente terrestre. Sin embargo, el problema de la propagación de las EMC rápidas es complejo, puesto que además de depender de las propiedades específicas de cada EMC, también dependerá de las propiedades y estructura del medio IP e, incluso de los efectos de la onda de choque asociada, valores que no se pueden conocer con certeza (Cho *et al.*, 2003; Wen, Filie-Maia, y Wang, 2007).

## 1.2. Ondas de choque interplanetarias

Una onda de choque es una perturbación energética que se propaga a través de un medio con velocidades superiores a las velocidades características del medio (Landau y Lifshitz, 2005b). En el caso particular de la heliofísica, las ondas de choque interplanetarias son perturbaciones altamente energéticas que se propagan a través del VS con velocidades súper magnetosónicas que alteran las condiciones del medio IP.

### 1.2.1. Formación de una onda de choque

Cuando una perturbación en un gas es suficientemente energética, el perfil de velocidad de la onda asociada a la perturbación se distorsiona gradualmente a una “onda empujada”. Tal distorsión cobra importancia cuando los gradientes de presión, densidad y temperatura provocan que los procesos disipativos del gas no sean despreciables. Cuando estas condiciones se presentan, la mencionada perturbación se ha convertido en una onda de choque y se propaga a velocidades superiores a la velocidad característica del medio.

En el caso de los gases neutros, el espesor de transición de una onda de choque es del orden de magnitud del camino libre medio de las partículas del gas (Landau y Lifshitz, 2005b). Mientras que en el caso de un plasma no colisional, este espesor es del orden de la longitud inercial de iones<sup>5</sup> (Treumann, 2009), que a la altura de la órbita

---

<sup>5</sup>La longitud inercial de iones se define como  $c/\omega_{pi}$ , con  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $\omega_{pi}$  la frecuencia de plasma del ión.

terrestre es  $\lesssim 10^{-3}R_{\odot}$ . Por lo tanto, desde una perspectiva macroscópica, las ondas de choque interplanetarias se puede asumir como discontinuidades que separan al fluido perturbado por el choque, del fluido no perturbado. En este trabajo adoptaremos esta visión y consideraremos a una onda de choque como una discontinuidad que separa a dos plasmas con características diferentes.

### 1.2.2. Efectos de las ondas de choque

Dado que la velocidad de una onda de choque es superior a la velocidad característica del medio, las modificaciones que una onda de choque produce al propagarse no pueden ser “asimiladas” por el medio. Esto hace que el material que no ha atravesado el choque (corriente arriba) posea características distintas a las del material que ya lo ha hecho (corriente abajo). Las principales diferencias entre el material corriente arriba (subíndice 1) y corriente abajo (subíndice 2) se reflejan principalmente en la presión térmica ( $p_2 > p_1$ ), la densidad ( $\rho_2 > \rho_1$ ), la velocidad ( $v_2 > v_1$ ) y en la entropía ( $S_2 > S_1$ ).

Para conocer cuantitativamente los efectos de una onda de choque sobre el plasma por el cual se propaga, se utilizan las condiciones de salto de la magneto hidrodinámica (MHD) o relaciones MHD de Rankine-Hugoniot. Éstas hacen uso de las ecuaciones de conservación MHD (ver Sección A.2), desde el marco de referencia del choque, para conocer las características del material corriente abajo a partir de los valores corriente arriba (ver Ecuaciones A.12).

Las ecuaciones de salto mencionadas pueden simplificarse a través de suponer al plasma un gas politrópico. Estas ecuaciones fueron deducidas, para el caso general, por Petrinec y Russell (1997). Las ecuaciones politrópicas de salto para plasmas, a diferencia de sus contrapartes hidrodinámicas, son complejas y requieren de amplia información de las condiciones corriente arriba del plasma. En particular la geometría presente entre el campo magnético y la velocidad del plasma condicionan de forma importante los resultados para este caso.

### 1.2.3. Propagación de una onda de choque

Las alteraciones que la onda de choque produce a lo largo de su propagación, aumentan la energía cinética e interna del plasma. Energía que proviene de la misma onda de choque y que se refleja en la gradual reducción de la velocidad de propagación del

choque, cuando el choque no tiene una fuente de energía externa. Por lo tanto, la onda de choque disipa su energía a través de acelerar, comprimir y calentar al plasma por el cual se propaga. Este proceso de disipativo hace que una onda de choque tienda, asintóticamente, a una perturbación MHD.

Dado su carácter disipativo, una onda de choque requiere inyección continua de energía para no decaer en una onda MHD. Esta condición permite dividir a las ondas de choque en dos clases: ondas de choque impulsadas (*driven shocks*) y ondas en decaimiento (*blast shocks*). Las ondas de choque impulsadas reciben energía de algún agente externo, lo cual les permite reponer la energía que ceden al ambiente. Por su parte, la energía de las ondas que decaen disminuye conforme el choque se propaga.

El estado energético de una onda de choque y las propiedades del medio por el cual se propaga condicionan las características de su propagación. Por ejemplo, mientras una onda impulsada puede mantener constante su velocidad de propagación, la velocidad de una onda que decae disminuye monótonamente.

Quizá los primeros estudios que resuelven cuantitativamente la propagación de ondas de choque fueron realizados por Sedov (1946) y Taylor (1950). Ellos, a través de análisis dimensional, resuelven la posición y la velocidad de un frente de choque que decae en un medio homogéneo. Posteriormente Cavaliere y Messina (1976) generalizan estos resultados tomando en cuenta la geometría del medio y la condición energética de la onda de choque (ver A, Sección A.5).

#### 1.2.4. Tipos de ondas de choque

Dada su complejidad, en el caso de la magneto hidrodinámica se pueden presentar diferentes tipos de ondas de choque. Éstos dependerán, principalmente, de las condiciones entre la velocidad del plasma y su campo magnético. La Tabla 1.3 muestra algunos tipos de ondas de choque MHD que se pueden presentar en un plasma y sus efectos en el material corriente abajo.

Las ondas de choque más comunes en los fenómenos heliofísicos son las rápidas, sin que esto excluya el resto de los casos. El panel izquierdo de la Figura 1.13 muestra un esquema de los efectos de las ondas de choque lentas y rápidas sobre las líneas de campo magnético. En la figura se aprecia que, para el caso de un choque rápido la intensidad del campo aumentará (aumenta la densidad de líneas de campo) y su dirección se alejará de la normal del choque ( $\hat{n}$ ). Por otra parte, en un choque lento la intensidad del campo disminuye (se distancian las líneas de campo) y el ángulo ( $\theta_{Bn}$ )



## 1.2 ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETARIAS

---

Tabla 1.3: Posibles tipos de ondas de choque MHD. De izquierda a derecha: choque, orientación del campo magnético y efectos en el material corriente abajo. (adaptada de Kivelson y Russell (1995))

Tipo de choque	Característica	Descripción
Cuasi-paralelo	$B_t \approx 0$ ( $\theta_{bn} < 45^\circ$ )	Campo magnético no sufre modificación.
Cuasi-perpendicular	$B_n \approx 0$ ( $\theta_{bn} > 45^\circ$ )	La presión del plasma y el campo magnético se incrementan.
Oblicuo rápido	$B_n \neq 0$ y $B_t \neq 0$	La presión del plasma y el campo magnético se incrementan; el campo magnético se aleja de la normal.
Oblicuo lento	$B_n \neq 0$ y $B_t \neq 0$	La presión del plasma se incrementa, mientras que el campo magnético decrece y se acerca a la normal.
Oblicuo intermedio	$B_n \neq 0$ y $B_t \neq 0$	Semi-rotación del campo magnético ( $180^\circ$ ) respecto al plano del choque; incremento en densidad de plasmas anisotrópicos.

Donde  $\theta_{Bn}$  se define como el ángulo que forman la dirección normal a la superficie del choque ( $\hat{n}$ ) y el campo magnético río arriba  $\vec{B}_1$ .

Los subíndices  $t$  y  $n$  indican las direcciones tangenciales y normales al frente de choque, respectivamente.

entre el campo magnético ( $\vec{B}$ ) y la normal ( $\hat{n}$ ) al frente de choque disminuye.

La orientación del campo magnético respecto de la onda de choque ( $\theta_{Bn}$ ) tiene un peso importante en los efectos de las ondas de choque MHD. Esto se ilustra en el panel derecho de la Figura 1.13. En la figura se aprecia que en un choque cuasi-paralelo se favorece el “rebote” de algunas partículas hacia la región corriente arriba, siguiendo la línea magnética por la que viajaban. Mientras que en el caso cuasi-perpendicular, la órbita de la partícula puede atravesar el frente de choque junto con la línea de campo magnético que está siguiendo. (Kivelson y Russell, 1995)

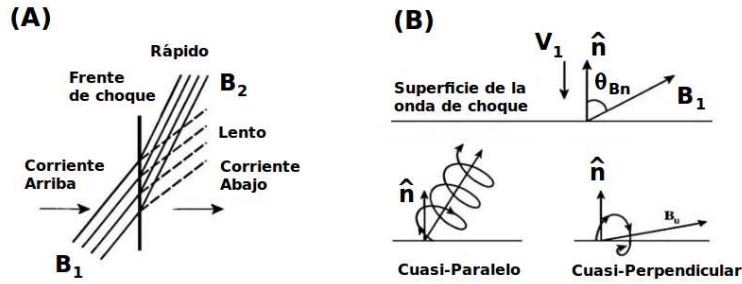


Figura 1.13: (A) Configuración del campo magnético para un choque rápido (líneas continuas) y para un choque lento (líneas segmentadas). En el caso de un choque rápido las líneas de campo se acerca (aumenta la magnitud del campo) y la dirección se aleja de la normal; mientras que en un choque lento las líneas se separan y se inclinan hacia la dirección normal. (B) Representación del ángulo  $\theta_{Bn}$  y de los choques cuasi-paralelos y cuasi-perpendiculares. Se muestra un esquema de las trayectorias de las partículas siguiendo las líneas de campo para cada caso. (Adaptado de Kivelson y Russell (1995))

### 1.2.5. Detección y seguimiento de ondas de choque

#### Detección en la corona solar

La detección de las ondas de choque se realiza a través de registrar sus efectos en la corona solar y el medio IP. Por ejemplo, la compresión producida por ondas de choque puede ser apreciada en la corona solar a través de observaciones de coronógrafo. Dichas observaciones fueron utilizadas por Ontiveros y Vourlidis (2009) para calcular la magnitud y orientación de los frentes de choque en las vecindades solares.

En la Figura 1.14 se muestra un ejemplo de la técnica mencionada. En el panel (A) de la figura aparece una imagen de coronógrafo en donde se señala el material de la EMC (negro). En el mismo panel se puede apreciar el medio ambiente comprimido por la onda de choque (gris oscuro) y el frente de choque separando a este material del medio ambiente. En el panel (B) se gráfica el perfil de densidad electrónica de la corona sin perturbar (línea segmentada) y el calculado a partir de la imagen del panel (A) (línea continua). En la figura aparece, a los  $8 R_{\odot}$ , un salto el perfil de densidad que corresponde al frente de choque.

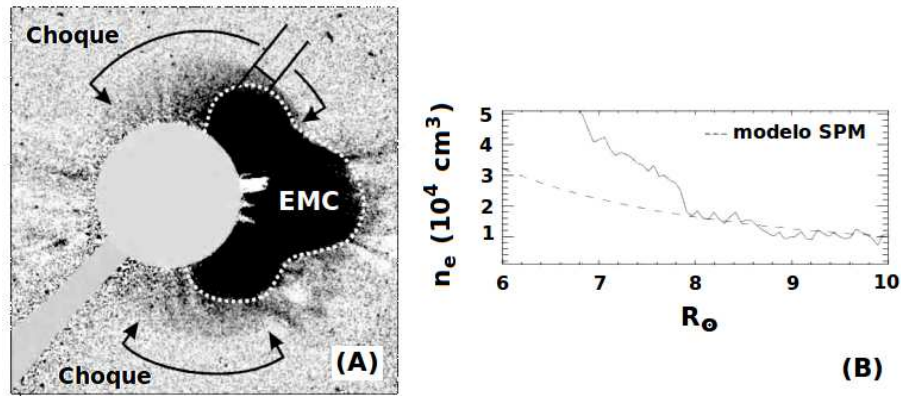


Figura 1.14: Evento del 6 de noviembre de 1997. (A) Firma de una onda de choque en una imagen de coronógrafo (en negativo). Las líneas paralelas (parte superior-central del panel) marcan el perfil con la firma mas clara del frente de choque. (B) Perfil de la densidad de electrones calculado (línea continua) y la corona de fondo de acuerdo al modelo de Saito, Poland, and Munro (1977) (línea segmentada). (Adaptado de Ontiveros y Vourlidis (2009))

### Seguimiento en el medio interplanetario

Los choques también pueden ser rastreados a través de los estallidos de radio, producidos por las perturbaciones del choque sobre los electrones del VS. Por ejemplo, Pinter y Dryer (1990) utilizan estallidos de radio tipo II y IV para estimar la trayectoria de ondas de choque asociadas a fulguraciones. La Figura 1.15 presenta uno de sus resultados para la evolución de velocidad de una onda de choque. De acuerdo a su análisis, la velocidad del choque inicialmente presenta una breve fase de velocidad constante (etapa de impulsión) seguida por una etapa de decaimiento que sigue la forma  $v \propto r^{-1/2}$  (ver sección A.3).

En los análisis de Pinter y Dryer (1990) la energía de la fulguración juega impuls a la onda de choque. La duración de la impulsión está aproximada mediante los estallidos de radio tipo IV. Por su parte, los estallidos de radio tipo II son empleados para estimar el valor de la velocidad del frente de choque; valor que es corroborado por medio de mediciones in-situ. Este estudio supone que la emisión de la frecuencia de plasma es estimulada por la propagación del choque a través del VS y que la onda de choque es conveccionada por el VS. Es importante señalar que los resultados de Pinter y Dryer son consistentes con las expresiones analíticas de Cavaliere y Messina (1976) para un ambiente cuya densidad decae como  $r^{-2}$ .

Similar al estudio anterior, Reiner, Kaiser, y Bougeret (2007) y Gonzalez-Esparza

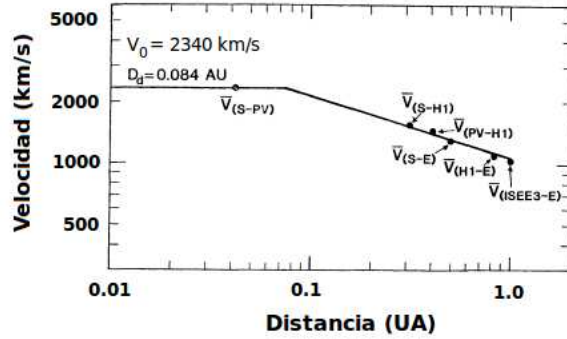


Figura 1.15: Evento del 13 de mayo de 1981. Velocidad de la onda de choque a lo largo de la dirección normal de la fulguración. La onda de choque muestra una corta etapa tipo pistón-choque (velocidad constante) de aproximadamente 1.5 hrs, después la velocidad decae como  $r^{-1/2}$ . La velocidad inicial del evento fue de aproximadamente  $2340 \text{ km/s}$ . (Adaptado de Pinter y Dryer (1990))

y Aguilar-Rodriguez (2010) analizan estallidos de radio tipo II para rastrear onda de choque asociadas a EMC rápidas. Estos estudios asocian a cada frecuencia del estallido (frecuencia del plasma) una posición supuesto un perfil de densidad del VS y, por tanto, las variaciones temporales de las frecuencias estarán asociadas a la velocidad de propagación del choque.

Reiner, Kaiser, y Bougeret presuponen un perfil de velocidad para la onda de choque, cuyos parámetros libres adapta para reproducir el estallido de radio asociado al evento. La Figura 1.16 muestra un ejemplo de un estallido de radio tipo II empleado por Reiner, Kaiser, y Bougeret en su análisis. El estallido aparece como un aumento en la potencia (coloración amarilla-rojiza) que sigue la línea gris marcada con la letra “H” que representa el ajuste que calculan para la emisión.

Por otro lado, Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez aproximan la velocidad de propagación del choque a través de la deriva de frecuencia del estallido. La Figura 1.17 muestra dos ejemplos de los análisis realizados por Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez. En los paneles de la figura aparecen datos de coronógrafo, CIP, mediciones in-situ y los resultados del análisis (rombos). En ambos casos, los resultados son cualitativamente consistentes con los datos asociados a cada evento.

Otra opción para rastrear perturbaciones generadas por las ondas de choque es el centelleo interplanetario. El CIP utiliza fuentes de radio puntuales para medir las propiedades de las perturbaciones en densidad que se propagan en el medio IP. Dichas perturbaciones inducen centelleo en la señal de las fuentes de radio observadas des-

## 1.2 ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETARIAS

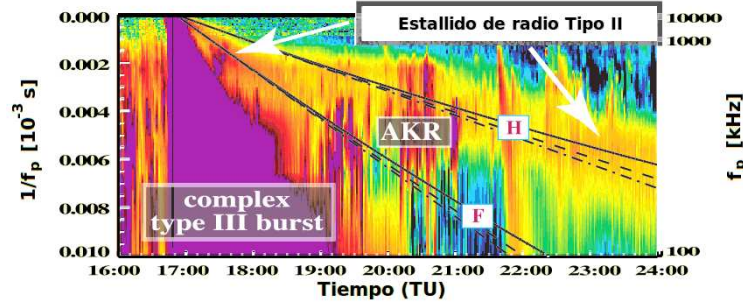


Figura 1.16: Espectro dinámico obtenido por wind/WAVES (Harten y Clark, 1995) del 13 al 15 de mayo del 2005. La figura muestra la emisión de radio tipo II decamétrica-kilométrica. El estallido tipo II se señala con flechas blancas, mientras que las letras “H” y “F” marcan la frecuencia del plasma y su primer armónico respectivamente. (Adaptado de Reiner, Kaiser, y Bougeret (2007))

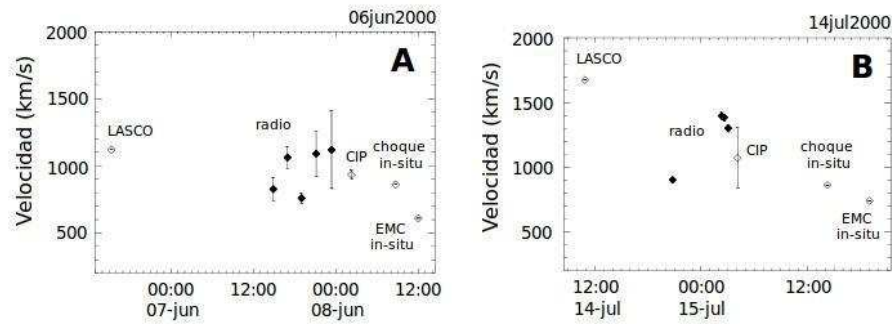


Figura 1.17: Evolución de la velocidad de EMC-choques en el medio interplanetario utilizando mediciones de coronógrafo (LASCO), centelleo interplanetario (CIP), estallidos de radio tipo II (rombos negros) e in-situ a 1 UA. (adaptado de Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez (2009)).

de la Tierra. Hay estudios que relacionan las características de este centelleo con las propiedades de la densidad y velocidad de la perturbación en densidad. Dichas relaciones pueden ser empleadas para rastrear la propagación de EMC y ondas de choque interplanetarias. Manoharan (2010)

### Detección en in-situ

Finalmente las ondas de choque pueden ser detectadas in-situ. Las misiones espaciales tienen instrumentos que permiten medir, en tiempo real, las características del VS con diferentes grados de sensibilidad y frecuencias de muestreo. La posibilidad de

conocer todos los datos del plasma permite calcular, con mucha certeza, la velocidad y orientación de la onda de choque. Lo cual se realiza a través de las ecuaciones de salto (ver A.4).

La Figura 1.18 es un ejemplo de un registro in-situ del tránsito de una onda de choque interplanetaria. En la figura se grafican la magnitud del campo magnético ( $|B|$ ) y de la velocidad ( $v$ ), la densidad ( $n_p$ ), temperatura ( $T_p$ ) y la entropía ( $S_p$ ) de protones y finalmente la presión total (térmica y magnética). En la figura se puede observar, al rededor de las 40 *hrs*, un aumento súbito en todos los valores del plasma, señalado por una línea vertical gris. Este es el momento en el que el frente de choque es detectado. Detrás de él, los valores del VS perturbado (funda) lentamente retornan a los valores pre-choque, señalados por una línea horizontal segmentada.

### 1.3. Preámbulo

Se han realizado múltiples esfuerzos para entender la propagación de las EMC y ondas de choque IP. Sin embargo, en la actualidad aún no se tiene claro la forma en que las EMC se originan en la corona solar, ni los mecanismos físicos que las expulsan de la corona y controlan su propagación en el medio IP. Tampoco se entiende con claridad el papel que juega una EMC rápida como impulsor de onda de choque en un plasma no colisional.

El objetivo de este trabajo es colaborar en la respuesta de estas interrogantes a través estudiar la física macroscópica de la propagación de EMC rápidas y ondas de choque asociadas. Esto se realizará a través de explorar algunos de los posibles mecanismos que acoplan dinámicamente a las EMC con el VS ambiente. Posterior a esto, se estudiarán los procesos físicos que se presentan en la evolución de una EMC rápida como impulsor de una onda de choque. Seguirán estudios acerca de la estructura de las ondas de choque MHD y del impacto de la geometría sobre la propagación de ondas de choque. Finalmente, se presentará un modelo analítico para describir la propagación de EMC rápidas y las ondas de choque asociadas, modelo que condensa los resultados de este trabajo.

### 1.3 PREÁMBULO

---

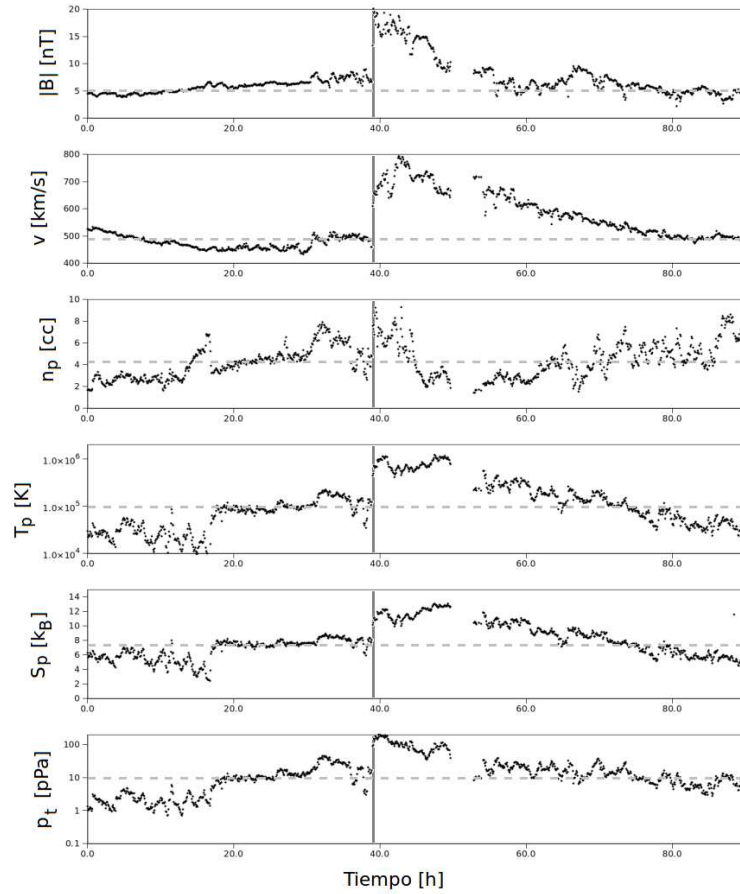


Figura 1.18: Registros del campo magnético, velocidad, densidad y temperatura de protones, entropía y presión total. El periodo de medición inició a las 00:00 del 3 y terminó a las 00:00 del 6 de abril del 2001. La línea gris vertical marca el arribo del choque; mientras que la línea horizontal segmentada señala los valores del medio ambiente. (Datos adquiridos en <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>)





# Capítulo 2

## Modelos analíticos de la propagación de EMC

### Introducción

Las EMC rápidas son fenómenos arduamente estudiados puesto que originan importantes perturbaciones en el clima espacial terrestre. El riesgo que representan para la estabilidad geomagnética ha impulsado el interés por predecir el momento y las características con las que una EMC arriba a la órbita de nuestro planeta. Una herramienta útil para esta tarea son los modelos analíticos.

A pesar de que en la literatura están presentes varios modelos empíricos y analíticos para aproximar la trayectoria de una EMC. Sin embargo, en la actualidad no se tiene claro el mecanismo físico que rige la propagación de las EMC a través del medio IP. Por lo tanto, es necesario investigar los mecanismos que rigen el acoplamiento dinámico que se presenta entre las EMC y el VS.

En este capítulo se estudian algunos de los posibles agentes físicos que dominan la propagación de las EMC, esto se realiza a través de modelos analíticos presentes en la literatura. En la primera sección se discuten los mecanismos físicos en los que se fundamentan los modelos empleados, haciendo especial énfasis en los mecanismos derivados de la fuerza de arrastre. En la segunda sección se presentan los modelos analíticos en un marco de notación homogénea, señalando sus similitudes y diferencias.

Posteriormente, en la tercera sección, se comparan los resultados de los modelos a través del análisis de una EMC rápida. Finalmente se discutirán los resultados y se presentan las conclusiones.

## 2.1. Fundamentos teóricos

Desde una perspectiva teórica, la propagación de las EMC puede describirse a través del principio de conservación del momento lineal. Si se considera constante la masa inicial de la EMC ( $M_{cme0}$ ), la aceleración del centro de masa de la EMC ( $a_{cme}$ ) puede ser expresada como:

$$M_{cme0}a_{cme}^i = - \oint_{\Sigma} \tau^{ij} ds_j + f^i, \quad (2.1)$$

con  $\tau^{ij}$ ,  $f^i$  y  $ds_j$  el tensor de esfuerzos, las fuerzas de cuerpo y el vector diferencial de superficie, respectivamente. La Ecuación (2.1) expresa la aceleración de las EMC a través de las fuerzas de cuerpo y los efectos de los esfuerzos que actúan sobre la superficie ( $\Sigma$ ) de la EMC. Por su parte,  $\tau^{ij}$  está definido por:

$$\tau^{ij} = \rho v^i v^j + \left[ p + \frac{B_l B^l}{2\mu_0} \right] g^{ij} - \eta \left[ \nabla^i v^j + \nabla^j v^i - \frac{2}{3} g^{ij} \nabla_l v^l \right] - \frac{B^i B^j}{\mu_0}. \quad (2.2)$$

Donde  $\rho$ ,  $v^i$ ,  $p$ ,  $B^i$ ,  $\eta$  y  $g^{ij}$  son los valores locales de la densidad, el vector velocidad, presión térmica, campo magnético, coeficiente de viscosidad dinámica y el tensor métrico, respectivamente Landau y Lifshitz (2005b,a). Las Ecuaciones 2.1 y 2.2 están expresados en notación indicial y los índices  $i$ ,  $j$  y  $l$  corren sobre las coordenadas esféricas  $r$ ,  $\theta$  y  $\phi$ .

Una solución directa de las Ecuaciones (2.1) y (2.2) requiere de esfuerzos considerables; sin embargo, las condiciones del medio IP permiten simplificar la Ecuación (2.2). Primeramente, debido a que los efectos gravitatorios y electrodinámicos decaen rápidamente con la distancia, las fuerzas de cuerpo pueden ser despreciadas (Chen y Krall, 2003; Vršnak, Sudar, y Ruždjak, 2005). Por otro lado, dada la naturaleza súper magnetosónica de la expansión del VS, los efectos de la presión térmica ( $p$ ) y magnética ( $B^2/2\mu_0$ ) pueden ser ignorados, debido a que son opacados por los efectos cinemáticos ( $\rho v^i v^j$ ). Finalmente, la fuerza gravitatoria pueden ser descartada pues su importancia se limita a solo algunos radios solares (Vršnak, Sudar, y Ruždjak, 2005). Por lo tanto, en el medio IP, las ecuaciones (2.1) y (2.2) pueden reducirse a:

$$M_{cme0}a_{cme}^i \approx - \oint_{\Sigma} \left[ \rho_{sw} v^i v^j - \eta \left( \nabla^i v^j + \nabla^j v^i - \frac{2}{3} \nabla_l v^l g^{ij} \right) \right] ds_j, \quad (2.3)$$

## 2.1 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

---

con  $\rho_{sw}$ ,  $\eta$  la densidad y viscosidad del VS y  $v^i = v_{cme}^i - v_{sw}^i$  la velocidad relativa EMC-VS. De esta forma, a partir del punto súper magnetosónico ( $r \approx 18R_\odot$ ), los términos dominantes en la Ecuación (2.2) serán los relacionados con los flujos de momento lineal ( $\rho_{sw}v^iv^j$ ) y viscosidad ( $\eta [\nabla^iv^j + \nabla^jv^i - \frac{2}{3}g^{ij}\nabla_lv^l]$ ).

Diversos estudios empíricos sustentan la aproximación descrita por la Ecuación (2.3). Por ejemplo, es ampliamente aceptado que la aceleración promedio de una EMC depende de la velocidad relativa EMC-VS (Gopalswamy *et al.*, 2000). Adicionalmente, observaciones en el medio IP indican que EMC cuya velocidad es inferior(superior) a la velocidad del VS sufren de una aceleración(desaceleración) a lo largo de su propagación (Manoharan, 2006; Pohjolainen *et al.*, 2007). Incluso es aceptado que la propagación de EMC puede ser adecuadamente descrita a través de simulaciones numéricas hidrodinámicas (HD), si se consideran distancias heliocéntricas superiores al punto súper-magneto-sónico (González-Esparza *et al.*, 2003c).

Debido al carácter cinemático-viscoso de la Ecuación (2.3), los modelos analíticos que describen la propagación de EMC se pueden clasificar en dos categorías:

1. *Conservación de momento*: suponen que son los flujos de momento y de masa los procesos dominantes en la interacción EMC-VS, son representados por el primer término del lado derecho en la Ecuación (2.3).
2. *Fuerza de arrastre*: consideran un acoplamiento viscoso entre la EMC y el VS, descritos por medio del segundo término del lado derecho en la Ecuación (2.3).

En el caso de los modelos de conservación de momento, una EMC rápida(lenta) se desacelera(accelera) al reducir(incrementar) su inercia por medio de los flujos de momento lineal con el VS ambiente. Mientras que en los modelos de fuerza de arrastre el acoplamiento dinámico está determinado por las circunstancias de la EMC y el VS. Por tal motivo, este tipo de modelos se deben de abordar por casos, que a continuación se discuten.

### 2.1.1. Fuerza de arrastre

Los modelos de *fuerza de arrastre* describen el acoplamiento EMC-VS a través de una interacción viscosa y suponen, implícitamente, que el VS posee viscosidad dinámica. Esta suposición sin duda es discutible; sin embargo, ha permitido explicar algunos

fenómenos heliofísicos. Ejemplos son las asimetrías en la ionosfera de Venus (Pérez-de-Tejada, 2008), la erosión en las regiones polares de la ionosfera de Marte (Pérez-de-Tejada *et al.*, 2009) y la súper rotación de la atmósfera de Venus (Lundin *et al.*, 2011). Por consiguiente, a lo largo de este trabajo, se supondrá que el VS presenta efectos que se pueden interpretar macroscópicamente como viscosidad.

La viscosidad es un fenómeno que se presenta cuando la fricción entre las partículas del fluido y la conducción térmica de éste transforman la energía cinética del fluido en calor. Además de disipar energía cinética, la viscosidad tiende a equiparar la velocidad de un fluido con la de una frontera dada. En el caso específico de un obstáculo inmerso en un fluido viscoso, la viscosidad tiende a anular la de velocidad relativa obstáculo-fluido (Landau y Lifshitz, 2005b). Dicho decremento en la velocidad relativa se puede interpretar como una *fuerza de arrastre* que el fluido provoca sobre el obstáculo para equiparar las velocidades de ambos.

Dependiendo de los valores particulares de  $\rho_{sw}$ ,  $v$  y  $\eta$ , la Ecuación (2.3) puede ser simplificada. Esto se hace aproximando los efectos de los términos viscosos a través de los diferentes regímenes dinámicos que gobiernan el acoplamiento de un fluido viscoso y un objeto inmerso en él. Un parámetro para distinguir el régimen en el que tal interacción se encuentra es el *número de Reynolds* ( $\Re$ ):

$$\Re = \frac{\rho v \ell}{\eta} = \frac{2R_{cme} \rho_{sw}}{\eta} |v_{cme} - v_{sw}|, \quad (2.4)$$

donde  $\rho$ ,  $v$  y  $\ell$  son los valores característicos de la densidad, velocidad y longitud. En el caso de una EMC inmersa en el VS, dichos valores estarían dados por la densidad del VS ( $\rho_{sw}$ ), la velocidad relativa EMC-VS ( $v_{cme} - v_{sw}$ ) y el espesor de la EMC a lo largo de su dirección de propagación ( $2R_{cme}$ ), respectivamente. El valor de  $\Re$  compara el impacto de los efectos cinemáticos-geométricos y viscosos en la dinámica del fluido. La importancia de los efectos viscosos aumenta conforme el valor de  $\Re$  decrece ( $\Re < 1$ ). Si por el contrario  $\Re \gg 1$ , se tendrá que los efectos cinemáticos serán los dominantes.

La fuerza de arrastre se puede expresar como  $f = -C_D \rho \ell^2 |v|v$ , donde el factor de proporcionalidad  $C_D$  se le conoce como coeficiente de arrastre. En el caso general,  $C_D$  es función de  $\Re$  y exhibe tres importantes regiones. Estas tres regiones son descritas a través de los *regímenes lineal*, *cuadrático* y *turbulento*, donde  $C_l \propto \Re^{-1}$  (línea continua),  $C_c \propto \Re^{-1/2}$  (línea segmentada) y  $C_t \approx cte$  (línea punteada-segmentada), respectivamente (Landau y Lifshitz, 2005b). Landau y Lifshitz (2005b)

La Figura 2.1 muestra datos experimentales de  $C_D$ , como función de  $\Re$ , calculados para una esfera inmersa en un fluido viscoso. En la figura se observan las tres diferentes

## 2.1 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

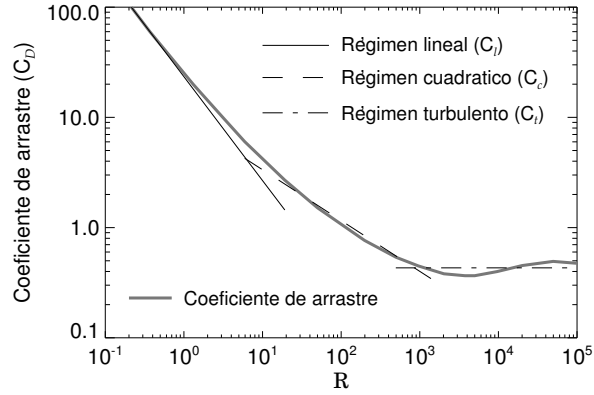


Figura 2.1: Valores experimentales de  $C_D$  (línea gris) como función de  $\Re$  calculados para una esfera. Las líneas negras representan las aproximaciones de cada uno de los tres regímenes dinámicos: arrastre lineal, arrastre cuadrático y arrastre turbulento. Adaptada de Landau y Lifshitz (2005b)

regiones aproximadas por líneas negras (regímenes dinámicos). De izquierda a derecha, una primera región donde el  $C_D$  decrece rápidamente, seguida por una etapa donde se atenúa este decremento y, por último, la región donde el coeficiente de arrastre adquiere un valor relativamente constante. Es importante señalar que el valor de  $C_D$  decrece de forma significativa conforme el valor de  $\Re$  se incrementa, indicando que los efectos viscosos pierden importancia dinámica. De tal forma que el rango de valores del coeficiente de arrastre cada régimen dinámico es característico.

### Régimen lineal

En el régimen lineal, dado que el número de Reynolds es pequeño ( $0 \leq \Re < 1$ ), los efectos viscosos sobrepasan a los cinemáticos. Esto permite considerar al obstáculo y al fluido en un estado estacionario y a este último fluyendo laminarmente alrededor del obstáculo. En consecuencia, el coeficiente de arrastre puede ser expresado como  $C_l = k_\ell/\Re$ , puesto que  $\Re$  es constante. Por lo tanto, en el régimen lineal la Ecuación (2.3) se puede reescribir como:

$$M_{cme0} a_{cme}^i = -\eta k_\ell (v_{cme}^r - v_{sw}^r), \quad (2.5)$$

con  $k_\ell = k_\ell(R_{cme})$  un factor de proporcionalidad.

Conforme el valor de  $\Re$  aumenta, los efectos cinemáticos cobran importancia invalidando las condiciones de estacionaridad y laminaridad. Cuando el valor del número

de Reynolds es suficientemente grande ( $\Re \gg 1$ ), los efectos cinemáticos no son despreciables, condición que finaliza la validés del régimen lineal.

### Régimen cuadrático

En el régimen cuadrático ( $10 < \Re < 10^3$ ), dado que la viscosidad es pequeña comparada con la inercia del fluido, el fluido puede ser considerado ideal ( $\eta = 0$ ), salvo en una pequeña región alrededor del obstáculo llamada capa límite. Dentro de la capa límite, de espesor  $\sim \ell/\sqrt{\Re}$ , se presenta la interacción viscosa obstáculo-fluido que deriva en una fuerza de arrastre  $f \propto -\rho v|v|\ell^2/\sqrt{\Re}$ . El coeficiente de arrastre cuadrático se define como la razón adimensional  $C_c = k_c/\sqrt{\Re}\rho v|v|\ell^2$ , lo que permite expresar  $f = -C_c\rho v|v|\ell^2$  (Landau y Lifshitz, 2005b). Esto permite reescribir a la Ecuación (2.3) como:

$$M_{cme0}a_{cme}^i = -C_c\rho_{sw}S_t(v_{cme}^r - v_{sw}^r)|v_{cme}^r - v_{sw}^r|, \quad (2.6)$$

con  $S_t$ , la sección eficaz de la EMC transversal a  $v_{cme}^r - v_{sw}^r$  y  $C_c = k_c/\sqrt{\Re}$ .

### Régimen turbulento

Finalmente, si el valor del número de Reynolds sobrepasa el rango del arrastre cuadrático, la capa límite se torna inestable y su espesor se incrementa a lo largo de la superficie del obstáculo en dirección de la velocidad. Si  $\Re \gg 10^4$ , la capa límite espontáneamente llena por completo la parte trasera del obstáculo, convirtiéndose en una estela turbulenta. Para este caso, la fuerza turbulenta está dada por  $f = -C_t\rho v|v|\ell^2$ , que para las circunstancias de las EMC sería:

$$M_{cme0}a_{cme}^i = -C_t\rho_{sw}S_t(v_{cme}^r - v_{sw}^r)|v_{cme}^r - v_{sw}^r|. \quad (2.7)$$

A diferencia de los dos casos anteriores, en el régimen turbulento  $C_t$  se considera independiente del valor de  $\Re$ , siendo función únicamente de la geometría del obstáculo (Landau y Lifshitz, 2005b).

## 2.2. Modelos de propagación

### 2.2.1. Modelos de fuerza de arrastre

#### Modelo AC1

Los modelos de arrastre han sido usados ampliamente para describir la trayectoria de EMC. Un ejemplo son los estudios de Cargill *et al.* (1995, 1996) que, a través del análisis de simulaciones numéricas MHD, encuentran que la desaceleración de EMC rápidas puede ser adecuadamente modelada a través de fuerzas cuadráticas de arrastre similares a la Ecuación (2.6). La ecuación que Cargill *et al.* emplean en sus estudios es:

$$(M_{cme0} + \rho_{sw} V_{cme}/2) a_{cme}^r = -C_c S_t \rho_{sw} (v_{cme}^r - v_{sw}^r) |v_{cme}^r - v_{sw}^r|, \quad (2.8)$$

con  $V_{cme}$ ,  $\rho_{sw}$ , el volumen total de la EMC y la densidad local del VS, respectivamente. El término de masa virtual ( $\rho_{sw} V_{cme}/2$ ) se incluye para considerar los efectos dinámicos de desplazar el VS que se encuentra a lo largo de la trayectoria de la EMC. A lo largo de este capítulo llamaremos a este modelo AC1 (acrónimo de arrastre cuadrático 1).

Posteriormente, Cargill (2004) investigan los posibles valores del coeficiente de arrastre cuadrático ( $C_c$ ) por medio del análisis de simulaciones numéricas MHD de EMC. En este estudio se encontró que los valores típicos para  $C_c$  fluctúan alrededor de la unidad. Sin embargo, también se concluyó que los valores de  $C_c$  dependen de la densidad y velocidad relativa EMC-VS y que pueden variar considerablemente cuando las densidades de la EMC y el VS son similares. Resultados consistentes con la teoría de la fuerza de arrastre, puesto que  $C_c = C_c(\sqrt{\mathcal{R}})$ .

#### Modelos AC2 y AL1

Partiendo del estudio de Cargill *et al.* (1996), Vršnak (2001) explora las fuerzas de arrastre lineal y cuadrática como mecanismos para describir el acoplamiento EMC-VS en la corona solar. Posteriormente Vršnak y Gopalswamy (2002) parten de estos resultados para investigar la propagación y arribos de EMC en el medio interplanetario. En su estudio, Vršnak y Gopalswamy expresan la aceleración radial de la EMC a través de:

$$a_{cme}^r = -\alpha_2 \left( \frac{r_{cme}}{R_\odot} \right)^{\beta_2} (v_{cme}^r - w_{sw}^r) |v_{cme}^r - w_{sw}^r|, \quad (2.9)$$

con  $\alpha_2$  y  $\beta_2$  constantes y  $w_{sw}^r$  la velocidad del VS en la corona solar (Sheeley *et al.*, 1997) dada por:

$$w_{sw}^r(r_{cme}) = v_{sw1} \sqrt{1 - e^{(r_a - r_{cme})/r_b}}, \quad (2.10)$$

con  $v_{sw1}$  la velocidad del VS a la altura de la órbita terrestre,  $r_a = 2.8R_\odot$  y  $r_b = 8.1R_\odot$ . La Ecuación (2.9) es equivalente a la Ecuación (2.6) si se considera posible expresar a  $C_c \rho_{vs} S_{cme}/M_{cme}$  como  $\alpha_2 [r_{cme}/R_\odot]^{\beta_2}$ .

De forma similar, al suponer que  $\eta k/M_{cme} = \alpha_1 [r_{cme}/R_\odot]^{\beta_1}$ , Vršnak transforma la Ecuación (2.5) en:

$$a_{cme}^r = -\alpha_1 \left[ \frac{r_{cme}}{R_\odot} \right]^{\beta_1} [v_{cme}^r - w_{sw}^r], \quad (2.11)$$

con  $\alpha_1$  y  $\beta_1$  constantes.

Basado en su análisis, Vršnak concluye que las fuerzas de arrastre podrían ser significativas en la corona solar; además de que el arrastre cuadrático (Ecuación 2.9) describe de mejor forma la propagación de EMC en la corona solar (Vršnak, 2001). Por otra parte, Vršnak y Gopalswamy (2002) estudian la propagación de varios eventos y concluyen que la Ecuación 2.9 permite aproximar los tiempos de tránsito de EMC al ambiente terrestre.

Las sustituciones utilizadas para llevar las Ecuaciones (2.6) y (2.5) a las formas simplificadas (2.9) y (2.11) suponen constante la masa de la EMC y la viscosidad del VS. También requieren que  $C_c$ ,  $R_{cme}$  y  $\rho_{vs}$  se puedan expresar como potencias de la distancia heliocéntrica. A estos modelos se les nombrará de aquí en adelante como AC2 y AL1, acrónimos de arrastre cuadrático 2 y arrastre lineal 1 respectivamente.

## Modelo AL2

Las fuerzas de arrastre lineales son retomadas por Borgazzi *et al.* (2009), quienes exploran los posibles valores de  $\eta$  en el medio IP. Esto lo hacen a través de la expresión de la fuerza viscosa actuando sobre una esfera sólida ( $M_{cme} a_{cme}^r = -6\pi\eta R_{cme} [v_{cme}^r - v_{sw}^r]$ ), que transforman en:

$$a_{cme}^r = -6\pi(0.24 AU) \frac{\eta}{M_{cme0}} \left( \frac{r_{cme}}{1UA} \right)^{0.78} (v_{cme}^r - v_{sw1}^r), \quad (2.12)$$

sustituyendo la parametrización  $R_{cme}/1UA = 0.24[r_{cme}/1UA]^{0.78}$  (Bothmer y Schwenn, 1998) que relaciona el radio de la EMC con la posición heliocéntrica. En lo subsecuente a este modelo se le llamará AL2.



### Modelo AC3

Borgazzi *et al.* (2009) también investigan la posibilidad de que sea una interacción turbulenta la que gobierne la desaceleración de EMC. Esto lo realizan investigando los posibles valores del coeficiente de arrastre turbulento ( $C_t$ ). Partiendo de que la EMC se trata de una esfera y que  $\rho_{sw}(r) = \rho_{sw1}[1AU/r]^2$ , Borgazzi *et al.* simplifican la Ecuación (2.7) a:

$$a_{cme}^r = -\pi(0.24 AU)^2 C_t \frac{\rho_{sw1}}{2M_{cme0}} \left[ \frac{r_{cme}}{1AU} \right]^{-0.44} (v_{cme}^r - v_{sw1}^r)^2. \quad (2.13)$$

Esta última ecuación se basa en las mismas hipótesis que la Ecuación (2.12) y será llamada de aquí en adelante AC3.

Partiendo de la suposición de que el  $v_{sw}$  es constante en el medio IP y considerando a  $M_{cme0}$  parámetro libre, Borgazzi *et al.* realizan un ejercicio paramétrico para explorar el rango de valores de  $\eta$  y  $C_t$  que permita reproducir los valores característicos de tiempos de tránsito y velocidades de arribo asociados a EMC. Este estudio se enfoca para  $r > 30R_{\odot}$ , donde las hipótesis de  $v_{sw} \approx cte$  y  $\rho_{sw} \propto r^{-2}$  son satisfechas.

#### 2.2.2. Modelos de conservación

Los modelos que se presentan en esta sección se basan en la conservación de momento lineal. En el primer modelo, el intercambio de momento lineal entre la EMC y el VS provocan que el flujo total de momento se anule, derivando en la disminución de la velocidad relativa. En el segundo caso, la EMC acumula la materia lenta del VS, esto lleva a la reducción del momento lineal promedio de la EMC, derivando en una reducción en su velocidad.

#### Modelo CM1

Cantó, Raga, y D'Alessio (2000) desarrollaron un modelo para describir la evolución dinámica de una perturbación supersónica en densidad que se propaga a través de un viento estelar. Posteriormente Cantó *et al.* (2005) utilizan este modelo para el estudio de las aceleraciones y tiempos de arribo de EMC. Adicionalmente, Corona-Romero y Gonzalez-Esparza (2011) aproximan la trayectoria de EMC utilizando mediciones in-situ y observaciones como datos iniciales para este modelo, teniendo como parámetro libre la densidad inicial de la EMC.

Este modelo aproxima la propagación del frente de la EMC a través de resolver el intercambio de momento lineal que se presenta entre la EMC y el VS que ésta se encuentra a su paso, condición que le permite considerar los efectos del choque asociado sobre la propagación de la EMC. De acuerdo a este modelo, la velocidad de la parte frontal o “nariz” de la EMC ( $\dot{L}_{cme}$ ) está dada por:

$$\dot{L}_{cme} = \begin{cases} v_{0cme} , & t < \tau_{c1} \\ v_{sw1} \left( 1 + \frac{(a-1)\sqrt{ac}\Delta t_f}{\sqrt{2(a-1)\Delta t_f t - a(1-c)(\Delta t_f)^2}} \right) & t \geq \tau_{c1} , \end{cases} \quad (2.14)$$

donde  $\dot{L}_{cme} = v_{cme} + \dot{R}_{cme}$ , con  $v_{cme}$  la velocidad del centro de masa y  $\dot{R}_{cme}$  la velocidad de expansión de la EMC. En la ecuación (2.14) se aprecia que la desaceleración de la EMC inicia a partir del tiempo  $\tau_{c1}$ , cuyo valor está dado por:

$$\tau_{c1} = \frac{a(1 + \sqrt{c})}{a - 1} \Delta t_f , \quad (2.15)$$

con  $a$  y  $c$  constantes relacionadas con las propiedades cinemáticas de la EMC, con  $a$ :

$$a = \frac{v_{cme0}}{v_{sw1}} \left( \frac{1 + \sqrt{c}}{\sqrt{c}} \right) - \frac{1}{\sqrt{c}} , \quad (2.16)$$

y  $c$  como:

$$c = \frac{\rho_{cme0}}{\rho_{sw1}} \left( \frac{r_{cme0}}{1\text{UA}} \right)^2 . \quad (2.17)$$

En las Ecuaciones (2.14), (2.15), (2.16) y (2.17),  $v_{0cme}$  es la velocidad de la nariz de la EMC cerca del Sol (ajuste lineal a partir de imágenes de coronógrafo),  $v_{sw1}$  es la velocidad del VS a 1 UA,  $\Delta t_f$  la duración de la fase creciente de la fulguración asociada al evento y  $r_{0cme}$  la distancia heliocéntrica inicial de la vanguardia de la EMC registrada a través de imágenes de coronógrafo. Finalmente,  $\rho_{0cme}$  es la densidad media inicial de la EMC, valor que es utilizado como parámetro libre. En lo que sigue de la sección a este modelo se le nombrará CM1.

## Modelo CM2

El último de los modelos por exponer es el presentado por Tappin (2006). Tappin propone que la masa y el momento lineal total de la EMC se incrementan a través de

incorporar la materia del VS que se encuentra en su trayectoria. Las ecuaciones que modelan este comportamiento son:

$$\frac{dM_{cme}}{dt} = \rho_{sw} S_f |v_{cme} - v_{sw}|, \quad (2.18)$$

$$a_{cme}^r = - \left( \frac{v_{cme}^r - v_{sw}^r}{M_{cme}} \right) \frac{dM_{cme}}{dt}. \quad (2.19)$$

La Ecuación (2.18) describe el incremento de la masa de la EMC a través de acretar el VS que se encuentra a su paso. Mientras que la Ecuación (2.19) relaciona los incrementos del momento lineal y la aceleración de la EMC.

Es importante señalar que, a diferencia del resto de los modelos, en éste la masa de la EMC ( $M_{cme}$ ) se incrementa con la acreción de materia lenta del VS. Este incremento y la relación que guarda con los cambios del momento de la EMC definen el valor de la aceleración de la EMC. En lo que resta del capítulo a este modelo se le llamará CM2.

### 2.3. Estudio de caso

Dado que cada EMC es única, la aproximación de su trayectoria a través de los modelos expuestos en la sección anterior requiere de ciertos datos iniciales. Por otro lado, todos los modelos poseen uno o más parámetros libres, cuyos valores son convenientemente seleccionados para que los resultados de los cálculos se asemejen a los datos del evento. La Tabla 2.1 resume los datos iniciales, parámetros libres y resultados directos e indirectos de todos los modelos descritos en la sección anterior.

Partiendo de los datos iniciales y los valores seleccionados para los parámetros libres, los modelos resuelven la posición y velocidad de las EMC. Sin embargo, cada modelo se basa en un mecanismo físico propio y parte de suposiciones diferentes. Estas diferencias hacen conveniente una comparación entre los cálculos de los modelos y, a su vez, con datos reales. En esta sección se llevará a cabo esta tarea por medio de aproximar la propagación de una EMC tipo halo por medio de cada uno de los modelos discutidos en la sección anterior.

#### 2.3.1. Evento del 13 de mayo del 2005

En esta sección se analiza la EMC tipo halo (dirigida a la Tierra) ocurrida el 15 de mayo del 2005; ésta ha sido ampliamente estudiada por tratarse de un evento limpio

Tabla 2.1: Lista de los datos requeridos, parámetros libres para todos los modelos y resultados que se obtienen. De izquierda a derecha: el modelo, los datos de entrada que requiere, los parámetros libres, los resultados obtenidos.

Modelo	Datos de entrada	Parámetros libres*	Resultados	
			Directos	Indirectos†
AC1	$v_{cme0}, \rho_{sw}$ $v_{sw}, V_{cme}$ y $S_t$	$C_c, M_{cme0}$ y $d_{c1}$	$r_{cme}, v_{cme}$	$\bar{\rho}_{cme}, L_{cme}$ y $\dot{L}_{cme}$
AC2	$v_{cme0}, v_{sw1}$	$\alpha_2, \beta_2$ y $d_{c1}$	$r_{cme}, v_{cme}$	$\bar{\rho}_{cme}, L_{cme}$ y $\dot{L}_{cme}$
AC3	$v_{cme0}, \rho_{sw1}$ y $v_{sw1}$	$C_t, M_{cme0}$ y $d_{c1}$	$r_{cme}, v_{cme}$	$\bar{\rho}_{cme}, L_{cme}$ y $\dot{L}_{cme}$
AL1	$v_{cme0}, v_{sw1}$	$\alpha_1, \beta_1$ y $d_{c1}$	$r_{cme}, v_{cme}$	$\bar{\rho}_{cme}, L_{cme}$ y $\dot{L}_{cme}$
AL2	$v_{cme0}, \rho_{sw1}$ y $v_{sw1}$	$\eta, M_{cme0}$ y $d_{c1}$	$r_{cme}, v_{cme}$	$\bar{\rho}_{cme}, L_{cme}$ y $\dot{L}_{cme}$
CM1	$r_{cme0}, v_{cme0},$ $\Delta t_f$ y $v_{sw1}$	$c$ y $\Delta\phi$	$L_{cme}$ y $\dot{L}_{cme}$	$\bar{\rho}_{cme}, M_{cme}, r_{cme}$ y $v_{cme}$
CM2	$r_{cme0}, v_{cme0},$ $\rho_{sw}, v_{sw}$ y $S_f$	$M_{cme0}, d_{c1}$ y $S_t$	$r_{cme}, v_{cme}$ y $M_{cme}$	$\bar{\rho}_{cme}, L_{cme}$ y $\dot{L}_{cme}$

\*  $d_{c1}$  marca el inicio de la desaceleración de la EMC.

† Requieren un modelo para estimar el valor de  $R_{cme} = R_{cme}(r_{cme})$ .

y registrado por diferentes métodos e instrumentos (e.g. Bisi *et al.*; 2010). El análisis consistirá en seleccionar los valores adecuados de los parámetros libres para igualar el tiempo de tránsito ( $TT_{emc}$ ) de la EMC calculado con 36.8  $h$  (el registrado in-situ).

El evento del 13 de mayo del 2005 fue detectado por LASCO/C3 a las 17:12 UT del mismo día. A partir de los datos de coronógrafo se estima que la parte frontal de la EMC, ubicada a 4.57  $R_\odot$ , se propagaba con una velocidad de 1668.8  $km s^{-1}$  (Gopalswamy *et al.*, 2009). El evento estuvo asociado a una fulguración clasificada M8.0 que presentó una fase impulsiva con duración  $\Delta t_f \approx 0.4 h$ . De acuerdo al catálogo de Richardson y Cane (2010), la región frontal de la EMC arribó a la órbita terrestre (1UA) el 15 de mayo a las 06:00 TU del 2005 con una velocidad  $\dot{L}_{cme1} = 900 km s^{-1}$ . La EMC se registra in-situ como una nube magnética, con una densidad promedio de protones de  $\sim 1.2 cc$ , cuya región central se propagó a 630  $km s^{-1}$ . Finalmente el evento abandonó la órbita de nuestro planeta el 19 de mayo a las 00:00 TU.

Por tratarse de una nube magnética, la geometría de la EMC será aproximada por medio de una sección toroidal circular de amplitud angular constante ( $\Delta\phi$ ) cuya masa está homogéneamente distribuída. Los paneles a y b de la Figura 2.2 muestran un esquema de la EMC (lineas grises) y una región sombreada sobrepuesta que representa

## 2.3 ESTUDIO DE CASO

la aproximación ya mencionada. Por sus condiciones, el centro de masa ( $r_{cme}$ ) de la EMC podrá considerarse situado en la parte central del eje de la sección toroidal (línea segmentada en la zona sombreada de la Figura 2.2c).

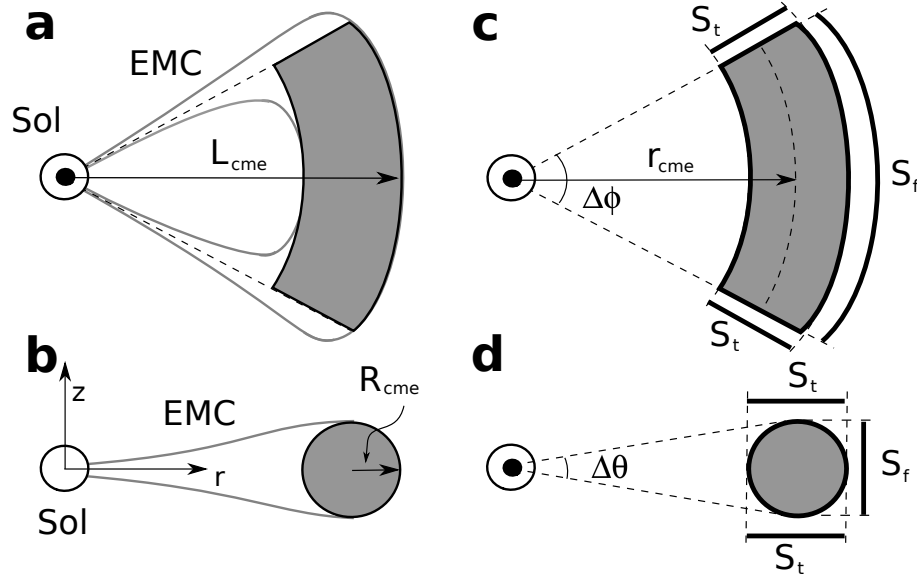


Figura 2.2: Esquema de una EMC (paneles izquierdos) y la aproximación empleada en los cálculos analíticos (región sombreada). Los paneles superiores e inferiores muestran vistas de la parte superior y de costado, respectivamente.

De acuerdo a los paneles c y d de la Figura 2.2, los valores del volumen y áreas frontal y transversal efectivas de la EMC están dadas por:  $V_{cme} = \pi R_{cme}^2 r_{cme} \Delta\phi$ ,  $S_f = 2R_{cme} r_{cme} \Delta\phi$  y  $S_t = 2(2R_{cme} r_{cme} \Delta\phi + \pi R_{cme}^2)$  respectivamente. Por su parte, el radio de la EMC se aproximará por medio de la relación  $R_{cme}/1UA = 0.32[r/1UA]^{0.89}$  (Gulisano *et al.*, 2010), con  $r$  la distancia heliocéntrica. Esta simplificación geométrica será aplicada para resolver los modelos analíticos, salvo los derivados del trabajo de Borgazzi *et al.* (2009), puesto que suponen a la EMC como una esfera cuyo radio está dado por la relación Bothmer y Schwenn (1998).

Debido a que el análisis se concentrará en el medio interplanetario, es posible simplificar las expresiones de la densidad y velocidad del VS. Por un lado  $v_{sw}$  se puede asumir constante y su valor estará dado por la velocidad del VS medida in-situ a 1UA ( $v_{sw1} = 410 \text{ km s}^{-1}$ ). Mientras que la densidad del VS se puede expresar mediante  $\rho_{sw}(r) = m_p n_{sw1} [1UA/r]^2$ , con  $n_{sw1} = 3.5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$  la densidad de protones del VS registrada a la altura de la órbita terrestre y  $m_p$  la masa del protón.

Tabla 2.2: Valores de los parámetros libres y resultados del análisis. (1) Modelo; (2) Valores iniciales; (3) Parámetro(s) libre(s); (4) Velocidad de arribo; (5) Tiempo de tránsito; (6) Densidad promedio.

Modelo	Parámetro(s) *libre(s)	Resultados		
		$v_{cme1}$ [ $km\ s^{-1}$ ]	$TT_{cme}$ [h]	$\bar{n}_{cme1}$ [cc]
AC1	$C_c = 0.125$	843.7	37.0	1.06
AC2	$\alpha_2 = 2.4 \times 10^{-11}$ y $\beta_2 = -0.11$	799.7	36.8	1.06
AC3	$C_t = 0.75$	848.6	36.5	3.1
AL1	$\alpha_1 = 2.2 \times 10^{-7}$ y $\beta_1 = 0.89$	551.5	37.0	1.06
AL2	$\eta = 3.5 \times 10^{-5} kg\ s^{-1}\ m^{-1}$ † $[8.5 \times 10^{10} m^2 s^{-1}]$	575.5	36.9	3.1
CM1	$c = 11$ ‡ $[2.2 \times 10^{12}\ kg]$	*849.5	36.8	2.3
CM2	$M_{cme0} = 2.15 \times 10^{12}\ kg$	859.9	36.8	8.7

\* La masa inicial de la EMC se consideró de  $M_{cme0} = 1 \times 10^{12}\ kg$ , salvo se especifique lo contrario.

\* Velocidad del frente de la EMC ( $\dot{L}_{cme1}$ ).

† Valor de la viscosidad cinética a  $1UA$  ( $\eta/\rho_{sw1}$ ).

‡ Masa inicial de la EMC,  $M_{cme0} = ac\rho_{sw0}v_{sw1}S_f\Delta t_f$ .

Se considerará que la EMC iniciará su propagación a partir del primer registro reportado  $r_{cme0} = 4.57 R_\odot$  con una velocidad inicial  $v_{cme0} = 1668.8\ km\ s^{-1}$ . Esta velocidad se mantendrá hasta  $r_{cme} = 23.4 R_\odot$  (2.2 h, Ecuación 2.15), a partir de este punto la desaceleración de cada modelo dará inicio. Las Figuras 2.3, 2.4 y 2.5 muestran las trayectorias calculadas y la Tabla 6.2 hace un recuento de los principales resultados y los datos utilizados para obtenerlos.

## 2.3.2. Resultados

### Arrastre lineal

La Figura 2.3 muestra las velocidades radiales ( $v_{cme}^r$ ) y las posiciones heliocéntricas ( $r_{cme}$ ) del centro de masa de las EMC calculadas a partir de los modelos de fuerza de arrastre lineal. Ambos perfiles inician el 15 de mayo del 2005 a las 17:12 TU; los

## 2.3 ESTUDIO DE CASO

rombos indican los valores obtenidos a partir de observaciones de coronógrafo e indican la posición y velocidad inicial de la EMC. En los dos paneles de la figura se aprecia que los resultados de los modelos AL1 y AL2 son semejantes. En el panel (b) de la figura se puede apreciar que los tiempos de tránsito calculados coinciden con el medido para el evento (líneas segmentadas grises), condición que se debe a la adecuada selección de los parámetros libres (ver Tabla 6.2).

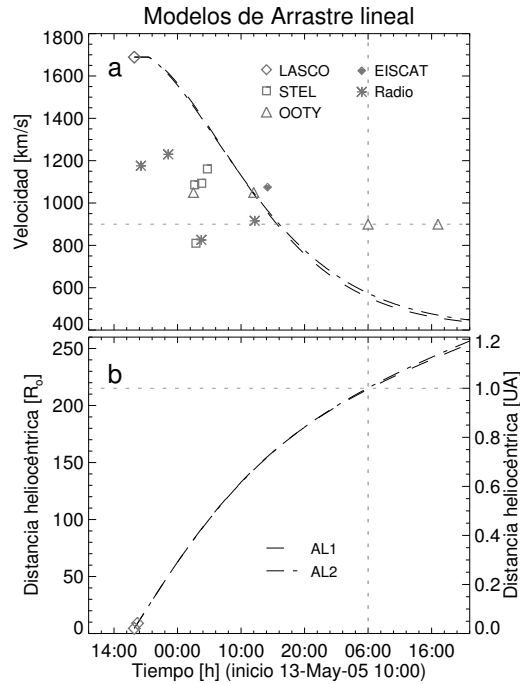


Figura 2.3: Resultados de los modelos AL1 (línea segmentada) y AL2 (línea segmentada-punteada). El panel (a) muestra el valor de la velocidad de la EMC como función del tiempo, mientras que el panel (b) exhibe la posición heliocéntrica de la EMC vs el tiempo. Los rombos, cuadrados, triángulos, diamantes y asteriscos corresponden a datos de coronógrafo (LASCO), centelleo IP (STEL, OOTY y EISCAT) y deriba de frecuencia de radio, respectivamente. Los valores de arriba medidos in-situ son señalados por medio de líneas grises segmentadas.

En la Figura 2.3a se observa que, después de la etapa de velocidad constante, se presenta una pronunciada desaceleración que rápidamente acerca a  $v_{cme}$  al valor de  $v_{sw}$ . Los valores calculados de  $v_{cme}$  a través de ambos modelos no son consistentes con los datos asociados al evento durante su propagación en el medio IP (símbolos en la figura). La figura muestra como antes de las 10:00 UT, la velocidad calculada es considerablemente superior a los datos de radio (asteriscos) y centelleo interplanetario (cuadrados y triángulos). Mientras que, para tiempos mayores, el valor de  $v_{cme}$  es

inferior a los datos de centello interplanetario (triángulos). En particular, la velocidad de arribo calculada ( $v_{cme1}$ ) está por debajo del valor esperado (lineas grises segmentadas del panel) de  $900 \text{ km s}^{-1}$  (ver Tabla 6.2).

Se exploró la posibilidad de reducir las diferencias obtenidas entre las velocidades de arribo calculadas y las medidas in-situ a través de la alteración de los valores de  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\eta$ . Dicha reducción no fue posible, puesto que los incrementos del valor de  $v_{cme1}$  derivaban en una importante disminución de  $TT_{cme}$  calculada por ambos modelos. Adicionalmente, en el caso del modelo AL1, el valor de  $\eta$  requerido para reproducir el tiempo de tránsito es varias órdenes de magnitud superior a las estimaciones hechas por Pérez-de-Tejada (2005) ( $10^{-10} \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-1} \lesssim \eta \lesssim 10^{-9} \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ ) y Eviatar y Wolf (1968) ( $\eta/\rho_{sw} \approx 8 \times 10^8 \text{ m}^2/\text{s}$ ) de la viscosidad del VS a la altura de la órbita de Venus y de la Tierra respectivamente.

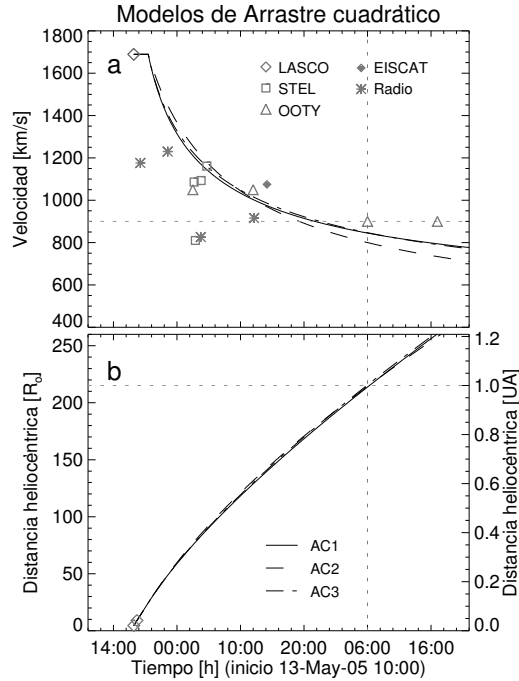


Figura 2.4: Resultados de los modelos AC1 (línea continua), AC2 (línea segmentada) y AC3 (línea segmentada-punteada). La descripción de la figura es idéntica a la de la Figura 2.3.



### Arrastre cuadrático

En la Figura 2.4 se exhiben los perfiles de velocidad (panel a) y posición (panel b) calculados a través de los modelos de arrastre cuadrático (AC1, AC2 y AC3). Para el caso de los modelos la selección de los parámetros libres (ver Tabla 6.2) permitió aproximar simultáneamente  $TT_{cme}$  y  $v_{cme1}$ .

En la Figura 2.4a se observa que los perfiles de velocidad son afectados inicialmente por una fuerte desaceleración que gradualmente disminuye con la distancia. El desarrollo de la desaceleración permite que la velocidad calculada sea cualitativamente consistente con los datos asociados al evento (ver figura). En los paneles (a) y (b) de la figura, se observa que los valores de  $v_{cme1}$  y las trayectorias de los tres modelos aproximan la velocidad de arribo y el tiempo de tránsito asociados al evento (líneas grises segmentadas).

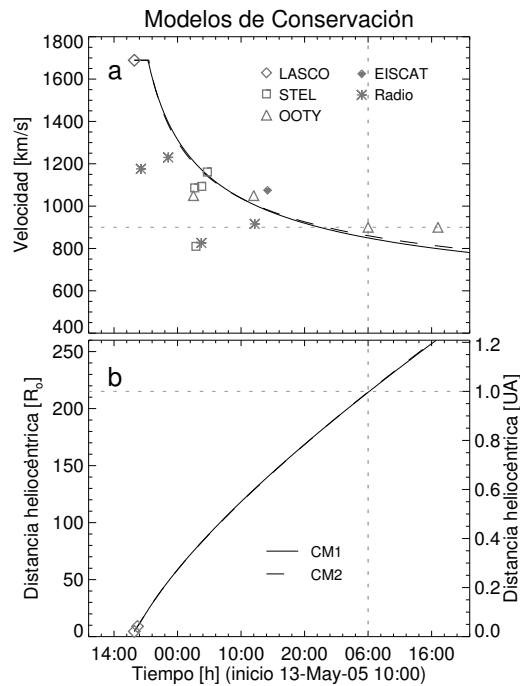


Figura 2.5: Resultados de los modelos CM1 (línea continua) y CM2 (línea segmentada). La descripción de la figura es idéntica a la de la Figura 2.3.

## Conservación de momento

En la Figura 2.5 se muestran los cálculos realizados a partir de los modelos de conservación (CM1 y CM2). Para estos modelos, la selección adecuada de los parámetros libres (ver Tabla 6.2) permitió aproximar el tiempo de tránsito (panel b) y la velocidad de arribo (panel a) del evento. Similares a los modelos cuadráticos, los perfiles de velocidad calculados a través de los modelos de conservación sufren una intensa desaceleración que disminuye conforme la EMC se propaga (ver Figura 2.5a). El panel (a) de la figura exhibe las similitudes entre los perfiles de velocidad calculados y los datos asociados a la propagación del evento. En particular los valores de  $v_{cme1}$  son los más cercanos al medido in-situ (ver Tabla 6.2).

## 2.4. Discusión

Se han presentado siete modelos analíticos para aproximar la trayectoria de EMC utilizando una notación unificada. Todos los modelos se basan en mecanismos físicos que condicionan su aplicabilidad y limitan su validez. Para describir una EMC en particular, los modelos requieren datos iniciales que caractericen a dicho evento. Por otro lado, los modelos también hacen uso de parámetros libres que están relacionados con las propiedades de la EMC o el VS que no se pueden estimar a partir de observaciones o mediciones.

En general, entre más completa sea la aproximación que hace el modelo de la propagación de la EMC, éste requerirá más información acerca de la condición inicial de la EMC y de las circunstancias del VS. Por lo tanto, una descripción más profunda de la propagación de las EMC requerirá mayor número de datos iniciales. Por su parte, los valores de los parámetros libres se seleccionan para empatar los resultados y los datos. Esta selección arbitraria de valores dota a los resultados de los modelos una importante carga de subjetividad. Por lo tanto, se considera necesario realizar estudios que limiten el rango de valores de los diferentes parámetros libres.

Las inconsistencias entre el evento y los cálculos de los mecanismos de arrastre lineal descartan a estos modelos como opciones para la descripción de la trayectoria de la EMC analizada. Por otro lado, los modelos de arrastre cuadrático y de conservación de momento lineal lograron aproximar simultáneamente las velocidades de arribo y los tiempos de tránsito de la EMC, además de ser cualitativamente consistentes con los datos asociados a la propagación del evento. Es importante señalar que los resultados

## 2.4 DISCUSIÓN

obtenidos por estos modelos son notablemente similares (ver Figuras 2.4 y 2.5).

Las expresiones de los modelos de arrastre cuadrático son similares (ver ecuaciones 2.8, 2.9 y 2.13) y la principal diferencia entre ellos radica en el origen de la fuerza de arrastre. Además, los valores de los coeficientes de arrastre cuadrático y turbulento que permitieron aproximar el evento (ver Tabla 6.2) están dentro del rango del régimen turbulento (ver Figura 2.1).

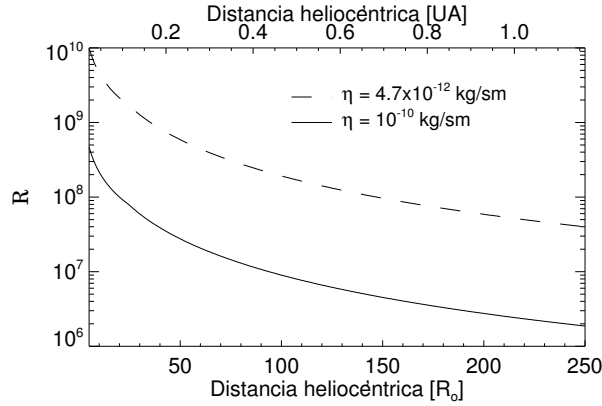


Figura 2.6: Número de Reynolds ( $\Re$ ) respecto la posición de la EMC ( $r_{cme}$ ). Valores de  $\Re$  calculados a partir de los resultados del modelo AC1 y la Ecuación (2.4) para los valores del coeficiente de viscosidad a la altura de la órbita de Venus (línea continua) y de la Tierra (línea segmentada), respectivamente. Las estimaciones de la viscosidad del VS a la altura de la órbita de Venus y de la Tierra fueron realizadas a través de datos in-situ por Pérez-de-Tejada (2005) y Eviatar y Wolf (1968), respectivamente.

En la Figura 2.6 se muestra el valor de  $\Re$  (Ecuación 2.4) calculado a partir de los resultados del modelo AC1 para dos distintas estimaciones de  $\eta$ . La figura muestra que el valor de  $\Re$  se encuentra en el régimen turbulento ( $\Re \gg 10^3$ ). También se aprecia que, a pesar que  $\Re$  decrece rápidamente, el valor del número de Reynolds permanece en el régimen turbulento incluso para distancias mucho mayores a  $1UA$ . Por lo tanto, el rango de valores de  $\Re$ , de  $C_c$  y  $C_t$  sugieren que el mecanismo de arrastre turbulento podría ser un agente dinámico importante en la propagación de las EMC rápidas.

Por su parte, los modelos basados en la conservación de momento lineal también se posicionaron como opciones viables para estimar la propagación de EMC. La diferencia entre estos modelos radica en cómo se interpreta la conservación del momento. Por un lado, el modelo CM1 considera un intercambio de momento lineal entre la EMC y el VS, condición que permite considerar los efectos de una onda de choque interplanetaria que preceda la propagación de la EMC. Por otro lado, el modelo CM2 supone que la

EMC absorbe el material lento del VS que se encuentra a su paso. Esto incrementa la masa de la EMC a costa de disminuir su velocidad.

Los parámetros libres de los modelos de conservación de momento lineal están relacionados con la masa (densidad) inicial de la EMC. En el caso del modelo CM1, el valor calculado de la masa inicial de la EMC ( $2.2 \times 10^{12} \text{ kg}$ ) es consistente al utilizado en los cálculos del resto de los modelos ( $1 \times 10^{12} \text{ kg}$ ). Relacionado con esto, el valor de la densidad de la EMC calculado a  $1UA$  ( $2.3 \text{ cc}$ ) es cercano al valor medido in-situ ( $\sim 1.2 \text{ cc}$ ). Por su parte, el modelo CM2 estima una densidad de arribo ( $\bar{n}_{cme1} = 8.7 \text{ cc}$ ) superior a la registrada in-situ. Por consiguiente, el modelo CM1 describió de forma más cercana los datos asociados al evento.

## 2.5. Conclusiones

En este capítulo se han presentado siete diferentes modelos para aproximar la propagación de EMC en un marco de notación unificada. Adicionalmente, se han discutido los principios físicos y las hipótesis que los sustentan. También se compararon los modelos, por medio del cálculo de la trayectoria de una EMC tipo halo. Los resultados de este análisis sugieren que el mecanismo arrastre lineal no es viable para la descripción de EMC rápidas. Por otro lado, los resultados muestran que los modelos de arrastre cuadrático y de conservación de momento lineal lograron aproximar satisfactoriamente las velocidades de arribo y los tiempos de tránsito de la EMC, además de ser consistentes con datos asociados a la propagación del evento estudiado.

Finalmente, los resultados del análisis sugieren que la propagación de las EMC rápidas podría estar dominada por procesos inerciales y de arrastre turbulento. Por lo tanto, los modelos de arrastre cuadrático (con  $C_D = cte$ ) y de conservación de momento lineal se posicionan como candidatos importantes para describir la propagación de EMC. Sin embargo, los modelos cuadráticos son incapaces de considerar los efectos que podría tener una onda de choque asociada a la EMC. Esto podría ser importante, puesto que la onda de choque acelera, densifica y calienta el VS que rodea a la EMC, alterando las condiciones en las que se presenta el mecanismo de arrastre o, incluso, el origen de la desaceleración de la EMC.

## Capítulo 3

# Estudio numérico y analítico de la evolución de EMC y choques: impulsión, desacoplamiento y decaimiento

### Introducción

En el capítulo anterior se exploraron los posibles mecanismos físicos que dominan la propagación de las EMC a través del medio IP. Los resultados indican que los mecanismos asociados a términos cuadrático de la velocidad relativa EMC-VS podrían ser los procesos dominantes en la dinámica de las EMC. En otras palabras, el acoplamiento dinámico EMC-VS puede derivarse de fuerzas de arrastre o del intercambio de momento lineal. Sin embargo, en el análisis del capítulo anterior no se consideró a la onda de choque ni los efectos que ésta podría tener sobre la propagación de la EMC.

En este capítulo se estudia, desde una perspectiva hidrodinámica (HD), la relación que se presenta entre EMC rápidas y ondas de choque interplanetarias y el efecto de tal relación sobre la propagación de ambas. En la primera parte del estudio se analizan los resultados de simulaciones numéricas HD de perturbaciones tipo EMC. Los resultados del análisis sugieren que la EMC se comporta como un pistón que impulsa a la onda de choque. Este comportamiento tipo pistón hace que el sistema presente tres etapas

dinámicas determinadas por la evolución del flujo de momentum lineal entre la EMC y el material perturbado por el choque.

La segunda sección del capítulo consiste en describir las etapas dinámicas a través del modelo analítico *pistón-choque*. Posteriormente, este modelo es empleado para analizar tres EMC rápidas tipo halo. Los resultados del análisis indican que las velocidades de arribo y tiempos de tránsito de las EMC pueden ser adecuadamente aproximadas por medio del modelo pistón-choque. Sin embargo, en el caso de las ondas de choque, se encuentra que las velocidades de arribo fueron sobre estimadas y los tiempos de tránsito resultaron mucho menores a los valores esperados. Estas discrepancias sistemáticas podrían tener origen en la geometría utilizada para resolver la evolución de la onda de choque.

Este capítulo está basado en el artículo *Numeric and analytic study of interplanetary coronal mass ejection and shock evolution: Driving, decoupling, and decaying*, publicado en mayo del 2011 en el volumen 116 de la revista *Journal of Geophysical Research*. DOI: 10.1029/2010JA-016008.

## Resumen

En este trabajo se analiza la evolución heliocéntrica de las contrapartes de Eyecciones de Masa Coronal (EMC) rápidas y sus choques transitorios para investigar cómo y cuándo se desaceleran en el medio interplanetario. Se emplean dos modelos hidrodinámicos unidimensionales, uno analítico y el otro numérico, para estudiar tres eventos tipo EMC rápidas. Nuestro estudio se concentró en la transferencia de momentum de la EMC y el choque. Ambos modelos muestran una etapa inicial donde la EMC se propaga a velocidad constante e impulsa al choque (etapa de impulsión) hasta que se supera cierta distancia donde inicia su desaceleración, desacoplándose del choque (proceso de desacoplamiento). Después de esto, tanto la EMC y el choque se desaceleran (etapa de decaimiento). También presentamos un estudio paramétrico para comparar los resultados del modelo analítico y el numérico, mostrando las variaciones de sus resultados en función de las condiciones iniciales. Finalmente se llevaron a cabo tres casos de estudio para comparar las predicciones del modelo analítico con diferentes mediciones de la velocidad de la EMC-choque.

## 3.1. Numeric and analytic study of ICME and shock evolution: Driving, decoupling and decaying

P. Corona-Romero and J.A. Gonzalez-Esparza  
*Journal of Geophysical Research*, **116**, 2011.

### Abstract

We analyze the heliocentric evolution of fast Interplanetary counterparts of Coronal Mass Ejections (ICMEs) and their transient shocks to investigate how and where they decelerate in the interplanetary medium. We employ two one-dimensional hydrodynamic models: analytic and numeric, to study three fast CME events. We focus on the transferring of momentum from the ICME to the shock. The two models show that initially the fast ICME propagates at about a constant speed and drives the shock (driving stage) until it reaches a certain point from which it decelerates and decouples from the shock (decoupling process). Then the ICME and its shock decelerate (decaying stage). We present a parametric study to compare the results by the analytic and numeric models, showing the variations of their results as a function of the initial conditions. We perform three study cases to compare the model's predictions with a set of speed measurements of ICME/shock events.

### 3.1.1. Introduction

Coronal mass ejections (CMEs) are complex events involving the release of large amounts of material, energy, and magnetic field from the Sun into the solar wind. Interplanetary counterparts of CMEs (ICMEs) associated with shock waves are the main cause of intense geomagnetic storms (e.g. Russell, McPherron, y Burton (1974); Echer *et al.* (2005); Echer, Gonzalez, y Tsurutani (2008)). The important role that fast ICMEs play in space weather, motivates the understanding of CME initiation and shock-ICME evolution through solar wind.

Observations from the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO, Domingo, Fleck, y Poland (1995)) coronagraphs reveal that very fast CMEs ( $\geq 1500$  km/s) can propel and drive shocks in solar corona (Ontiveros y Vourlidas, 2009); however, in many cases the shock signature can not be clearly identified in the coronagraph images. Based

on remote and in-situ measurements, there is a well established relation between fast ICMEs and transient shocks (Sheeley *et al.*, 1985). This indicates that fast ICMEs can drive shocks through out the corona and interplanetary (IP) medium. Comparing coronagraph and in-situ measurements at 1 AU, it is known that fast ICMEs and their shocks arrive at 1 AU with significant lower speeds compared with their pristine coronal speeds (Gopalswamy *et al.*, 2000). Fast ICMEs and their shocks decelerate as they propagate through the IP medium, indicating a decaying process over the shock-ICME dynamics.

Combining coronagraph, interplanetary scintillation (IPS) and in-situ measurements has made possible to track some fast ICME/shocks suggesting that they present two deceleration phases within 1 AU: an initial propagation phase with a small deceleration up to a certain heliocentric distance, beyond which there is a large deceleration where the ICME/shock tends to equalize the ambient wind speed (Manoharan *et al.*, 2001; Manoharan, 2006; Pohjolainen *et al.*, 2007). On the other hand, several empirical models (assuming arbitrary decelerations) have been proposed to predict the 1-AU arrival time of Earth-directed halo CMEs, obtaining mixed results (Gopalswamy *et al.*, 2001; Schwenn *et al.*, 2005; Reiner, Kaiser, y Bougeret, 2007). For example, Gopalswamy *et al.* (2000) correlated near-Earth observations of ICMEs detected by the WIND spacecraft with their near-Sun counterparts observed by the SOHO coronagraphs. They suggested that, in general, the CMEs were subject to a mean Sun-Earth acceleration and that the acceleration was approximately proportional to the CME initial speeds. Reiner, Kaiser, y Bougeret (2007) used the drift frequency of radio burst type II to infer radial speeds of fast ICME/shock inferring that they suffer a relatively rapid deceleration near the Sun and achieve a constant speed before 1 AU. Other authors suggested that ICMEs decelerate by different drag force mechanism (Vršnak y Gopalswamy, 2002; Borgazzi *et al.*, 2009). The problem is that it is still very difficult, with the current observational capabilities, to track thoroughly the kinetic properties of a fast ICME and its shock from the Sun to 1 AU.

The numerical studies of IP disturbances have proved to be very useful in illuminating the basic physical aspects of the injection and heliospheric evolution of solar disturbances. Beginning with the self-similar analytical models of Parker, E. N. (1963) and Simon y Axford (1966), the first numerical computer code (one-dimensional hydrodynamic (1-D HD)) was developed by Hundhausen y Gentry (1969) and a variety of other codes ranging from simple 1-D HD codes through sophisticated 3-D magnetohydrodynamic (MHD) codes have developed in subsequent years (Dryer, 1994; Vandas *et al.*, 1997; Odstrcil *et al.*, 2002; Cargill, 2004; Manchester *et al.*, 2004). Although the new MHD models address more realistic situations, still the 1-D HD models are



useful to study some aspects of the propagation of transient IP disturbances, focusing on particular problems (Riley y McComas, 2009).

The aim of this paper is to study the evolution of fast ICMEs and their shocks from near Sun to 1 AU, focusing on the dynamics between the ICME and its shock through the plasma sheath. In Section 2 we present a numerical model to point out the existence of three propagation stages: driving, decoupling, and decaying; each one is defined by different linear momentum fluxes between the ICME front and the plasma sheath ahead. In Section 3 we use an analytical model to describe the heliocentric evolution of the ICME-shock system. In Section 4 we present a parametric study, comparing numeric and analytic results, to characterize the three propagation stages in terms of the CME initial conditions and the ambient solar wind. In Section 5 we present three study cases to compare our models with CME observations, and finally in Section 6 we present our conclusions.

### 3.1.2. Numerical Model

We performed numerical simulations of fast ICMEs and shocks employing the numerical code ZEUS-3D (v3.4.2), this code solves the system of ideal MHD equations (non-resistive, non-viscous) by finite difference scheme on an Eulerian mesh (Stone y Norman, 1992). We worked with the hydrodynamic approximation assuming radial symmetry. The ambient wind was launched at the inner boundary located beyond the critical point ( $r_0 = 0.08$  AU), where the fluid speed, density and temperature were specified as frontier conditions; the outer boundary was located at 1.4 AU (open frontier). Initially we allowed the calculations of solar wind to reach an equilibrium state (stationary solution) to reproduce observable values (speed, density and temperature) of ambient solar wind at 1 AU. Then we introduced a speed pulse at the inner boundary to simulate the propagation of an ICME into the IP medium. These ICME-like perturbations were square-like pulses with arbitrary increments of density ( $\Delta n_{icme}$ ), temperature ( $\Delta T_{icme}$ ), and speed ( $\Delta v_{icme}$ ) with respect to the ambient wind during an injection time ( $\Delta t_{icme}$ ). After the injection, the parameters of the ICME pulse on the trailing side fall to ambient wind values with a cosine form to diminish the rarefaction zone after the ICME tail (more details on the simulations setup can be found in González-Esparza *et al.* (2003b)).

Figure 3.1 shows an typical example of a numerical exercise with the speed, temperature and density profiles as functions of heliocentric distance for three different times. The dash-dot line shows the system at 0 hours (ambient solar wind); the thick

### 3 ESTUDIO NUMÉRICO Y ANALÍTICO DE LA EVOLUCIÓN DE EMC Y CHOQUES: IMPULSIÓN, DESACOPLAMIENTO Y DECAIMIENTO

---

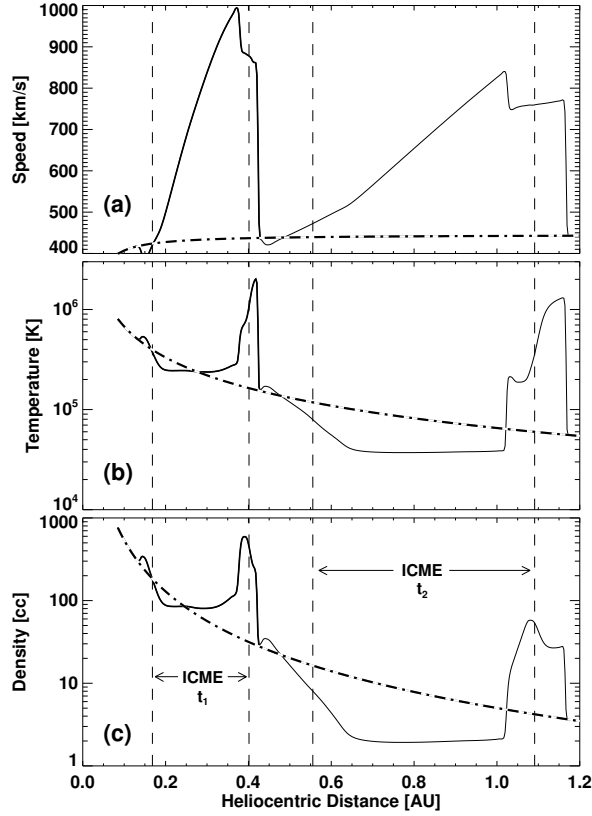


Figura 3.1: Velocity (a), temperature (b) and density (c) profiles given by the 1-D HD numerical simulation as a function of heliocentric distance. The vertical dashed lines indicate the ICME boundaries. The profiles correspond to three different times in the simulation:  $t_0=0$  hours (dash and dot line), ambient solar wind;  $t_1=10$  hours after the initial ICME injection (solid thick line);  $t_2=50$  hours after the initial ICME injection (solid thin line). Ambient solar wind stationary conditions at 1 AU were:  $N_1 = 5.02872$  cc,  $v_{sw} = 442.3$  km/s,  $T_1 = 65495.4$  K with a constant polytropic index  $\gamma = 1.5$ . ICME initial conditions were:  $\Delta t = 6$  hrs.,  $\Delta v_{icme} = 600$  km/s,  $N_{icme} = 5N_0$  and  $T_{icme} = 2T_0$ .

and thin lines show the system at 10 and 30 hours respectively after the ICME injection. The vertical dashed lines show the two boundaries of the ICME and the forward shock in each time. The figure shows the evolution of the ICME structure, from right to left there is the forward shock, follow by the sheath (shocked ambient wind), and the ICME. The two times show the ICME expansion and the compressed fluid accretion in the sheath. Note that a portion of ICME material is perturbed by a reverse shock, and at the back side there is a rarefaction zone, caused by the ambient wind following the faster ICME, which ‘drains’ the ICME tail.

### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

---

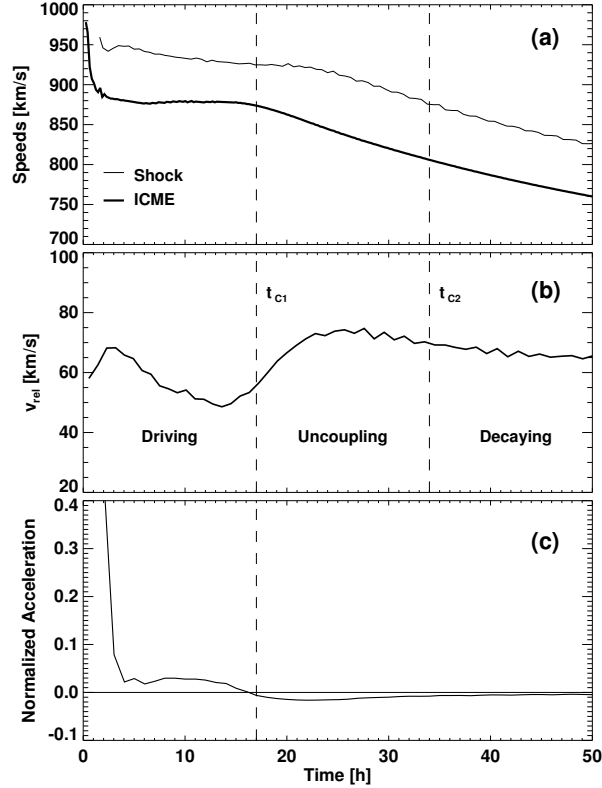


Figure 3.2: 1-D HD numerical simulation. (a) speed evolution of the ICME front ( $v_{icme}$ ) and its shock ( $v_{fs}$ ) showing the driving and decaying propagation stages. (b) relative speed evolution between the shock and the ICME front ( $v_{rel} = v_{fs} - v_{icme}$ ). (c) linear momentum flux evolution between the ICME front and the plasma sheath ahead. The numeric initial conditions are the same as in the previous figure. .

Figure 3.2a shows the speed profiles of the forward shock ( $v_{fs}$ , thin line) and the ICME front ( $v_{icme}$ , thick line) as functions of time. In all the numerical exercises we found two different stages in the speeds of ICMEs and their forward shocks. The first one presents a quasi-constant speed and the second one a clear deceleration. The first stage has different duration for  $v_{fs}$  and  $v_{icme}$ : the ICME decelerates before than its shock (González-Esparza *et al.*, 2003a). Figure 3.2b shows the evolution of the relative speed between the shock and the ICME front ( $v_{rel} = v_{fs} - v_{icme}$ ), where we find three phases: (1)  $v_{rel}$  goes down from a high initial value until a quasi-constant speed; (2)  $v_{rel}$  has a fast increase; and (3)  $v_{rel}$  presents a slow deceleration. The first stage (Figure 3.2a) is consistent with a “driven” shock propagation, and the deceleration stage represents a

“*decaying*” process (Cavaliere y Messina, 1976). The intermediate stage, bonding these two, is an “*decoupling*” process.

The ICME front transfers momentum to the sheath causing the evolution of the shock. Applying momentum conservation at the ICME front (assuming a spherical layer,  $4\pi r^2 \Delta r$ ), we calculate the total specific momentum flux through the ICME nose ( $\Phi_{icme}$ ) using the relation:

$$\Phi_{icme} = \frac{\tau_{icme} - \left(1 + 2\frac{\Delta r}{r}\right) \tau_{sh}}{\rho_{icme} \Delta r} - \frac{v_{icme}^2}{r} - \frac{v_{icme}}{\rho_{icme}} \frac{\Delta(\rho_{icme} v_{icme})}{\Delta r}, \quad (3.1)$$

where  $\tau_{icme}$  and  $\tau_{sh}$  ( $\tau = \rho v^2 + p$ ) represent the ICME and sheath stress tensors,  $\rho$  the mass density,  $v$  the bulk velocity,  $p$  the thermal pressure,  $\Delta r$  the width of ICME material just before its frontier (a cell length in our case), and  $r$  the material’s position. Figure 3.2c shows the evolution of the normalized ICME front acceleration ( $a_{icme}(t)/a_{icme}(t_0)$ ). Initially the acceleration is positive (the ICME transfers momentum to the sheath), and it rapidly decreases to a null value; we call this point the first critical time ( $t_{c1}$ ). After  $t_{c1}$  the acceleration takes a negative value (the sheath transfers momentum to the ICME) which asymptotically returns to a null value. Note that  $t_{c1}$  matches when the ICME begins its deceleration in Figure 3.2a. We call the second critical time ( $t_{c2}$ ) the moment when the last remnant of linear momentum reaches the shock, and according with our analysis it matches with the beginning of  $v_{fs}$  deceleration (Figure 3.2a) and  $v_{rel}$  slow deceleration (Figure 3.2b). This interval between  $t_{c1}$  and  $t_{c2}$  is the decoupling process because the shock passes from a driving stage to a decaying one.

### 3.1.3. Analytical Model

Cantó, Raga, y D’Alessio (2000) developed a formalism which solves the dynamics of the interaction region between two fluids (work surface, WS). This formalism uses the conservation of linear momentum flux through the WS to solve its mass center speed and position. Cantó *et al.* (2005) solved the particular case of a square-like perturbation in density and speed obtaining analytical solutions which show explicitly the relationships between the evolution of a WS and its initial characteristics. In this paper, we used the particular solution where the second fluid (ICME-like) is faster than the ambient wind ( $v_{wind}$ ), and we considered that the WS position matches the ICME-sheath interface.

Following the analytical model, the ICME speed ( $v_{icme}$ ) presents two propagation

### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

---

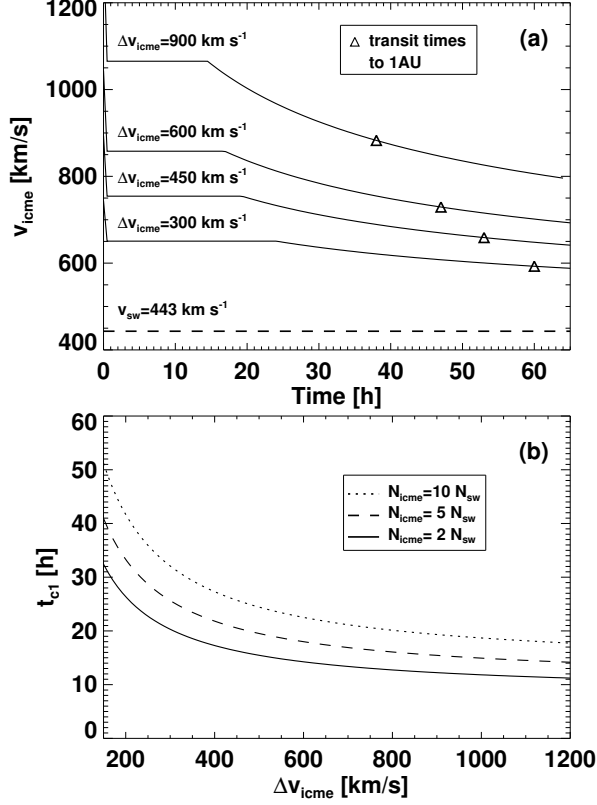


Figure 3.3: *a*) ICME speed ( $v_{icme}$ ) versus time. The different solid lines correspond to different ICME initial conditions, their corresponding arrival times to 1 AU (open triangles), and the ambient solar wind (dashed line). All these cases have the same ICME injection time ( $\Delta t_{icme} = 3$  h) and jump in density ( $N_{icme} = 5 N_0$ ). *b*) value of the ICME critical time ( $t_{c1}$ ) for different initial conditions. All these cases have  $\Delta t_{icme} = 3$  h. .

stages: an initial driving one characterized by a constant speed until the ICME reaches a critical time ( $t_{c1}$ ), after of which it decelerates decaying to the ambient wind speed. If the ejecta (square-like pulse) has a speed jump  $\Delta v_{icme}$ , numerical density  $N_{icme}$ , and duration  $\Delta t_{icme}$  (i.e., injection time), then its critical time ( $t_{c1}$ ) is given by:

$$t_{c1} = a \frac{1 + \sqrt{c}}{a - 1} \Delta t_{icme}, \quad (3.2)$$

where  $a = (v_{wind} + \Delta v_{icme}) / (v_{wind})$ , and  $c = N_{icme} / N_0$ .

The ICME speed before  $t_{c1}$  (i.e., constant speed stage) is given by:

$$v_{icme}(t) = \frac{1 + a\sqrt{c}}{1 + \sqrt{c}} v_{wind} , \quad (3.3)$$

whereas,  $v_{icme}$  after  $t_{c1}$  (i.e., deceleration stage) follows:

$$v_{icme}(t) = \left( 1 + \frac{(a-1)\sqrt{ac}}{\sqrt{2(a-1)t\Delta t_{icme} - a(1-c)\Delta t_{icme}^2}} \right) v_{wind} . \quad (3.4)$$

Figure 3.3a shows some solutions of  $v_{icme}$  evolution for different values of  $\Delta v_{icme}$ . The open triangles indicate the ICME arrival times at 1 AU. The pristine stage of constant speed is characterized by two continuous fluxes of linear momentum into the WS: one coming from the ICME-like flow (tail) and the other from the slower and lighter ambient wind (front). When the WS is formed, there is a balance between the two fluxes causing the constant speed propagation. At  $t_{c1}$  all the ICME-like fast material has passed on the WS and there is not more linear momentum to “feed” the WS, condition that begins the  $v_{icme}$  deceleration. Figure 3.3b shows the solutions of  $t_{c1}$  as function of  $\Delta v_{icme}$  for different values of  $N_{icme}$ . From Equation 3.2, note that  $t_{c1}$  decreases as  $\Delta v_{icme}$  increases, and it follows a tendency to reach the constant value  $(1 + \sqrt{c}) \Delta t_{icme}$ . This result indicates limits to the possible durations of the constant speed stage ( $t_{c1}$ ).

### Piston-Shock Approximation

A WS in Cantó *et al.* (2005) is an idealization of a two fluids interaction region, its speed is intermediate between the slow ambient wind and the injected fast fluid, and its position coincides with the mass center of the interacting material of both fluids. However, a WS does not has information about its structure (i.e., it is consider as a discontinuity) nor the position of the forward shock. To compare our numerical model and analytical results, we need to extend this model to include the forward shock evolution (we will not consider the reverse shock in this study).

We considered that the WS position matches the ICME-sheath interface of the numerical simulations, so the Cantó *et al.* (2005) model reproduces the ICME evolution. During the pristine stage (driving condition,  $t \leq t_{c1}$ ), the injected fast material (ICME) would be like a piston, with a constant speed ( $v_{icme}$ ), driving the shock. For simplicity,

### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

---

we assume the compression limit for strong shocks where:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} .$$

Since  $V_1 = v_{fs} - v_{wind}$  and  $V_2 = v_{fs} - v_{sheath}$ , and also that under the 1-D approximation during the driving stage,  $v_{sheath} = v_{icme}$ ; then the driving shock has a speed given by:

$$v_{fs}(t) = \frac{\gamma + 1}{2} v_{icme} - \frac{\gamma - 1}{2} v_{wind} , \quad (3.5)$$

where  $\gamma$  is the polytropic index.

To estimate the second critical time ( $t_{c2}$ ), we calculated from  $t_{c1}$  how much time takes to the remaining linear momentum (traveling at the local sound speed,  $c_s$ ) to propagate from the ICME leading edge to the shock. For simplicity we assume that, in the decoupling stage, the sheath moves approximately at the same speed as the ICME front:

$$\begin{aligned} \int_{t_{c1}}^{t_{c2}} c_s(t, r) dt &= \int_0^{t_{c1}} [v_{fs}(t) - v_{icme}(t)] \\ &+ \int_{t_{c1}}^{t_{c2}} [v_{fs}(t) - v_{icme}(t_{c1})] dt . \end{aligned} \quad (3.6)$$

The left side of Equation 3.6 is the distance (sheath's width) that momentum flux travels during the interval  $t_{c2} - t_{c1}$ ; whereas the first term of the right side represents the sheath thickness at  $t_{c1}$ , and the second term is the accumulated thickness between  $t_{c1}$  to  $t_{c2}$ . This equation can be simplified in:

$$t_{c2} \approx \frac{c_{s2} t_{c1}}{v_{icme} + c_{s2} - v_{fs}} , \quad (3.7)$$

where  $c_{s2}$  is the sound speed inside the sheath.

To calculate  $c_{s2}$ , we need to know the sheath's temperature ( $T_{sheath}$ ), using the Rankine-Hugoniot condition:

$$\frac{T_{sheath}}{T_{wind}} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)] [(\gamma - 1)M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} , \quad (3.8)$$

if  $c_{s1}$  is the upstream sound velocity, the mach number ( $M_1$ ) is:

$$M_1 = \frac{v_{fs} - v_{wind}}{c_{s1}}, \quad (3.9)$$

and the ambient wind temperature ( $T_{wind}$ ) profile, as function of heliocentric distance ( $r$ ), for an ideal gas expanding with constant velocity is:

$$T_{wind}(r) = T_1 \left( \frac{r_1}{r} \right)^{2(\gamma-1)}, \quad (3.10)$$

where  $T_1$  is the temperature at a given position  $r_1$  (ambient wind temperature at 1 AU in our case). Finally, assuming that electrons and protons have similar temperatures:

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{2 k_B T}{m_p}}. \quad (3.11)$$

with  $m_p$  the proton mass and  $k_B$  the Boltzmann constant. Using equations (3.8) and (3.11) in equation (3.7) we obtain  $t_{c2}$ .

To describe the shock decaying stage we applied the Cavaliere y Messina (1976) formalism for density profiles decreasing as  $r^{-2}$ , is:

$$v_{fs}(t) = v_{fs2} \left( \frac{t_{c2}}{t} \right)^{\frac{1}{3}} + v_{wind}, \quad (3.12)$$

where  $v_{fs2} = v_{fs}(t_{c2}) - v_{wind}$ . If we integrate the last equation, ignoring the constant  $v_0$ , we obtain  $r_{fs} \propto t^{\frac{2}{3}}$ , and substituting this into equation (3.12) we get that  $v_{fs} \propto \sqrt{r_{fs}}$ . This result is consistent with the study of Pinter y Dryer (1990) on the evolution of IP shocks.

Finally, using equations (3.5), (3.7) and (3.12) for the forward shock, and equations (3.2), (3.3) and (3.4) for the ICME evolution, we can reproduce the ICME-shock evolution and compare it with the numerical simulations. Figure 3.4 shows the speed evolution of the ICME and its shock as obtained with the two models for the same initial conditions. The panels compare between numeric (a and b) and analytic (c and d) results, where we found a very good qualitative agreement. The left panels present the three propagation stages, whereas the right panels show the evolution of the relative shock-ICME speed. However, keep in mind that at the inner boundary in the simulations the ambient wind speed grows asymptotically with distance, but in the analytical model it has a constant speed. This affects the initial shock evolution and the early relative shock-ICME speed ( $v_{rel}$ ).



### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

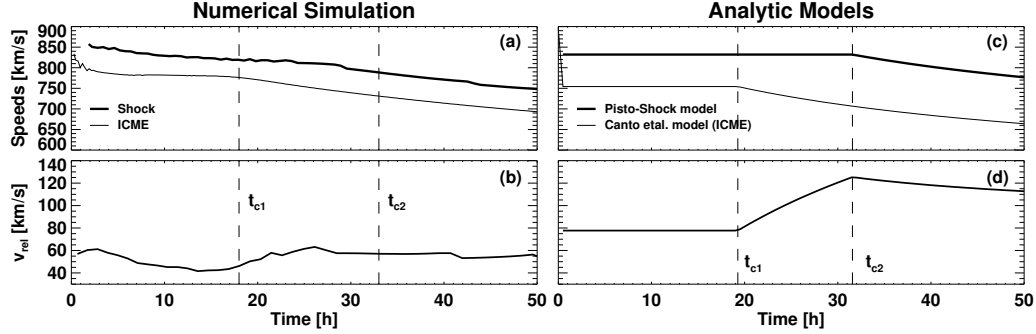


Figure 3.4: Comparison between numeric and analytic results. ICME-shock speed evolution. (a)  $v_{fs}$  and  $v_{icme}$  versus time as obtained from the numeric model. (b)  $v_{rel}$  versus heliocentric distance as obtained from the numeric model. For the numeric model the ambient solar wind stationary conditions at 1 AU are the same as Figure 1, and the ICME initial conditions :  $\Delta t_{icme} = 6$  h,  $\Delta v_{icme} = 450$  km/s,  $N_{icme} = 5 N_0$  and  $T_{icme} = 2 T_0$ . (c)  $v_{fs}$  and  $v_{icme}$  versus heliocentric distance as obtained from the analytic models. (d)  $v_{rel}$  evolution as obtained from the analytic models. For the analytic models the ambient solar wind stationary conditions at 1 AU are the same as Figure 3.3, and the ICME initial conditions :  $\Delta t_{icme} = 3$  h,  $\Delta v_{icme} = 450$  km/s,  $N_{icme} = 5 N_0$  (see text). .

#### 3.1.4. Parametric Study: Numeric and Analytic Results.

In this section we perform a parametric study to compare quantitatively the numeric and analytic models. Table 3.1, summarizes the initial conditions of the 180 numeric exercises. Figure 3.5 shows ICME speeds ( $v_{icme}$ ) during the pristine driving stage (before  $t_{c1}$ ) for different injection intervals ( $\Delta t_{icme}$ ) and different ICME initial speeds ( $\Delta v_{icme}$ ). The Cantó *et al.* (2005) model predicts very well the ICME driving speeds of the numerical simulations. Note that  $v_{icme}$  does not depends on  $\Delta t_{icme}$  in Equation 3.3.

There is an important difference between numerical and analytical results due to the effect of the rarefaction zone in the numerical study. In the numerical simulations the rarefaction zone ‘drains’ a portion of the tail of the ICME mass, causing that only about half of fast and dense material incorporates into the ICME at  $t_{c1}$ . This effect is not present in the analytic model, where the rarefaction zone is treated as a gap without any dynamic effects. In order to compensate this effect in the parametric study, we used half of the injection interval ( $\Delta t_{icme}$ ) of the numerical model in the analytical calculations, resulting in a very good agreement between the numerical and analytical results.

Figure 3.6 compares the values of the first critical time ( $t_{c1}$ ) adjusting the ICME injection interval in the analytical model ( $\Delta t_{icme}$  (analytic) = 0.5  $\Delta t_{icme}$  (numeric)).

### 3 ESTUDIO NUMÉRICO Y ANALÍTICO DE LA EVOLUCIÓN DE EMC Y CHOQUES: IMPULSIÓN, DESACOPLOAMIENTO Y DECAIMIENTO

---

Tabla 3.1: Initial values used in the parametric study of 180 numerical simulations.

$\Delta t$ [hrs] <sup>a</sup>	$\Delta v$ [km/s] <sup>b</sup>	$N$ [ $N_0$ ] <sup>c</sup>	$\Delta T$ [ $T_0$ ] <sup>d</sup>
1, 2, 3, 4.5, 6	150	2, 5, 10	0.2, 1
1, 2, 3, 4.5, 6	300	2, 5, 10	0.2, 1
1, 2, 3, 4.5, 6	450	2, 5, 10	0.2, 1
1, 2, 3, 4.5, 6	600	2, 5, 10	0.2, 1
1, 2, 3, 4.5, 6	900	2, 5, 10	0.2, 1
1, 2, 3, 4.5, 6	1200	2, 5, 10	0.2, 1

<sup>a</sup> Injection time for the ICME-like perturbation. <sup>b</sup> Velocity jump over the initial ambient wind velocity for the ICME-like perturbation. <sup>c</sup> Density jump for the ICME-like perturbation. <sup>d</sup> Temperature jump for the ICME-like pulse.

The lines are given by Cantó *et al.* (2005) and the symbols the numerical values.  $t_{c1}$  decreases with faster ICMEs tending towards a limit value (Figure 3.3b). In general, we found a good agreement between the two models, in particular when  $\Delta t_{icme}$  (numeric)  $\geq$  4.5 hours. For shorter  $\Delta t_{icme}$ 's, the numerical values were below the analytic results. We found that for larger ICME densities ( $N_{icme}$ ),  $t_{c1}$  tended to be longer, i.e., denser fast ICMEs had more inertia and reached further heliocentric distances before the beginning of their deceleration. On the other hand, we found in the numerical exercises a minor influence on  $t_{c1}$  by the initial ICME jumps in temperature (not shown in the figures).

Figure 3.7 shows the comparison of the arrival times at 1 AU. Figure 3.7a compares the ICME arrival times given by Cantó *et al.* (2005) (lines) and the numerical results (symbols), whereas Figure 3.7b compares the shock arrival times given by the piston-shock approximation (lines) and the numerical results (symbols). There is also a good agreement between numeric and analytic values. Faster ICME/shock events had shorter transit times. Larger ICME densities ( $N_{icme}$ ) obtained shorter transit times. We found in the numerical exercises that ICME temperature jumps had significant influence on the transit times, only when the jumps in ICME speeds were small ( $\Delta v_{icme} < 200$  km/s, not shown in the figures).

Figure 3.8 shows the comparison of the arrival speeds at 1 AU. Figure 3.8a compares the ICME arrival speed given by Cantó *et al.* (2005) (lines) and the numerical results (symbols), whereas Figure 3.8b compares the shock arrival speeds given by the

### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

---

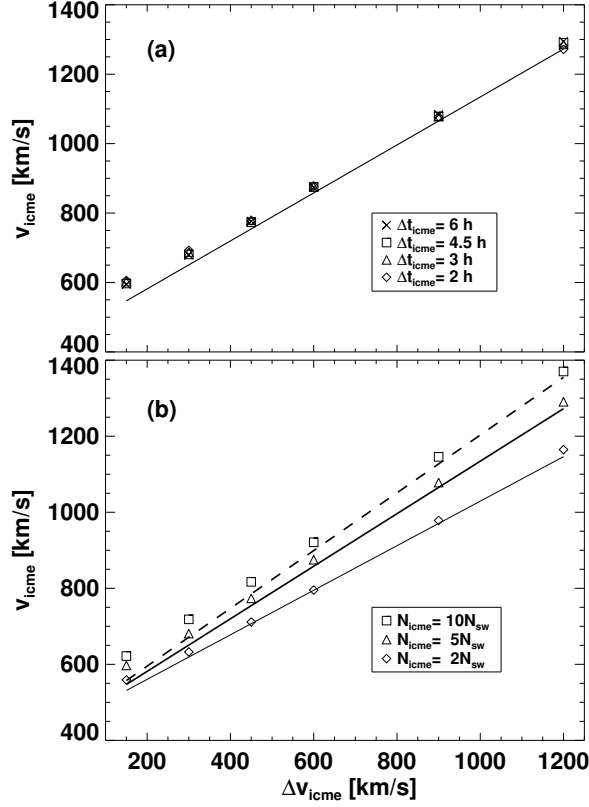


Figure 3.5: Comparison between numeric and analytic results. Driving ICME speed ( $v_{icme}$ ) as a function of different jumps of CME initial velocity ( $\Delta v_{icme}$ ). (a)  $v_{icme}$  as predicted by the *Canto et al.* model (continuous line) and numeric results with different CME injection times  $\Delta t_{icme}$  (symbols). (b)  $v_{icme}$  as predicted by the *Canto et al.* model (lines) and numeric results with different CME jumps in density  $N_{icme}$  (symbols). The ambient solar wind conditions are the same as in the Figure 3.3.

piston-shock approximation (lines) and the numerical results (symbols). There is also a good agreement between numerical and analytical values. The arrival speeds of ICMEs and shocks almost grew linearly with  $\Delta v_{icme}$ : faster ICME/shock events resulted in faster arrival speeds. The best matching between numeric and analytic values is for  $\Delta t_{icme}$  (numeric) = 4.5 hrs.

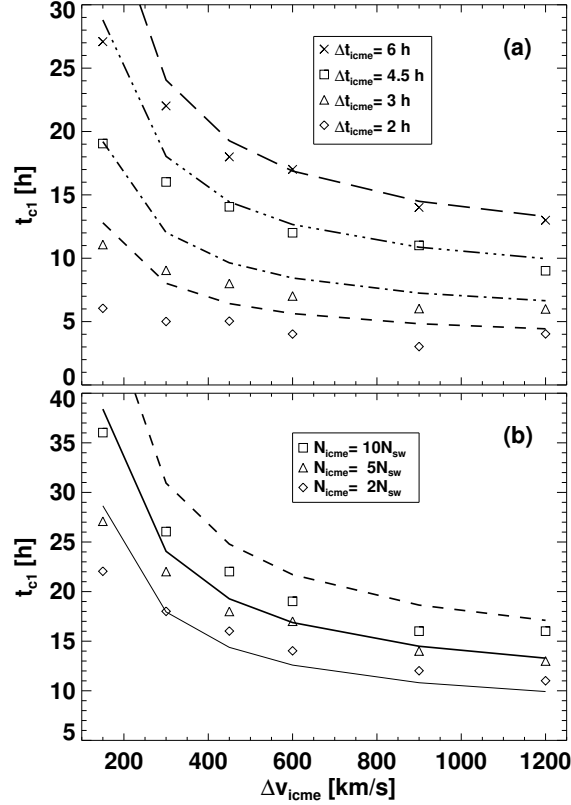


Figura 3.6: Comparison between numeric and analytic results. ICME critical times ( $t_{c1}$ ) as a function of different jumps of CME initial velocity ( $\Delta v_{icme}$ ). (a)  $t_{c1}$  as predicted by the *Canto et al.* model (curves) and numeric results with different  $\Delta t_{icme}$  (symbols). (b)  $t_{c1}$  as predicted by the *Canto et al.* model (curves) and numeric results with different  $N_{icme}$  (symbols). The ambient solar wind conditions are the same as in Figure 3.3.

### 3.1.5. Study Case

Now we apply the models to study three halo CME events detected by LASCO-SOHO which interplanetary counterparts were detected posteriorly in-situ by WIND. The speed temporal evolution of these events were studied previously by (Gonzalez-Esparza y Aguilar-Rodriguez, 2009; Bisi *et al.*, 2010) combining different speed measurements such as: white light coronagraph images, the frequency drift of kilometric type II spectrum (km-TII), interplanetary scintillation (IPS), and in-situ spacecraft observations. As commented on before, the speed tracking of fast ICME/shock events in the interplanetary medium is a complex problem due to the limitations of the observational

### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

---

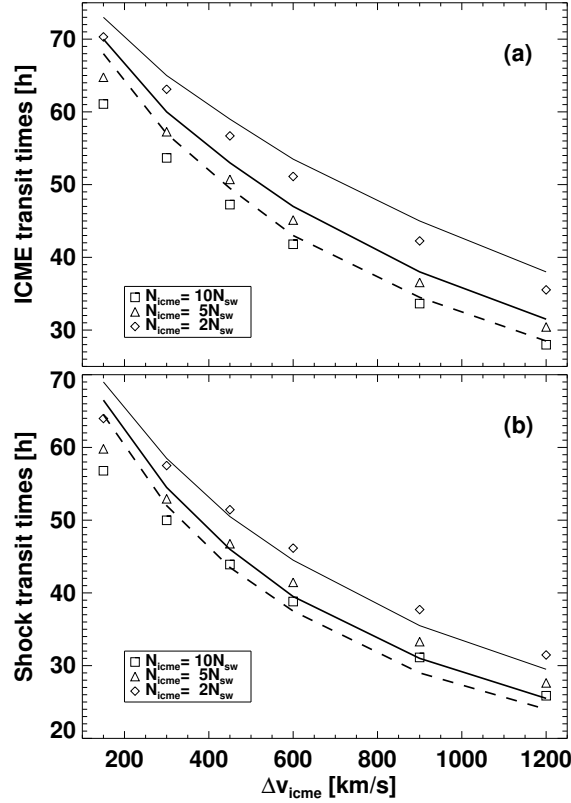


Figure 3.7: Comparison between numerical and analytic results. ICME and shock transit times to 1 AU as a function of different jumps of CME initial velocity ( $\Delta v_{icme}$ ). (a) ICME transit times as predicted by the *Canto et al.* model (lines) and numeric results with different  $N_{icme}$  (symbols). (b) shock transit times as predicted by the piston-shock model (lines) and numeric results with different  $N_{icme}$  (symbols). The ambient solar wind conditions are the same as in Figure 3.3.

capabilities. This compilation of speed measurements includes: near-Sun plane-of-sky LASCO-CME speeds reported in the LASCO catalog, the local shock speeds deduced from the km-TII slope analysis, the sheath region speeds along the line of sight from IPS observations, and the local shock and ejecta speeds from in-situ WIND data. All these speeds have intrinsic uncertainties besides that they do not refer to the same structure; but they are related to the same phenomena (CME/shock event). Nevertheless, the speed compilation of different measurements at different times give us an approximation of the ICME/shock heliocentric evolution.

In order to compare with observations, the models required initial conditions. We used: LASCO-SOHO velocity linear fit as the driven ICME speed ( $v_{icme}$ ), and the

### 3 ESTUDIO NUMÉRICO Y ANALÍTICO DE LA EVOLUCIÓN DE EMC Y CHOQUES: IMPULSIÓN, DESACOPLAMIENTO Y DECAIMIENTO

---

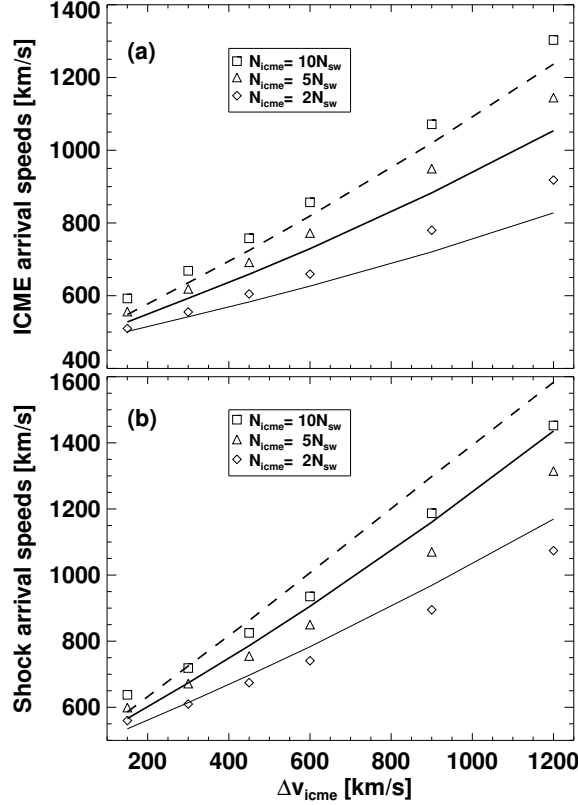


Figura 3.8: Comparison between numerical and analytic results. ICME and shock arrival speeds at 1 AU as a function of different jumps of CME initial velocity ( $\Delta v_{icme}$ ). (a)  $v_{icme}$  as predicted by the *Canto et al.* model (lines) and numeric results with different  $N_{icme}$  (symbols). (b) shock speed at 1 AU as predicted by the piston-shock model (lines) and numeric results with different  $N_{icme}$  (symbols). The ambient solar wind conditions are the same as in Figure 3.3.

duration of the rise phase of the solar flare associated with the CME as the injection interval ( $\Delta t_{icme}$ ). Both values were taken from the SOHO-LASCO CME catalog ([http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/)). We took the 1 AU ambient solar wind density, speed, and temperature ( $N_{wind}, v_{wind}, T_{wind}$ ) values from the in-situ WIND measurements. However, the initial jump in ICME density was an arbitrary value to match the ICME arrival time.

Figure 3.9a shows the speed temporal evolution of the 2001 April 26 CME. The horizontal temporal axis was normalized (over 60 hours) and plotted with a logarithmic scale to emphasize the two propagation stages predicted by the models. The curves correspond to the shock and ICME speed evolutions given by the analytic models. The

### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

---

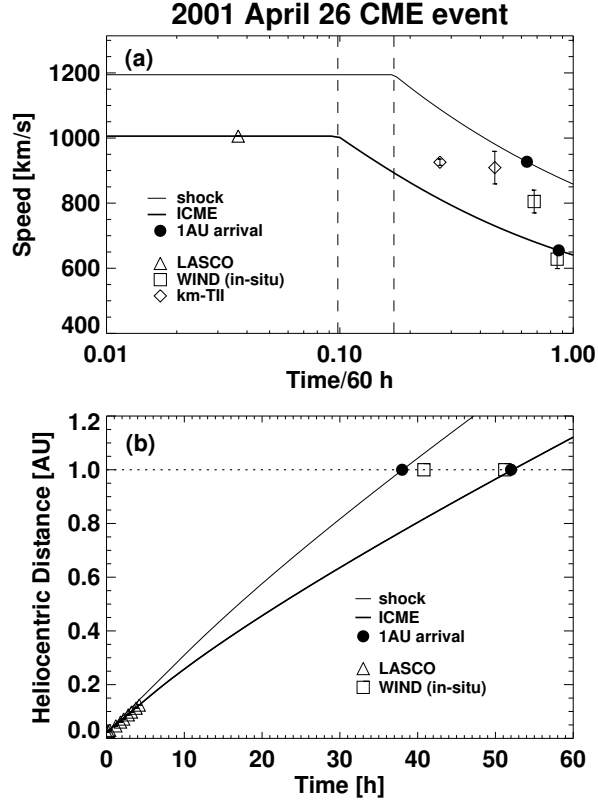


Figure 3.9: Study case of the 2001 April 26 CME event. (a) Shock speed evolution (thin curve) given by the shock-piston approximation, and ICME speed (thick curve) given by the *Canto et al.* model. Speed measurements : plane-of-sky LASCO CME velocity linear fit (open triangle), shock speeds from the km-TII slope analysis (open diamonds), in-situ spacecraft 1 AU observations (open squares), and the arrival speeds predicted by the analytical models (solid circles). The speed values were taken from (*Gonzalez-Esparza and Aguilar-Rodriguez, 2009*). (b) Shock trajectory (thin curve) given by the shock-piston approximation, and ICME trajectory (thick curve) given by the *Canto et al.* model. 1 AU arrival times predicted by the analytic models (solid circles), and in-situ WIND 1 AU observations (open squares). Initial conditions for the analytic model :  $v_{sw}=440$  km/s,  $\Delta t_{icme} = 1.5$  h,  $\Delta v_{icme} = 910$  km/s,  $N_{icme} = 2.7 N_0$  (see text).

different symbols correspond to: LASCO-SOHO CME velocity linear fit, shock speeds from the km-TII slope analysis, in-situ spacecraft observations, and the arrival speeds obtained by the models. We found a good agreement between the two point observations and the ICME curve given by the model, but the shock one seems overestimated respect to the observational values. Figure 3.9b shows the trajectory (heliocentric distance versus time) of the ICME and its shock as obtained by the analytic models and the

### 3 ESTUDIO NUMÉRICO Y ANALÍTICO DE LA EVOLUCIÓN DE EMC Y CHOQUES: IMPULSIÓN, DESACOPLAMIENTO Y DECAIMIENTO

---

1 AU arrival times from in-situ WIND measurements. The analytic model obtained an earlier arrival of the shock (-2.8 hours), and a posteriori arrival of the ICME (0.8 hours) with respect to the WIND observations.

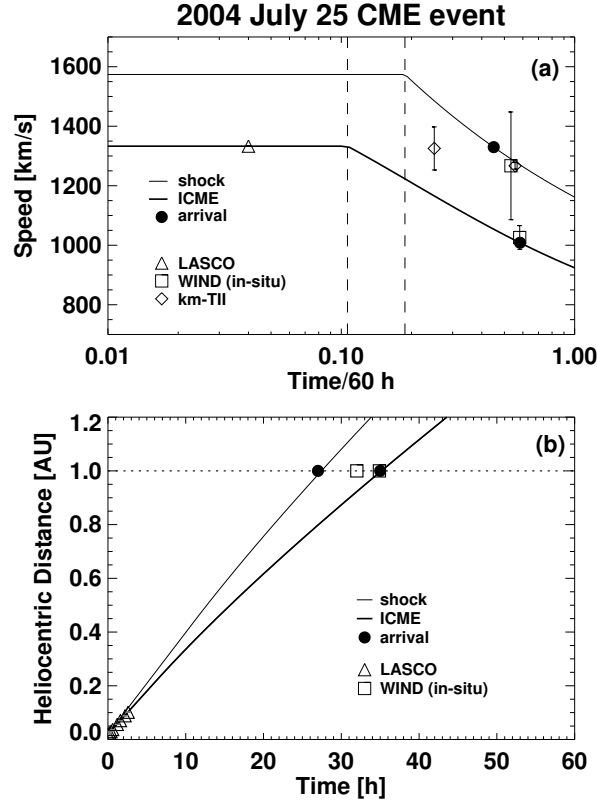


Figura 3.10: Study case of the 2004 July 25 CME event. (a) Shock and ICME speed evolution (speed measurements taken from (*Gonzalez-Esparza and Aguilar-Rodriguez, 2009*)). (b) Shock and ICME trajectories and arrival times. Same format as previous figure. Initial conditions for the analytic model :  $v_{sw}=610$  km/s,  $\Delta t_{icme} = 1.0$  h,  $\Delta v_{icme} = 976$  km/s,  $N_{icme} = 8.5 N_0$ .

Figure 3.10a shows the speed temporal evolution of the 2004 July 25 CME. Similar to the previous figure, we found a good agreement between speed measurements and curves of the analytic models. Figure 3.10b shows the trajectory of the ICME and its shock as obtained by the analytic models and the arrival times from in-situ measurements. The analytic models obtained an earlier arrival of the shock (-5.0 hours), and a good match for the ICME arrival (0.01 hours) with respect to the WIND observations.

Figure 3.11b shows the speed temporal evolution of the CME event on the 13 May



### 3.1 NUMERIC AND ANALYTIC STUDY OF ICME AND SHOCK EVOLUTION: DRIVING, DECOUPLING AND DECAYING

---

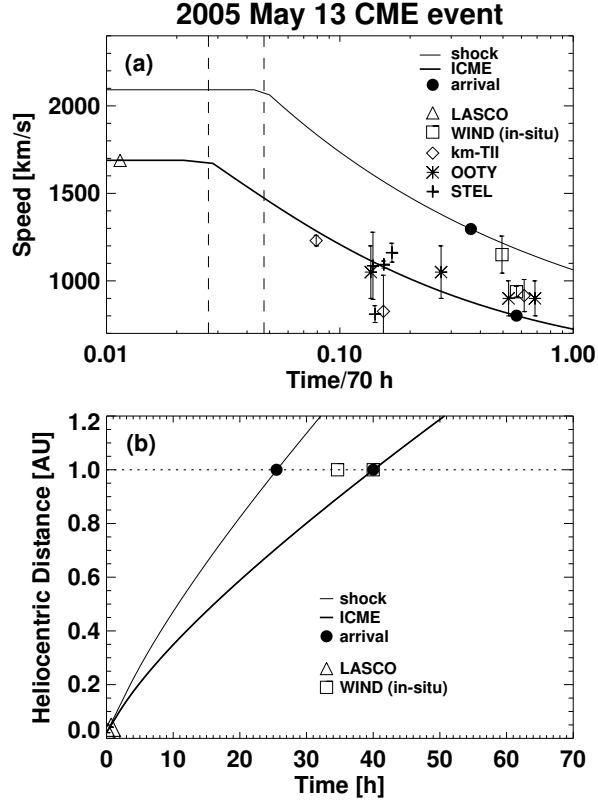


Figure 3.11: Study case of the 2005 May 13 CME event. (a) Shock and ICME speed evolution (speed measurements taken from (Bisi *et al.*, 2010)). (b) Shock and ICME trajectories and arrival times. Same format as previous figure. Initial conditions for the analytic model :  $v_{sw}=480$  km/s,  $\Delta t_{icme} = 0.5$  h,  $\Delta v_{icme} = 1805$  km/s,  $N_{icme} = 4.1 N_0$ .

2005. In this case there is a significant number of different speed measurements at different times including several IPS observations. This is a comprehensive tracking of interplanetary ICME/shock speed measurements. The curves of the analytic models show a reasonable agreement with the data set of speed measurements. Figure 3.11b shows the trajectory of the ICME and its shock as obtained by the analytic models and the arrival times from in-situ measurements. The analytic models obtained an earlier arrival of the shock (-9.1 hours), but we matched the ICME one (0.0 hours) with respect to the WIND observations.

### 3.1.6. Discussion

When a fast CME explodes and expands in the inner corona there is a complex process of magnetic and thermic energy injection besides the interaction with the ambient wind. As the CME propagates, at some point the speed difference between the CME front and the upstream wind overpass the supermagnetosonic limit and a bow shock wave steps in front of the CME driver. Close to the Sun the magnetic forces dominate, but beyond the critical point, the large-scale dynamics becomes dominated by the dynamic pressure term where simple HD models can be applied to study some aspects of the ICME/shock evolution. At the initial stage, the ICME drives the perturbation transferring momentum to the shock, the shock is coupled to the ICME. This momentum flows from the ICME front through the plasma sheath to reach the shock, i.e., it travels the standoff distance between the ICME and shock. There is material accretion at the front of the ICME and the plasma sheath increases its radial width gradually. Eventually at a certain time ( $t_{c1}$ ) the ICME momentum becomes exhausted and the ICME begins to decelerate. This begins the decoupling process, in which the transient shock ahead will stop receiving momentum from its ICME driver. This process lasts about the time that takes this information (the ceasing of momentum flux from the ICME front to the shock) to cross the plasma sheath at about the sound speed. Beyond this time ( $t_{c2}$ ), the shock decelerates tending towards the local sound speed (decaying stage). Short ICME injection intervals ( $\Delta t_{icme}$ ) imply that their shocks arrive to 1 AU in the decaying stage decoupled of their ICMEs. Shocks decelerating in the interplanetary medium are decoupled from their ICME drivers.

The evolution predicted by the two models, can be similar to the one predicted by other semi-empirical models that assume an initial deceleration followed by a constant speed. When the CME injection time is short (as suggested by the observations), it results in a short driving stage followed by the deceleration stage. In the two models, the deceleration is not constant but depends on the velocity difference with respect to the ambient wind. When the driver propagates at a speed close to the ambient wind, then the deceleration becomes very small approaching to a constant speed propagation. Then the evolution of this ICME-shock event would approach to an initial deceleration followed by a constant speed propagation.

It is important to note that some fundamental issues cannot be addressed by the hydrodynamic models. The models do not pretend to study the initiation of CMEs at the solar surface, nor the evolution of the topology of a magnetic cloud in the interplanetary medium, nor the complex plasma signatures shown in the in-situ measurements by spacecraft. Furthermore, the models cannot calculate the effects due to the magne-

tic reconnection that presumably can occur during the evolution of the ICME, and we were assuming an homogeneous ambient wind. The 1-D HD models neglect magnetic effects and tangential flows; however, they point out the importance of the momentum flux in the ICME/shock evolution. The analytic and numerical models predicted earlier arrival times for the shock in the study cases, this is due to the 1-D approximation, where there are not tangential flows around the CME driver, overestimating the shock speed and the sheath thickness. These deflection flows ahead of ICMEs have been observed (Liu *et al.*, 2008) and should modify the evolution of the ICME and its shock as predicted by the 1-D models.

One of the major problems to apply the models to study CME events is the selection of the initial conditions. Technical limitations make it difficult to know with precision the values of the physical parameters of the emerging solar wind and CMEs near the Sun. In many studies it is customary to use arbitrary values of the physical parameters at the inner boundary that mimic the solar wind and ICME observables at 1 AU. In this case, to compare with observational values our models require the ICME initial conditions, where we used the plane-of-sky LASCO velocity linear fit as the driven ICME speed ( $v_{icme}$ ), and the duration of the rising phase of the solar flare associated with the CME as the injection interval ( $\Delta t_{icme}$ ). These two values seem a reasonable assumption since this rising phase interval is related to the time where the CME reaches a constant speed in the coronagraph field of view (Zhang *et al.*, 2004; Zhang y Dere, 2006). For the CME jump in density we used arbitrary values ( $2.7 < N_{icme} < 8.5$ ) to match the ICME speed and arrival time to 1 AU, but the resulted CME masses were in the orders of magnitude given by the observations (Vourlidis *et al.*, 2002). These arbitrary conditions do not necessarily correspond to the real parameters, but the reasonable agreements that we got for the study cases suggest that these parameters were close to realistic conditions.

### 3.1.7. Conclusions

We study the propagation of fast ICMEs and transient shocks in the solar wind using analytic and numeric one-dimensional hydrodynamic models. These simple models apply beyond the critical point where the dynamic pressure term dominates the solar wind dynamics. Fast ICMEs and their shocks present three propagation stages: driving, decoupling process, and decaying. The models emphasize the role of the plasma sheath and the transmission of momentum in the ICME-shock evolution. Since fast CMEs and their shock suffer significant decelerations in their transits from near the

### 3 ESTUDIO NUMÉRICO Y ANALÍTICO DE LA EVOLUCIÓN DE EMC Y CHOQUES: IMPULSIÓN, DESACOPLOAMIENTO Y DECAIMIENTO

---

Sun to 1 AU, the models predict that they are decoupled at 1 AU.

# Capítulo 4

## Evolución dinámica de ondas de choque interplanetarias impulsadas por EMC

### Introducción

En el capítulo pasado se estudiaron las relaciones que se presentan entre las EMC rápidas y las ondas de choque asociadas a estas. Los resultados de este estudio sugieren que las EMC no interactúan directamente con el VS, sino con el VS perturbado por la onda de choque. Además, los análisis del capítulo anterior también señalan que la geometría supuesta para las ondas de choque es un factor importante en su propagación. En consecuencia, es importante explorar los efectos que la geometría inicial de la EMC tiene sobre la propagación de ondas de choque.

En este capítulo se exploran las relaciones que las ondas de choque guardan con las características geométricas de las EMC. En primera instancia se expondrán los efectos que las circunstancias dinámicas y ambientales tienen sobre la propagación de las ondas de choque. Posteriormente, se presentarán las relaciones que una onda de choque guarda con su impulsor, medio ambiente y geometría. Finalmente, este último punto será empleado en el análisis de un caso de estudio.

Los resultados de este capítulo indican que una modificación de la geometría inicial

de la onda de choque, en el modelo pistón-choque, resuelve los errores sistemáticos encontrados en el Capítulo 3.

El presente capítulo se basa en el artículo arbitrado *Dynamic evolution of interplanetary shock waves driven by CMEs*, publicado en julio del 2012 en el libro de memorias en extenso: “Comparative Magnetic Minima: Characterizing quiet times in the Sun and Stars”, Proceedings of the International Astronomical Union, volumen 286, p. 159-163. DOI: 10.1017/S1743921312004784.

## 4.1. Ondas de choque y geometría

La estructura de una onda de choque responde a las circunstancias del ambiente y geometría del impulsor. La principal diferencia entre las ondas de choque uni-dimensionales y no uni-dimensionales radica en el comportamiento de los flujos de materia dentro de la funda. Mientras que en los choques uni-dimensionales la materia que atraviesa el frente de choque se *estanca* dentro de la funda, en los choques no unidimensionales la materia fluye alrededor del impulsor. Esta diferencia hace que en los primeros el espesor de la funda crezca y en los segundos permanezca constante.

Las diferencias entre las ondas de choque uni-dimensionales y no uni-dimensionales afectan las características de las fases dinámicas definidas en el capítulo anterior. Por lo tanto, a continuación se discutirán tales efectos.

### 4.1.1. Ondas de choque uni-dimensionales

Las ondas de choque unidimensionales se desarrollan en sistemas cuya geometría únicamente presenta un grado de libertad. Un ejemplo de onda de choque unidimensional se utilizó en el Capítulo 3, donde se expuso cómo una onda de choque impulsada por una EMC unidimensional se propaga con una velocidad dada por:

$$v_{sh} = \frac{\varrho v_{cme} - v_{sw}}{\varrho - 1}. \quad (4.1)$$

Donde  $\varrho = \rho_{sw2}/\rho_{sw1}$ ,  $\rho_{sw1}$  y  $\rho_{sw2}$  son el cambio en densidad a través del frente de choque, la densidad corriente arriba y la densidad corriente abajo, respectivamente. De acuerdo a la Ecuación (4.1), la velocidad del frente de choque será siempre superior a la velocidad de la EMC, puesto que  $v_{cme} > v_{sw}$  y que  $\varrho > 1$ .

## 4.2 DYNAMIC EVOLUTION OF INTERPLANETARY SHOCK WAVES DRIVEN BY CMES

---

Los efectos geométricos no solo afectan las características de la impulsión, también impactan en los procesos de desacoplamiento y decaimiento del choque. Para ambos casos, la diferencia entre la velocidad de la onda de choque y la EMC alarga la duración del primero e incrementa la velocidad con la que se inicia el segundo. Por consiguiente, una onda de choque en una geometría unidimensional es considerablemente más veloz que la EMC a la que está asociada.

### 4.1.2. Ondas de choque no unidimensionales

Las ondas de choque no uni-dimensionales se refieren a ondas de choque cuyas circunstancias geométricas permiten dos o tres grados de libertad. Al presentar más de un grado de libertad, el material de la funda puede fluir alrededor del obstáculo, acotando el volumen de la funda.

Un ejemplo de onda de choque no uni-dimensional es el choque de proa. En un choque de proa se presenta un balance entre el material que atraviesa el frente de choque y los flujos del material de la funda alrededor del impulsor. Tal balance permite que el volumen de la funda permanezca constante, haciendo que el frente de choque y el impulsor se desplacen a la misma velocidad (Hida, 1953).

En el caso de una onda de choque tipo proa impulsada por una EMC, el frente de choque se propagará con una velocidad  $v_{sh} = v_{cme}$ . Además, el espesor de la funda será proporcional al radio de la EMC y al número de Mach asociado a la eyecta. Estas condiciones, contrario al caso unidimensional, reducirán la duración del desacoplamiento dinámico y harán que el decaimiento inicie con una velocidad menor. Circunstancias que podrían resolver las inconsistencias registradas en los resultados del capítulo anterior. En la siguiente sección se explora esta posibilidad a través de extender el modelo pistón-choque y aplicar esta extensión al análisis de una EMC tipo halo que impulsa una onda de choque tipo proa.

## 4.2. Dynamic evolution of Interplanetary Shock Waves driven by CMES

P. Corona-Romero and J.A. Gonzalez-Esparza  
*Proceedings IAU Symposium, No. 286*, 2012.

## Resumen

Presentamos un estudio acerca de la propagación interplanetaria de ondas de choque impulsadas por eyecciones de masa coronal (EMC) súper-magnetosónicas. La discusión se enfoca en un modelo que describe las relaciones dinámicas presentes entre la EMC y su choque impulsado y la forma de aplicar dichas relaciones para aproximar la trayectoria de los choques desde las vecindades del Sol hasta  $1UA$ . Utilizamos dicho modelo en un estudio de caso, en el cual nuestros cálculos mostraron similitudes cuantitativas y cualitativas con diferentes datos. Se discute la importancia de las condiciones iniciales del VS y de la EMC para la evolución de la onda de choque.

## Abstract

We present a study about the propagation of interplanetary shock waves driven by super magnetosonic coronal mass ejections (CMEs). The discussion focus on a model wich discribes the dynamic relationship between the CME and its driven shock and the way to approximate the trajectory of shocks based on those relationships from near the Sun to 1 AU. We apply the model in the analysis of a case study, in which our calculations show quantitative and cualitative agreements with different kind of data. We discuss the importance of solar wind and CME initial conditions on the shock wave evolution.

### 4.2.1. Introduction

A shock wave is an energetic compressive perturbation which propagates faster than the characteristic speed of the medium. An interplanetary shock wave transfers energy to the solar wind increasing its entropy and kinetic energy. From a macroscopic perspective, a shock wave can be regarded as a discontinuity which separates two distinct fluids whose properties are related by the so called jump conditions ((Landau y Lifshitz, 2005b, Landau & Lifshitz; 2005)). Interplanetary shocks associated with CMEs are an important issue due to their impact on the Earth magnetic conditions and increase our contingency plans.

In Heliophysics there are two main conditions in which a shock wave evolves: driven and decaying. During the first one, the shock's energy transferred to the medium is restored by a driver. On the other hand, during the decaying, the shock constantly loses



## 4.2 DYNAMIC EVOLUTION OF INTERPLANETARY SHOCK WAVES DRIVEN BY CMEs

energy by transferring it to the medium. Corona-Romero y Gonzalez-Esparza (2011) studied the dynamical evolution of shocks associated with CMEs using numerical simulations and analytic models. They found that the CME-shock evolution presents three different dynamic phases: driving, decoupling, and decaying. These dynamic phases are defined by the evolution of linear momentum between the CME and the shock wave, i.e. the linear momentum flux through the plasma sheath (ambient wind modified by the shock propagation).

Figure 4.1 shows a sketch of the CME-shock system at the driving (a) and decaying (b) phases. During the driving phase the CME transfers momentum to the sheath; which is expressed by strong compression over the plasma sheath (darker gray region in panel a). On the other hand, during the decaying phase the CME is no longer transferring momentum to the sheath. Thus, during the decaying phase, the compression on the sheath decreases (panel b) and the distance between the CME and shock increases. The decoupling process bounds these two opposite behaviors, during which the dynamic disconnection between driver (CME) and shock wave occurs by sheath relaxation.

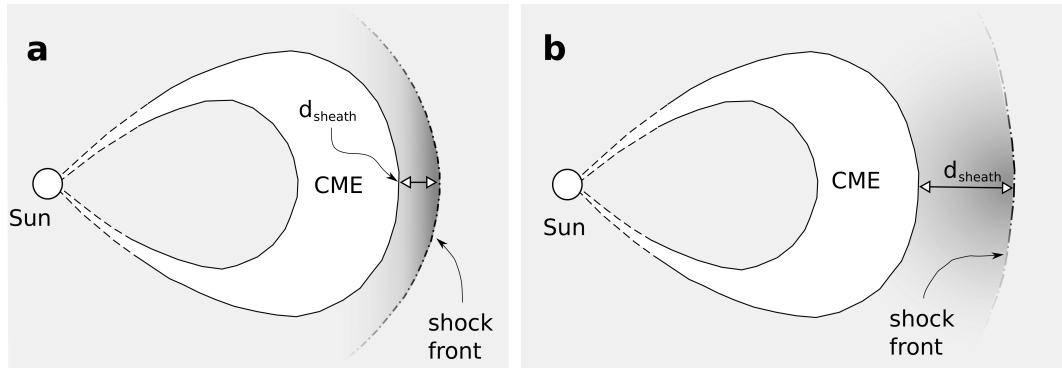


Figure 4.1: Sketch of a fast CME-shock system propagating through the interplanetary medium showing the driving (a) and decaying (b) configurations. From left to right, the Sun (white circle), the solar wind (light gray), the CME (white croassant-like shape), the plasma sheath or shocked solar wind (darker gray) and the shock front (dashed-dotted black line) respectively. The gray color shades represent the density of ambient solar wind, being the darker regions (plasma sheath) the denser ones. (a) The CME drives the shock front (the dashed-dotted black line is clearly difined), the sheath is highly compressed and the standoff distance ( $d_{sheath}$ ) is constant. (b) The shock is getting dissipated (the dashed-dotted black line is vanishing), the compression on the sheath's material decreases and the standoff distance grows.

### 4.2.2. CME-shock propagation

We can approximate the trajectory of shocks and CMEs on the basis of the three phases introduced above. In Figure 4.2 we present a comparison between the data and calculations of the speeds (left panel) and heliocentric positions (right panel) for the May 13 2005 CME-shock event. The speed-position temporal evolution was studied previously by (Bisi *et al.*, 2010, Bisi *et al.* (2010, and references there in)) by combining different measurements such as white light coronagraph images (diamonds), the frequency drift of kilometric type II spectrum (triangles), interplanetary scintillation (squares and asterisks), and in-situ spacecraft observations (crosses). Though the data do not refer to the same structure, they are related to the same phenomena (CME–shock event) and give us an approximation of the CME and shock propagations.

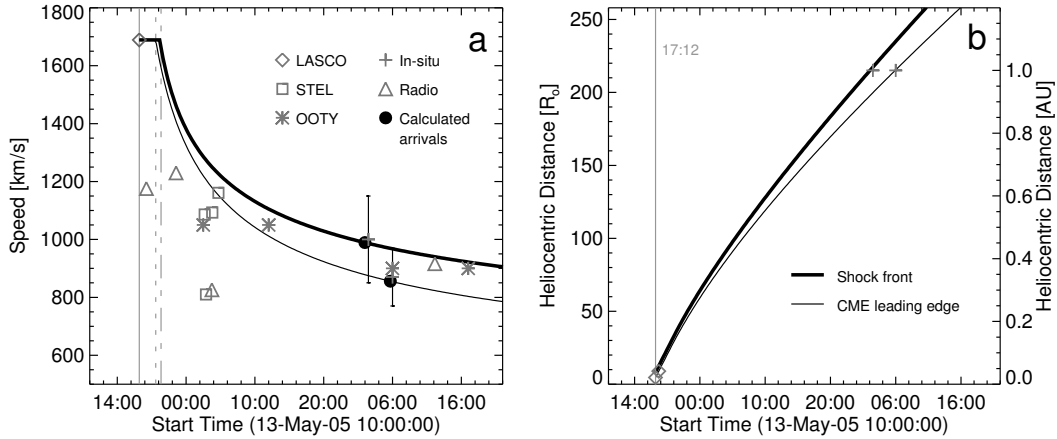


Figure 4.2: Comparison between the results of the analysis and the data for May 13, 2005 event. (a) Calculated CME and shock speeds (black lines) vs. time. (b) Calculated CME and shock heliocentric distances vs. time (black lines). The different symbols in panels (a) and (b) indicate data from coronagraph (LASCO) images, speeds inferred by radio emission, in-situ and interplanetary scintillation (STEL and OOTY) measurements. The driving phase lasts 2.38 hours (dashed vertical gray line, panel a) and the decoupling process 0.78 hours (dotted-dashed vertical gray line, panel a). To calculate the CME’s nose trajectory we follow the Corona-Romero y Gonzalez-Esparza (2011) description with  $\Delta t = 0.50 h$ ,  $a = 5.01$ ,  $c = 8$ ,  $r_0 = 4.57 R_o$  and  $v_{0cme} = 1689 km/s$ . The ambient wind conditions at 1 AU were  $n_p = 4 cc$ ,  $T_p = 130 \times 10^3 K$ ,  $|B| = 6 nT$  and  $v_{sw} = 420 km/s$  respectively. The shock front propagation was calculated according the respective Cavaliere y Messina (1976) solution. The driving standoff distance and the CME radius were calculated by the Farris y Russell (1994) and the Bothmer y Schwenn (1998) models respectively.

At the pristine moments of the CME and shock propagation, during the driving phase, the CME-shock configuration can be approximated by a quasi-spherical figure

## 4.2 DYNAMIC EVOLUTION OF INTERPLANETARY SHOCK WAVES DRIVEN BY CMEs

---

which drives a bow shock ((Ontiveros y Vourlidas, 2009, Ontiveros & Vourlidas; 2009)). In this phase we approximate the CME-shock configuration by quasy-stationary bow shock. In this case we observe two characteristics: (1) the standoff distance (shortest distance between the CME and the shock, see Figure 4.1a) is function of the magnetosonic Mach number and the CME's geometry; and (2) the standoff distance is almost constant, i.e. the CME and the shock share the same speed. These characteristics can be appreciated in Figure 4.2a, where CME and shock speeds appear similar (between the solid and dashed vertical gray lines) and thus the distance between them is constant. The duration of this period highly depends on the CME's initial kinetic energy and on the solar wind conditions between them ((Corona-Romero y Gonzalez-Esparza, 2011, Corona-Romero & Gonzalez-Esparza; 2011)).

It is well accepted that fast CMEs arrive at 1 AU with slower speeds than their initial coronagraph counterparts ((Gopalswamy *et al.*, 2000, Gopalswamy; 2000)); i.e. in general fast CMEs decelerate in the interplanetary medium. Once a fast CME decelerates, it is not able to transfer momentum to the sheath, circumstance which triggers the decoupling process. In this process, with the absence of the CME's momentum flux, the plasma sheath begins to relax; such a relaxation propagates throughout the sheath reaching the shock front. In Figure 4.2 (left panel) we appreciate that along the decoupling process (limited by the dashed and dotted-dashed vertical gray lines) the shock preserves its driving speed and together with the CME deceleration produce an increasing in the plasma sheath's volume (either the standoff distance growing). The duration of this phase is proportional to the quotient of the driving standoff distance and the magnetosonic speed inside the plasma sheath.

When the relaxation has propagated all over the plasma sheath's width (the standoff distance) the shock speed begins to decrease, denoting the start of the decaying phase. During the latter phase, the CME is still decelerating, tending to equalize the ambient solar wind speed and the the shock shall decay into a magneto-sonic perturbation. In Figure (a) and (b) panels we can identify two characteristics in the decaying phase: (1) the standoff distance keeps increasing with time (the shock is faster than the CME) and (2) both velocities are lower than those of their driving counterparts.

### 4.2.3. Comparison with observations

According with our dynamic model, during the driving phase and the decoupling process the shock front propagates with the CME's leading edge speed. On the other hand, during the decaying phase the shock heliocentric position ( $r_{shock}$ ) and speed

( $v_{shock}$ ) decay as  $r_{shock} \propto t^{2/3}$  and  $v_{shock} \propto r_{shock}^{-1/2}$  respectively, with  $t$  the time ((Cavaliere y Messina, 1976, Cavaliere & Messina; 1976)). These expressions have been proposed by Smart y Shea (1985) and corroborated by Pinter y Dryer (1990) in order to calculate transit times and to describe the propagation of interplanetary shocks associated with solar flares.

In this case study case we find reasonable agreement between the data and the calculated positions and speeds. In Figure 4.2 we appreciate that in-situ (gray crosses) arrival speeds (panel a) and travel times (panel b) are quantitatively similar to their analytic counterparts (black circles). On the other hand, the interplaneatry scintillation (OOTY and STEL) and the radio burst data show cualitative agreements with the predicted trajectory of the sheath (limited by the solid and dashed black lines).

The shock wave is not driven by the CME when it arrives to the Earth's orbit. According to the data, the CME's speed at the solar corona ( $\approx 1690 \text{ km/s}$ ) is considerably slower than its 1 AU counterpart ( $\approx 800 \text{ km/s}$ ). On the other hand, the shock front speed at 1 AU ( $\approx 1100 \text{ km/s}$ ) is faster than the CME, but it is still slower than the initial speed of the CME. Both conditions are consistent with the signatures for the decaying phase.

Transit times (panel b) and arrival speeds (panel a) matched with in-situ data and speed profiles were consistent with the different sets of data (panel b). According with our results, the driving phase and decoupling process last 3.2 hours approximately, while the CME-shock transit time to 1 AU is larger than 30 hours. Thus the CME-shock evolution, in this case study, spends most of its transit time in the decaying stage.

#### 4.2.4. Summary

We described the dynamic phases (driving, decoupling and decaying) that might be present in the fast CME-interplanetary shock propagation. We also analized a case study by applying the dynamic phases description. Our results showed quantitative and cualitative agreements with different kind of data. The three phases dynamic evolution described above may help to approximate the trajectory, transit times and arrival speeds of interplanetary shocks asociated with fast CMEs. In order to do so we require the initial conditions of the CME and solar wind, which are determinant on the shock's evolution.

# Capítulo 5

## Un modelo estacionario de choque de proa para plasmas: el problema del obstáculo esférico

### Introducción

En los Capítulos 3 y 4 se estudió la propagación de las EMC rápidas y ondas de choque asociadas. A partir de estos estudios se desarrolló el modelo pistón-choque, el cual permite aproximar la trayectoria de EMC y ondas de choque asociadas. Adicionalmente, los análisis de estos capítulos señalan que las características iniciales de la onda de choque son determinantes en su propagación. Cabe señalar que estas etapas se presentan en las vecindades solares, región donde los efectos térmicos y electrodinámicos no pueden ser despreciados, y por lo tanto resulta importante profundizar en la física macroscópica de una onda de choque tipo proa para condiciones similares a las presentes en las vecindades solares.

El objetivo de este capítulo es aproximar, analíticamente, la estructura de una onda de choque MHD estacionaria tipo proa impulsada por un obstáculo cuya región frontal sea cuasi-esférica. En la primera sección del capítulo se deducen las ecuaciones que describen las propiedades físicas de la onda de choque. Posteriormente, la solución analítica es comparada con estudios previos.

El modelo analítico presentado en este capítulo permite aproximar al sistema EMC-onda de choque en la corona solar. Lo cual deriva en un mejor entendimiento de las relaciones físicas presentes al inicio de la propagación de las EMCs rápidas y ondas de choque asociadas.

Este capítulo se basa en el artículo *A stationary bow shock model for plasmas: the spherical blunt obstacle problem*, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117712007569> (*online first*). DOI: 10.1016/j.asr.2012.12.009.

## Resumen

Presentamos un modelo analítico de un choque de proa estacionario que describe la interacción entre un viento ambiente súper magnetosónico y un obstáculo cuya parte frontal es cuasi-esférica. Desarrollamos expresiones para describir la geometría del frente de choque y las propiedades físicas de la magnetofunda como funciones de las condiciones corriente arriba. El modelo permite el uso de cualquier valor de los números de Mach alfvénico y sónico y del índice politrópico ( $\gamma$ ). El modelo resalta la influencia de  $\gamma$  en la compresión de la magnetofunda y en la geometría del frente de choque. Cuando los dos números de Mach son pequeños, la intensidad del campo magnético corriente arriba también afecta la forma del choque. Comparamos nuestros resultados con otros modelos encontrando consistencias importantes. También comparamos nuestros cálculos con datos in-situ, encontrando concordancias cualitativas; sin embargo, aparentemente nuestro modelo subestima el tamaño de la magnetofunda.

### 5.1. A stationary bow shock model for plasmas: the spherical blunt obstacle problem

P. Corona-Romero and J.A. Gonzalez-Esparza  
*Advances in Space Research, en prensa.*

#### Abstract

We present an analytic model of a stationary bow shock which describes the interaction between a supermagnetosonic ambient wind and an obstacle with spherical-like

frontal shape. We develop expressions for the bow shock's geometry and the physical properties of the plasma sheath as functions of the upstream conditions. The solution is limited to magnetic fields parallel to the upstream velocity. The model allows to use any value of the upstream alfvénic and sonic Mach numbers and the polytropic index ( $\gamma$ ), pointing out the influence of  $\gamma$  for the magnetosheath compression and the bow shock shape. When both Mach numbers are small, the upstream magnetic field intensity affects also the bow shock shape. We compare our results with other models finding important consistencies. We also compare our results with in-situ data, we find a reasonable qualitative agreement; however, it seems that our model underestimates the magnetosheath size.

### 5.1.1. Introduction

A bow shock is the shock wave at the front of a supersonic object propagating through a fluid. Bow shocks appear in a wide range of earth sciences, space physics and astrophysical phenomena. There are several models to understand and predict the physical properties of bow shocks; these works address the problem from different perspectives: analytical, empirical, and numerical simulations. Cairns y Grabbe (1994); Spreiter y Stahara (1995); Petrinec y Russell (1997); Petrinec (2002) review some of these studies.

The firsts magneto-hydrodynamic (MHD) approaching to the problem were made by Spreiter, Summers, y Alksne (1966); Dryer y Heckman (1967); Spreiter y Alksne (1968). In these works they performed MHD hypersonic numerical simulations of the Earth's bow shock, finding relationships between the upstream and downstream physical parameters. There are also empirical or semi-analytical models of planetary bow shocks to predict the standoff distance and the shape of the shock. These models use in-situ solar wind data to relate the bow shock shape with the solar wind measurements (Nemecek y Safrankova, 1991; Slavin *et al.*, 1991; Huddleston *et al.*, 1998; Masters *et al.*, 2008).

On the other hand, analytic solutions of the bow shock problem are very useful because they give straight forward interpretations. For the case of shock waves, probably the first analytic solutions were made by Sedov (1946) and Taylor (1950), describing the general evolution of a blast shock wave. After these early works, there appeared several papers increasing the knowledge on the energetic processes in gases. In particular analytic solutions like Hida (1953); Cavaliere y Messina (1976); Chevalier (1982); Tsyganenko (1989); Canto y Raga (1998); Verigin *et al.* (2003) give us a better un-

derstanding about shock wave structure and evolution under particular conditions. However, some of these analytic models are hydrodynamic solutions using hypersonic constrains troublesome their implementation for interplanetary phenomena.

For heliophysics the magnetic field plays an important role in the bow shock dynamics, besides that the Mach numbers registered in the interplanetary phenomena are, in general, low for the hypersonic hypothesis. On the other hand, the polytropic index can be different depending on the physical process and the heliospheric region (Wolfgang y Gotz, 1989; Totten, Freeman, y Arya, 1995; Newbury, Russell, y Lindsay, 1997). For these reasons it would be desirable to have an analytic bow shock model as a function of the Mach number and the polytropic index. In this work we present a MHD analytic description for a bow shock driven by an obstacle with a frontal spherical shape (Section 5.1.2). Our solution allows any value for the upstream magnetosonic Mach number ( $M_1 > 1$ ) and polytropic index ( $\gamma \geq 1$ ). The model assumes a cylindrical symmetry, this condition combined with a few assumptions allow to describe analytically the physical variables of the system in terms of the upstream conditions, limited to magnetic fields aligned to the upstream velocity. In Section 5.1.9 we compare our results with similar models, finding quantitative and qualitative agreements; and we also compare our solution with in-situ data of the Earth's bow shock. Finally, in Section 6.1.6 we present the discussion and conclusions.

### 5.1.2. The bow shock solution

We want to express the bow shock characteristics as functions of the ambient solar wind properties. To develop similar expressions to those obtained in the hypersonic-isothermal bow shock model by Canto y Raga (1998), we follow the Canto, Raga, y Wilkin (1996) method which essentially uses the flux balance of conservative quantities. We assume: 1) a stationary condition for the system; 2) the ambient wind is a homogeneous polytropic plasma with polytropic index  $\gamma$ ; 3) the upstream velocity and magnetic field are aligned; 4) there is a bow shock driven by an axisymmetric object with spheric face opposing to the supermagnetosonic ambient wind, the object's symmetry axis is aligned to the ambient wind velocity; and 5) the downstream density ( $\rho_2$ ) and tangential velocity ( $v_2^\phi$ ) have a weak dependency on the radial variable.

The fifth assumption is highly restrictive, because it constrains the downstream material's structure and movements. If we consider the tangential velocity ( $v_2^\phi$ ) constant, for a given angle, we are assuming that the angular speed, inside the plasma sheath, is decaying as  $r^{-1}$  on that angle. On the other side, if  $\rho_2$  has a week dependence on  $r$ ,



## 5.1 A STATIONARY BOW SHOCK MODEL FOR PLASMAS: THE SPHERICAL BLUNT OBSTACLE PROBLEM

we can use a constant average value ( $\bar{\rho}_2$ ) along a given angle. This condition neglects the density gradients inside the plasma sheath. These assumptions could detach the model from the real cases, especially when the plasma sheath gets wider at the shock wings. Thus this model might be considered as an extension of the so called thin-layer approximations.

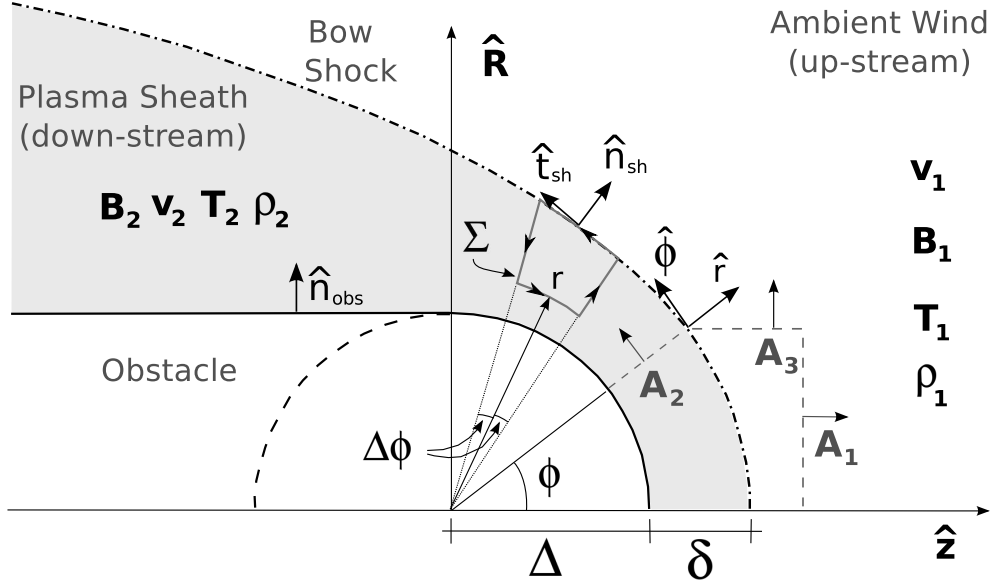


Figure 5.1: Scheme of the system. A supermagnetosonic ambient wind (upstream) moves from the right to the left and interacts with an obstacle. The interaction generates a bow shock front (dash-dotted line) which is the boundary of the plasma sheath (downstream, shadowed region). The upstream and downstream materials are denoted by a 1 and 2 subindex respectively.

Figure 5.1 shows a scheme of the system, this geometry is similar to the one used by Canto y Raga (1998). At the center of the figure we find the obstacle (solid line) with radial position  $\Delta(\phi)$  and the dash-dotted line represents the bow shock front separated from the obstacle by a radial distance  $\delta(\phi)$ . The plasma sheath or shocked wind (shadowed region) is enclosed by the bow shock and the obstacle. The upstream values for temperature ( $T_1$ ), density ( $\rho_1$ ), velocity ( $\vec{v}_1 = v_1 \hat{z}$ ), and magnetic field ( $\vec{B}_1 = B_1 \hat{z}$ ); are related to their downstream counterparts denoted by a subindex 2. The figure presents the two coordinate systems used along this work: cylindrical  $(R, z)$  and spherical  $(r, \phi)$ ; where  $R = r \sin(\phi)$ ,  $z = r \cos(\phi)$ ,  $r^2 = R^2 + z^2$  and  $\phi = \arctan(R/z)$ . Note the axisymmetric condition around the  $\hat{z}$  axis.  $A_1$ ,  $A_2$  and  $A_3$  are surfaces that we use to solve the fluxes of conservative quantities.

### 5.1.3. Sheath's density and velocity

Due to the stationary condition, temporal variations in conservative equations will vanish as well as the total fluxes. Thus the mass conservation over volume  $\Omega$ , enclosed by the surfaces  $A_1$ ,  $A_2$  and  $A_3$ , results:

$$\int_{\Omega} \nabla \circ (\rho \vec{v}) dV = \int_{A_1} \rho_1 \vec{v}_1 \circ d\vec{a} + \int_{A_2} \rho_2 \vec{v}_2 \circ d\vec{a} + \int_{A_3} \rho_1 \vec{v}_1 \circ d\vec{a} = 0.$$

The integrals associated with the surfaces  $A_1$  and  $A_3$  represent the upstream material which eventually incorporates into the sheath, by other side the flux across the surface  $A_2$  is the downstream material which is leaving the volume  $\Omega$  at a given angle  $\phi$ . To solve the  $A_1$ -integral it is convenient to use cylindrical coordinates ( $d\vec{a} = 2\pi R dR \hat{z}$ ) whereas for the second integral it is useful to apply spherical coordinates ( $d\vec{a} = 2\pi r \sin(\phi) dr \hat{\phi}$ ) and, due that  $\vec{v}_1$  is tangent to the surface  $A_3$ , the third integral vanish (see Figure 5.1). Since the integration limits are  $0 \leq R \leq (\Delta + \delta) \sin(\phi)$ , and  $\Delta \leq r \leq \Delta + \delta$  respectively, we obtain:

$$2\pi \int_0^{(\Delta+\delta) \sin(\phi)} \rho_1 v_1 R dR + 2\pi \int_{\Delta}^{\Delta+\delta} \rho_2 v_2^{\phi} r \sin(\phi) dr = 0;$$

where we used  $\vec{v}_2 = v_2^r \hat{r} + v_2^{\phi} \hat{\phi}$ . By using the fourth hypothesis ( $\partial v_2^{\phi} / \partial r \approx 0$  and  $\rho_2 \approx \bar{\rho}_2$ ), we can integrate the last equation to get:

$$\bar{\rho}_2 v_2^{\phi} = -\frac{(1 + \xi)^2}{(2 + \xi) \xi} \rho_1 v_1 \sin(\phi), \quad (5.1)$$

where  $\xi(\phi) = \delta(\phi) / \Delta(\phi)$  is the sheath width normalized by the obstacle radius.

Applying the same method on the angular momentum fluxes, we obtain:

$$\int_0^{(\Delta+\delta) \sin(\phi)} (\vec{r} \times [\rho_1 \vec{v}_1]) v_1 R dR + \int_{\Delta}^{\Delta+\delta} (\vec{r} \times [\rho_2 \vec{v}_2]) v_2^{\phi} r \sin(\phi) dr = 0,$$

and after some steps we get:

$$\bar{\rho}_2 (v_2^{\phi})^2 = \frac{(1 + \xi)^3}{(3 + 3\xi + \xi^2) \xi} \rho_1 v_1^2 \sin^2(\phi) \quad (5.2)$$

## 5.1 A STATIONARY BOW SHOCK MODEL FOR PLASMAS: THE SPHERICAL BLUNT OBSTACLE PROBLEM

---

Combining Equations 5.1 and 5.2 we can express the downstream average density ( $\bar{\rho}_2$ ) and tangential velocity ( $v_2^\phi$ ) as:

$$\bar{\rho}_2 = \frac{\varsigma}{\sigma} \rho_1, \quad (5.3)$$

$$v_2^\phi = -\sigma v_1 \sin(\phi), \quad (5.4)$$

where  $\sigma$  and  $\varsigma$  are functions of  $\xi$ :

$$\sigma = \frac{2 + 3\xi + \xi^2}{3 + 3\xi + \xi^2} \quad \text{and} \quad \varsigma = \frac{(1 + \xi)^2}{\xi(2 + \xi)}. \quad (5.5)$$

We obtain the radial component of the downstream velocity ( $v_2^r$ ) using mass conservation inside the sheath:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \bar{\rho}_2 v_2^r] + \frac{1}{r \sin(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} [\sin(\phi) \bar{\rho}_2 v_2^\phi] = 0,$$

which boundary condition is defined by  $\vec{v}_2 \circ \hat{n}_{obs} = v_2^r n_{obs}^r + v_2^\phi n_{obs}^\phi = 0$  at  $r = \Delta(\phi)$ . Where  $n_{obs}^r$  and  $n_{obs}^\phi$  are the radial and tangential components of the normal vector  $\hat{n}_{obs}$  on the obstacle's surface (see Figure 1). Vanishing the normal velocity on the obstacle surface prevents the sheath material trespassing into the obstacle. Applying Equations 5.3, 5.4 and the boundary condition in the last equation, after some steps we obtain:

$$v_2^r = \sigma v_1 \left[ \left( \cos(\phi) + \frac{\sin(\phi)}{2\varsigma} \frac{\partial \varsigma}{\partial \phi} \right) \left( 1 - \frac{\Delta^2(\phi)}{r^2} \right) + \sin(\phi) \frac{n_{obs}^\phi}{n_{obs}^r} \frac{\Delta^2(\phi)}{r^2} \right], \quad (5.6)$$

where  $\Delta(\phi) \leq r \leq (1 + \xi) \Delta(\phi)$ . Equation 5.6 acquires its simplest form when the obstacle is a sphere. In this particular case:  $n_{obs}^r = \hat{n}_{obs} \circ \hat{r} \equiv 1$  and  $n_{obs}^\phi = \hat{n}_{obs} \circ \hat{\phi} \equiv 0$ , cancelling the second term on the right side of the equation.

### 5.1.4. The bow shock standoff distance

The standoff distance is the distance between the obstacle and the shock front along the upstream velocity direction. According to Figure 1, the standoff distance is defined at  $\phi = 0$  and we will call it:  $\delta_0 = \delta(\phi = 0)$  or  $\xi_0 = \delta_0 / \Delta_0$ . In order to calculate  $\xi_0$  as a function of the shock's compression ratio, we combine Equations 5.3 and 5.5:

$$\left( 1 - \frac{\rho_1}{\bar{\rho}_{02}} \right) \xi_0^3 + 4 \left( 1 - \frac{\rho_1}{\bar{\rho}_{02}} \right) \xi_0^2 + \left( 4 - 6 \frac{\rho_1}{\bar{\rho}_{02}} \right) \xi_0 - 3 \frac{\rho_1}{\bar{\rho}_{02}} = 0. \quad (5.7)$$

The compression ratio at the shock nose ( $\bar{\rho}_{02} = \bar{\rho}_2(\phi = 0)$ ) is calculated by the polytropic jump relation for plasmas (Petrinec y Russell, 1997). Due that at the shock nose  $\vec{v}_1$  is aligned with both  $\vec{B}_1$  ( $\theta_{Bn} = 0$ ) and  $\hat{n}_{sh}$  ( $\alpha_{vn} = 0$ ), the jump relation simplifies into (Cairns y Grabbe, 1994; Russell y Petrinec, 1996):

$$\frac{\bar{\rho}_{02}}{\rho_1} = \text{mín} \left\{ \frac{(\gamma + 1)M_S^2}{(\gamma - 1)M_S^2 + 2}, M_A^2 \right\}, \quad (5.8)$$

with  $M_A$  and  $M_S$  the alfvénic and sonic Mach numbers defined by  $M_S^2 = v_1^2/c_S^2$  and  $M_A^2 = v_1^2/c_A^2$ ,  $c_A$  and  $c_S$  are the alfvénic and sonic velocities respectively. The general form of Equation (5.8) is presented at the 5.1.11 (Equation 5.28).

The physical solution of Equation 5.7 gives the value of the standoff distance in terms of the density ratio (Equation 5.8). Similar relations to Equation 5.7 have been obtained by several authors (e.g. Lighthill, 1957; Hayes y Probstein, 1966; Spreiter y Alksne, 1968; Farris y Russell, 1994).

### 5.1.5. Sheath's attached region

For short values of  $\phi$  the downstream material will move around the obstacle following the obstacle's shape, i.e., a circular movement. Such movement will be possible if the radial stress ( $\tau^{rr} = \rho v^r v^r + p + \frac{1}{2\mu_0} B^l B_l - \frac{1}{\mu_0} B^r B^r$ , Landau y Lifshitz (2005a)) from the upstream material equilibrates the centripetal pressure due to sheath material's circular movement. The angle for which this equilibrium is broken is giving by:

$$\int_{\Delta}^{\Delta+\delta_0} \bar{\rho}_2 \frac{(v_2^\phi)^2}{r} dr = \rho_1 [v_1^r \cos(\phi_c)]^2 + p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} - \frac{1}{\mu_0} [B_1 \cos(\phi_c)]^2. \quad (5.9)$$

The left side term represents the centripetal pressure on the shock front due to the sheath material (where  $(v_2^\phi)^2/r$  is associated with the acceleration of the circular movement); and the right side terms represent the total radial stress of the upstream material (ram, thermal, and magnetic pressures and magnetic tension). By manipulating this equation we find that the critical angle ( $\phi_c$ , where the circular movement terminates) is given by:

$$\phi_c = \arcsin \left( \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{\gamma M_S^2} - \frac{1}{2M_A^2}}{1 + \sigma_0 \varsigma_0 \ln(1 + \xi_0) - \frac{1}{M_A^2}}} \right), \quad (5.10)$$

with  $\sigma_0 = \sigma(\xi_0)$  and  $\varsigma_0 = \varsigma(\xi_0)$ .

Thus, for angles  $\phi < \phi_c$  the position ( $R_{sh}$ ) of the front shock will be given by:

$$R_{sh}^2 = [1 + \xi_0]^2 \Delta_0^2 - z^2, \quad (5.11)$$

where  $[1 + \xi_0] \Delta_0 \cos(\phi_c) \leq z \leq [1 + \xi_0] \Delta_0$ . On the other hand, the position of the bow shock ( $r_{sh}$ ) in spherical coordinates will be:

$$r_{sh} = (1 + \xi_0) \Delta_0, \quad (5.12)$$

for  $\phi \leq \phi_c$ .

### 5.1.6. Sheath's detached region

For  $\phi > \phi_c$  the sheath gets wider and transforms the spherical-like shape of the attached region around the nose into the characteristic winged-like shape of bow shocks. It is accepted that planetary bow shocks are well described by conic surfaces, preferably hyperbolas (Slavin y Holzer, 1981; Slavin *et al.*, 1991; L. *et al.*, 1997; Huddleston *et al.*, 1998; Masters *et al.*, 2008). We also know from hydrodynamics that, for large angles, bow shocks tend to the Mach cone (Landau y Lifshitz, 2005b), and it is also valid for MHD bow shocks (Slavin *et al.*, 1984).

Based on that, for  $\phi > \phi_c$ , we will assume that the bow shock will tend to an hyperbola-like shape which asymptotes represent the Mach cone:

$$R_{sh}^2 = \tan^2(\omega_0) [z - z_0]^2 - R_0^2, \quad (5.13)$$

with  $z < [1 + \xi_0] \Delta_0 \cos(\phi_c)$  and  $\tan(\omega_0)$  the slope of the Mach cone. Due that for the field aligned case the Mach cone semiangle ( $\omega_0$ ) is defined as  $\sin(\omega_0) = 1/M_*$  (Dryer y Heckman, 1967; Spreiter y Stahara, 1985; Verigin *et al.*, 2003), thus we can express  $\tan^2(\omega_0)$  as

$$\tan^2(\omega_0) = \frac{1}{M_*^2 - 1}; \quad (5.14)$$

here  $M_*$  is the pseudo magnetosonic Mach number:

$$M_*^2 = \frac{M_A M_S}{\sqrt{M_A^2 M_S^2 - 1}}. \quad (5.15)$$

Though we defined  $\omega_0$  through  $M_*$ , in heliophysics it is also common to express  $\omega_0$  in other ways (Slavin *et al.*, 1984), specially through the magnetosonic Mach number (e.g.

Slavin *et al.*, 1984; L. *et al.*, 1997; Cairns y Grabbe, 1994). Such an ambiguity comes from the Mach cone dependency on the local speed of magnetosonic waves, which are highly affected by the local orientation of  $\vec{B}_1$  (Spreiter y Stahara, 1985).

Since we require continuity on  $R_{sh}$  and  $dR_{sh}/dz$  at  $\phi_c$ , by applying such conditions on Equations 5.11 and 5.13 we find that:

$$z_0 = (1 + \xi_0)M_*^2\Delta_0 \cos(\phi_c) \quad \text{and} \quad R_0^2 = (1 + \xi_0)^2 M_*^2 \Delta_0^2 \left[ \cos^2(\phi_c) - \frac{1}{M_*^2} \right]; \quad (5.16)$$

on the other hand, the eccentricity of Equation 5.13 is given by:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{M_*^2}{M_*^2 - 1}}. \quad (5.17)$$

Finally by using Equations 5.11, 5.14 and 5.16 and substituting  $R_{sh} = r_{sh} \sin(\phi)$  and  $z = r_{sh} \cos(\phi)$ , the front shock position ( $r_{sh}$ ) in spherical coordinates is expressed by:

$$\begin{aligned} r_{sh} = & -(1 + \xi_0)\Delta_0 \left[ \frac{\cos(\phi_c)\cos(\phi)}{\sin^2(\phi) - \frac{1}{M_*^2}} \right] \\ & + (1 + \xi_0)\Delta_0 \frac{\sqrt{\left(1 - \frac{1}{M_*^2}\right) \left[ \cos^2(\phi_c) + \sin^2(\phi) - \frac{1}{M_*^2} \right]}}{\sin^2(\phi) - \frac{1}{M_*^2}}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Increments on  $\xi = r_{sh}/\Delta - 1$  make the downstream material to asymptotically achieve the ambient wind properties. This can be corroborated on Equations 5.5, 5.3, 5.4 and 5.6 by applying  $\phi \rightarrow \pi$  which leads to  $\xi \rightarrow \infty$ ,  $\sigma \rightarrow 1$ ,  $\varsigma \rightarrow 1$ ,  $\rho_2 \rightarrow \rho_1$  and  $v^\phi \hat{\phi} + v^r \hat{r} \rightarrow v_1 \hat{z}$ .

### 5.1.7. Sheath's magnetic field

In order to calculate the plasma sheath's magnetic field we will use the stationary state hypothesis and the jump conditions at the shock front. This development is similar to the one implemented by Kobel y Fluckiger (1994). In that work they used the boundary conditions at the bow shock to build the potential function for the magnetic field inside the plasma sheath.

## 5.1 A STATIONARY BOW SHOCK MODEL FOR PLASMAS: THE SPHERICAL BLUNT OBSTACLE PROBLEM

---

In our model ions and electrons have the same bulk velocity and density, so the electric currents are negligible at first order. Thus we suppose a strong force-free field ( $\nabla \times \vec{B}_2 = \hat{0}$ ) to calculate the downstream magnetic field. Departing from such assumptions we have for the downstream magnetic field ( $\vec{B}_2 = B_2^r \hat{r} + B_2^\phi \hat{\phi}$ ):

$$\oint_{\Sigma} \vec{B}_2 \circ d\vec{l} \approx 2\Delta\phi \left[ (\Delta + \delta)B_2^\phi(\Delta + \delta, \phi) - rB_2^\phi(r, \phi) \right] \approx 0,$$

where  $\Sigma$  is the trajectory showed in Figure 1. Last equation must hold for any short value of  $\Delta\phi \neq 0$ , which leads to:

$$B_2^\phi(r, \phi) = [1 + \xi] \frac{\Delta}{r} B_2^\phi(\Delta + \delta, \phi), \quad (5.19)$$

where  $B_2^\phi(r = \Delta + \delta, \phi)$  is the tangential bounding value on the shock front.

To find out the magnetic field's radial component ( $B_2^r$ ) we use  $\nabla \circ \vec{B}_2 = 0$ :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_2^r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} [\sin(\phi) B_2^\phi] = 0.$$

By substituting Equation 5.19 and after some manipulation we get:

$$B_2^r(r, \phi) = \frac{r - r_0}{r^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[ \sin(\phi) [1 + \xi] \Delta B_2^\phi(\Delta + \delta, \phi) \right] \quad (5.20)$$

with  $r_0$  an integration constant, defined by the conditions at the bow shock:

$$r_0 = - \frac{[1 + \xi]^2 \Delta^2 B_2^r(\Delta + \delta, \phi)}{\frac{\partial}{\partial \phi} \left[ \sin(\phi) \Delta [1 + \xi] B_2^\phi(\Delta + \delta, \phi) \right]} + [1 + \xi] \Delta, \quad (5.21)$$

where  $B_2^r(\Delta + \delta, \phi)$  is the radial bounding value on the shock front.

The boundary conditions  $B_2^r(\Delta + \delta, \phi)$  y  $B_2^\phi(\Delta + \delta, \phi)$  are calculated by:

$$B_2^r(\Delta + \delta, \phi) = B_2^n \hat{n}_{sh} \circ \hat{r} + B_2^t \hat{t}_{sh} \circ \hat{r} \quad (5.22)$$

$$B_2^\phi(\Delta + \delta, \phi) = B_2^n \hat{n}_{sh} \circ \hat{\phi} + B_2^t \hat{t}_{sh} \circ \hat{\phi}, \quad (5.23)$$

where  $\hat{n}_{sh}$  y  $\hat{t}_{sh}$  are the normal and tangential vectors to the shock front (Figure 1). Finally, the normal ( $B_2^n$ ) and tangential ( $B_2^t$ ) components of magnetic field are given by the jump conditions:

$$B_2^n = B_1^n \quad (5.24)$$

$$B_2^t = B_1^t + \frac{\rho_1 v_1^n}{B_1^n / \mu_0} (v_2^t - v_1^t), \quad (5.25)$$

with  $B_1^n = \vec{B}_1 \circ \hat{n}_{sh}$ ,  $B_1^t = \vec{B}_1 \circ \hat{t}_{sh}$ ,  $v_1^n = v_1 \hat{n}_{sh} \circ \hat{z}$ ,  $v_1^t = v_1 \hat{t}_{sh} \circ \hat{z}$ , and  $v_2^t = \vec{v}_2 \circ \hat{t}_{sh}$ ; which represent the normal and tangential components respect to the front shock.

### 5.1.8. Sheath's temperature

If the plasma is not isothermal ( $\gamma \neq 1$ ), we can express the energy flux ( $\Phi_{Ei}$ ) incoming through surface  $A_1$  as:

$$\Phi_{Ei} = \int_{A_1} \left[ \left( \frac{1}{2} \rho_1 (v_1)^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 + \frac{1}{\mu_0} (B_1)^2 \right) \vec{v}_1 - \frac{\vec{v}_1 \circ \vec{B}_1}{\mu_0} \vec{B}_1 \right] \circ d\vec{a},$$

meanwhile, the energy flux ( $\Phi_{Eo}$ ) leaving through  $A_2$  is:

$$\Phi_{Eo} = \int_{A_2} \left[ \left( \frac{1}{2} \rho_2 (v_2)^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 + \frac{1}{\mu_0} (B_2)^2 \right) \vec{v}_2 - \frac{\vec{v}_2 \circ \vec{B}_2}{\mu_0} \vec{B}_2 \right] \circ d\vec{a}.$$

Since the total flux must vanish ( $\Phi_{Ei} + \Phi_{Eo} = 0$ ), then:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 &= \frac{\varsigma}{\sigma} \left[ \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 + \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 \right] \\ &\quad - \frac{\varsigma \rho_1}{\sigma \Delta^2 (2\xi + \xi^2)} \int_{\Delta}^{\Delta+\delta} \left[ (v_2^\phi)^2 + (v_2^r)^2 \right] r dr \\ &\quad + \frac{2}{\mu_0 \sigma v_1 \sin(\phi) \Delta^2 (2\xi + \xi^2)} \int_{\Delta}^{\Delta+\delta} B_2^r \left[ v_2^\phi B_2^r - v_2^r B_2^\phi \right] r dr. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Finally, we calculate the mean temperature from the thermal pressure:

$$\bar{T}_2 = \frac{p}{k_B \sum_j n_j}, \quad (5.27)$$

where  $n_j$  is the  $j^{\text{th}}$ -particle family density,  $k_B$  is the Boltzmann's constant and  $p$  the thermal pressure. Equations 5.26 and 5.27 solve the average value of the downstream temperature at a given angle ( $T_2(\phi)$ ).

The first three terms on the right side of Equation 5.26 represent the upstream enthalpy, magnetic pressure, magnetic tension, and kinetic energy. The second term is the amount of kinetic energy of the sheath material and the last term represents the amount of energy used in compressing the magnetic field. What this equation tells us is that the downstream temperature is proportional to the upstream enthalpy, the transferred kinetic energy by the ambient wind, and the remaining energy from compressing the magnetic field.



### 5.1.9. Results

Figure 5.2 shows some characteristics of the model described in the previous section. Figure 5.2a shows the behavior of the density compression ratio at the shock nose (Equation 5.3) versus the alfvénic Mach number ( $M_A$ ) for different plasmas ( $\gamma = 1, 1.3, 1.5, 5/3$ ). When  $M_A = M_S$  (black lines), all the curves agree with their expected Rankine-Hugoniot value: for the isothermal case ( $\gamma = 1$ ) the density ratio grows following  $M_S^2$ ; whereas for the adiabatic case ( $\gamma = 5/3$ ) the ratio tends asymptotically to 4. On the other hand, when the sonic Mach number has a constant value (gray lines), variations in  $M_A$  only affect the density ratio when  $M_A$  is short enough; furthermore when  $M_A \rightarrow 1$  the density ratio falls as  $M_A^2$  for all the cases. This last result is due to the polytropic jump relation (Farris y Russell, 1994; Russell y Petrinec, 1996).

Figure 5.2b shows the normalized standoff distance ( $\xi_0$ ) as function of  $M_A$  for different polytropic indexes. When  $M_A = M_S$  (black lines)  $\xi_0$  decreases as  $M_A$  grows, and this decreasing tendency has an asymptotic limit for each index: the larger the index the larger the standoff distance. This behavior agrees with previous works (Fairfield, 1971; Petrinec y Russell, 1997; Verigin *et al.*, 2003) and it is also similar to analytic and semi-empiric results (Petrinec, 2002, and references therein). In contrast, when  $M_S$  is fixed (gray lines) the standoff distance has a constant value for large values of  $M_A$ ; however, for short  $M_A$ , the standoff distance grows fast for all the cases. This standoff distance *switch-on* result derives from the compression of plasmas when  $\theta_{Bv} = 0$  and is consistent with previous studies (Farris y Russell, 1994; Cairns y Grabbe, 1994; Grabbe y Cairns, 1995; Russell y Petrinec, 1996).

Figure 5.2c shows the critical angle ( $\phi_c$ ) as function of  $M_A$  for different polytropic indexes. When  $M_A = M_S$  (black lines),  $\phi_c$  tends to an asymptotic value as  $M_A$  grows. Such value depends on the polytropic index: the shorter the  $\gamma$  value the wider the critical angle. This is related to the density compression ratio: an isothermal gas can be compressed without limit, allowing to keep almost constant its tangential velocity and preserve, for larger angles, the circular movement. On the other hand, the adiabatic gas has a limit for the compression ratio and the tangential velocity has to grow to preserve the mass flux; this increases the centripetal pressure and reduces  $\phi_c$ . We also observe that, when  $M_S$  is constant (gray lines),  $\theta_c$  barely changes with variations of  $M_A$ , and when  $M_A \lesssim 3$  the critical angle rapidly decreases. This is due to the decreasing in compression for short  $M_A$  present for all  $\gamma$  (Figure 5.2a).

For the case when  $M_A = M_S$ , it is interesting that around the transonic region where

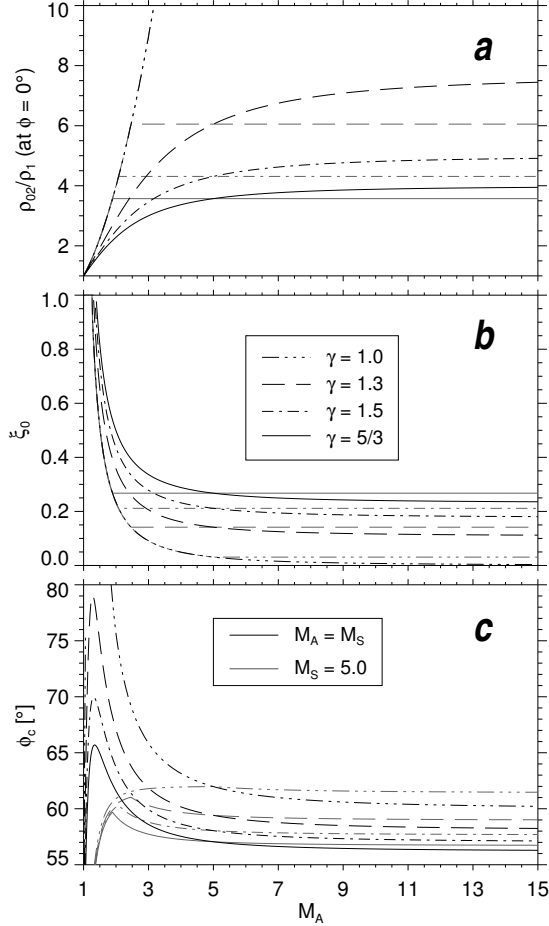


Figura 5.2: Properties of bow shock versus the alfvénic Mach number ( $M_A$ ), when  $M_A = M_S$  (black lines) and  $M_S = 5$  (gray lines), for different polytropic indexes ( $\gamma$ ). (a) Density compression ratio at the nose of the bow shock ( $\phi = 0^\circ$ ) calculated by Equation 5.3. (b) Normalized standoff distance ( $\xi_0$ ) (Equation 5.7). (c) Critical angle ( $\phi_c$ ) calculated by Equation 5.10.

the ram, thermal and magnetic pressures have similar values, it becomes relevant the role of the polytropic index.  $\gamma$  defines how the internal energy is controlled in the system, and thus how the system evolves. In the case of an isothermal plasma ( $\gamma = 1$ ), the lost in kinetic energy is related only to the plasma compression and the increment of the magnetic field; whereas for an adiabatic case ( $\gamma = 5/3$ ) there are more complex relations between velocity, temperature, density, and magnetic field.

Departing from the model, we explored the response of bow shock front. Figure 5.3a

## 5.1 A STATIONARY BOW SHOCK MODEL FOR PLASMAS: THE SPHERICAL BLUNT OBSTACLE PROBLEM

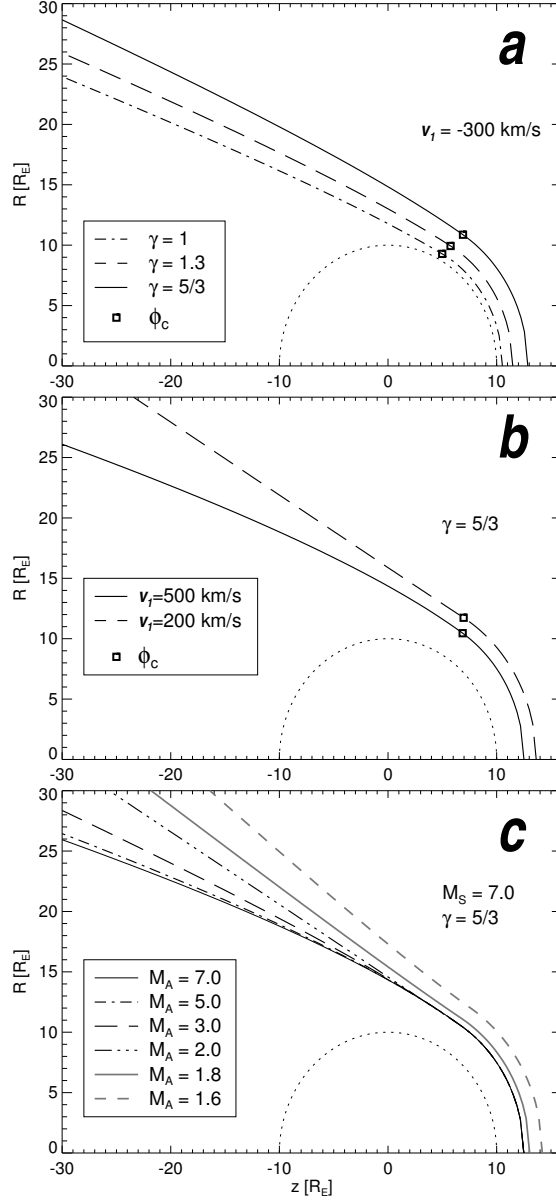


Figure 5.3: Bowshock solutions for (a) different polytropic indexes ( $V_1 = -300$  km/s), (b) different ambient wind velocities ( $\gamma = 5/3$ ) and (c) different values of  $M_A$  ( $M_S = 7$  and  $\gamma = 5/3$ ). Ambient wind conditions in panels (a) and (b) are:  $T_1 = 2 \times 10^5$  K, proton and electron density =  $5 cc$ , and  $B_1 = 8 nT$ .  $\Delta = 10 R_E$  in all the panels (dotted black line).

shows bow shock fronts for different polytropic indexes. The ambient wind conditions are similar to in-situ measurements at 1 AU. The solid squares point out  $\phi_c$  and the semi-circle represents the Earth's magnetopause ( $\Delta = 10 R_E$ ). The plasma sheath gets wider for larger values of  $\gamma$ , this result is linked with the relation between  $\gamma$ , and  $\phi_c$  (Figure 5.2c). Figures 5.2c and 5.3a show that the effect of  $\gamma$  on the plasma compression directly affects the final width of the bow shock.

Figure 5.3b shows bow shock solutions associated with two different ambient wind velocities using  $\gamma = 5/3$ . As expected, the ram pressure affects the shape and position of the shock front. Higher values of ram pressure results in shorter plasma sheaths and closer shock wings (solid lines). On the other hand, lower ram pressures imply larger standoff distances and wider shock wings (dashed lines).

Figure 5.3c shows bow shock locations for different values of  $M_A$  with  $M_S = 7$ . According to the figure, changes in  $M_A$  affect the Mach cone slope. The slope increases as  $M_A$  decreases, generating wider Mach cones for weaker shocks. However, when  $M_A$  grows the Mach cone tends to an asymptotic value. These results are consistent with the ones achieved by the gas-dynamic approximation under similar circumstances (Spreiter y Rizzi, 1974, Figure 1).

Note in Figure 5.3c that the variations of  $M_A$  do not affect the standoff distance, when  $M_A \geq 2$  (black lines). This is consistent with studies of the Earth bow shock, in which variations of  $M_A$  barely affect the standoff distance when  $|\theta_{bv}| < 15^\circ$  (Verigin *et al.*, 2001, bottom panel of Figure 6). In contrast, when  $M_A < 2$  (gray solutions), small variations of  $M_A$  produce significant increments in the standoff distance. These two different responses of the standoff distance are due to how the compression at the shock front reacts to different values of  $M_A$  and  $MS$  (see Figure 5.2b and the study of Cairns y Grabbe; 1994 and the response from Russell y Petrinec; 1996).

It is important to point out that the response of our standoff distance do not agree with the gas-dynamic approximation when  $2 < M_A < 5$ . According to the gas-dynamic results, the standoff distance decreases when  $5 > M_A \geq 2$  (see Spreiter y Rizzi, 1974, Figure 1). However, in our model, the standoff distance is constant for similar conditions (see Figure 5.3c). This discrepancy is probably a result of neglecting the inner structure of the plasmashath in our model. In the gas-dynamic approach the plasmashath conditions allow a better diversion of the flow around the obstacle, generating smaller standoff distances (Verigin *et al.*, 2001); however, in our model the standoff distance only depends on the compression ratio at the bowshock front.

Figure 5.4 shows velocity (arrows) and density (gray scale) fields. The position of

## 5.1 A STATIONARY BOW SHOCK MODEL FOR PLASMAS: THE SPHERICAL BLUNT OBSTACLE PROBLEM

---

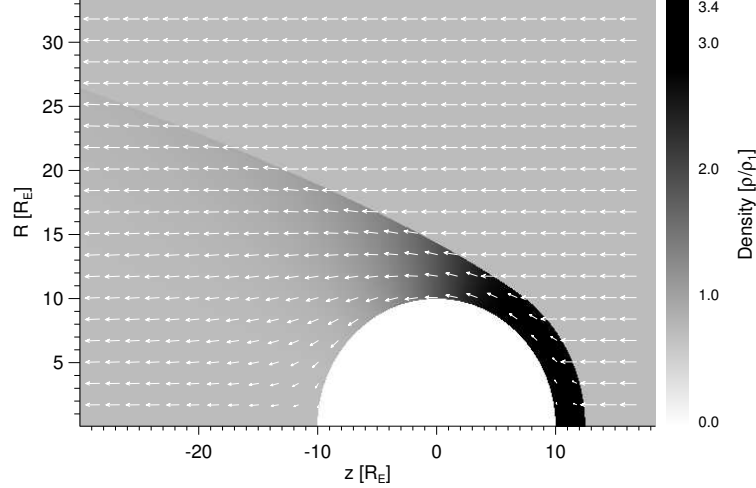


Figure 5.4: Density and velocity fields calculated according Equations 5.3, 5.4 and 5.6. The gray scale represents the density in ambient wind units. The velocity field is denoted by white arrows which longitude is normalized by the upstream velocity. The ambient wind is a plasma, formed by protons and electrons, which properties are  $v_1 = -350 \text{ km/s}$ ,  $n_1 = 5 \text{ /cm}^3$ ,  $B_1 = 8 \text{ nT}$ ,  $T_1 = 1 \times 10^5 \text{ K}$  and  $\Delta = 10 R_E$ . For this example  $\xi_0 = 0.249$ ,  $M_S = 7.1$ ,  $M_A = 4.9$  and  $\bar{\rho}_{02} = 3.56\rho_1$ .

the shock front is indicated by the sharp regions associated with the increase of density and velocity change. The downstream density and velocity show qualitative agreements with their expected evolutions, flowing around the obstacle and recovering the upstream values at large distances from the object. Downstream at the shock nose ( $\phi \approx 0^\circ$ ) there is a *stagnation region*, where the velocity of the material becomes practically null and we have the maximum value for the sheath's density ( $\bar{\rho}_{02}$ ). Around this region the velocity field allows the material to move around the obstacle forming the shock wings. Contrary to what we expect from numerical simulations (e.g. Chapman *et al.*, 2004, Figure 2), note that there is not a rarefaction region at the backside of the obstacle. This is because in our model  $\bar{\rho}_2$  (Equation 5.3) is independent from the radial variable, and it has a constant average value for a given angle. This average value cancels the radial variations smoothishing the density increments around the shock front and increasing the value of the density close to the obstacle. This effect rises from neglecting the radial dependence of downstream density.

Neglecting the radial dependence of the downstream density allows to find expressions for  $\bar{\rho}_2$  and  $v_2^\phi$  in terms of the upstream ambient wind and, as we commented on before, this hypothesis drift our model apart from the expected results (see Figure

5.4). However, it is possible to justify this assumption by taking the conservation of entropy in the downstream plasma. According to the Bernoulli's principle, the sum of kinetic energy ( $\rho v^2$ ) and enthalpy ( $[\gamma p_0/\gamma - 1][\rho/\rho_0]^\gamma$ ) is constant along the flow line; thus for a strong shock, with  $\gamma = 5/3$ , the contribution of the kinetic energy is about 25% and consequently  $\rho_2$  can be considered almost constant. Furthermore, due that shorter values of  $\gamma$  reduce even more the contribution of kinetic energy, for these cases  $\rho_2$  remains almost constant. On the other hand, the fraction of the energy contained in the kinetic energy goes roughly as  $r^{-1}$  for a strong shock. Thus our model describes better bow shocks with thin plasma sheaths, i.e. strong bow shocks ( $M_A \gg 1$  and  $M_S \gg 1$ ).

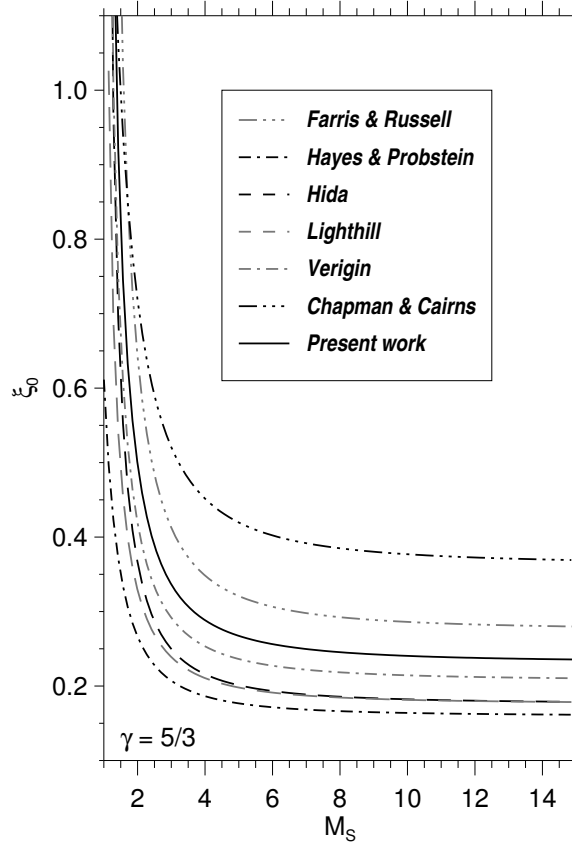


Figura 5.5: Normalized standoff distance ( $\xi_0$ ) versus the sonic Mach number ( $M_S$ ) calculated according to different models. The calculations were made assuming  $\gamma = 5/3$  and  $M_A = M_S$ .

### Standoff distance models

Figure 5.5 shows the standoff distance results versus  $M_A$  ( $M_S$ ) as calculated by different models. We find two general trends in the curves: for large Mach numbers all the solutions tend to a constant value which is  $\sim 0.25$  of the obstacle radii; and for Mach numbers close to 1 the standoff distance increases considerably. The works of Hida (1953) and Lighthill (1957) describe analytically the location of a standing HD bow shock by the root of a polynomial function. In the case of Hida (1953) the solution depends on the sonic Mach number and the polytropic index, whereas in Lighthill (1957) the solution is related to the shock compression ratio. There is also the approximation of Hayes y Probstein (1966) for high Mach numbers, the numerical approach of Chapman y Cairns (2003) and the semi-empirical relations of Verigin *et al.* (1999) and Farris y Russell (1994), which describe variations in planetary standoff distances caused by changes of the solar wind conditions or shape of the obstacle (magnetopause). The relation of Chapman y Cairns (2003) (three-dotted black line) is deduced from MHD numerical simulations of the terrestrial bow shock. On the other hand, the semi-empirical expression of Farris y Russell (1994) (three-dotted gray line) is based on the empirical results of Seiff (1962) and Spreiter, Summers, y Alksne (1966), which relate linearly the standoff distance with the shock compression ratio. By employing a MHD approximation they arrive to an expression of the standoff distance as function of the upstream Mach number and polytropic index. This work is, in general, accepted as an easy and fast way to approximate the Earth's bow shock position.

Our standoff distance results (solid black line in Figure 5.5) agree qualitatively with the behaviour of the other models, approaching towards an asymptotic value in the transonic region and diverging for  $M_1$  close to 1. According the figure, our calculations show an intermediate value between the semi-empirical results by Verigin *et al.* (1999) and Farris y Russell (1994).

### Earth's bow shock observations

Figure 5.6 shows observations of Earth's bow shock crossings by three missions: Geotail [1995-01-01 - 1997-11-02] , Cluster [2001-02-02 - 2002-05-20] and Magion-4 [1996-02-01 - 1997-07-31] (data taken from <http://ftpbrowser.gsfc.nasa.gov/bowshock.html>) compared with two solutions ( $\gamma = 5/3, 2$ ) by our model. The in-situ spacecraft data was filtered in order to have similar ambient solar wind conditions with respect to the analytic calculation. For the  $\gamma = 5/3$  and 2 solutions (black lines) we find a reasonable qualitative agreement with the data points located near the shock nose, in agreement

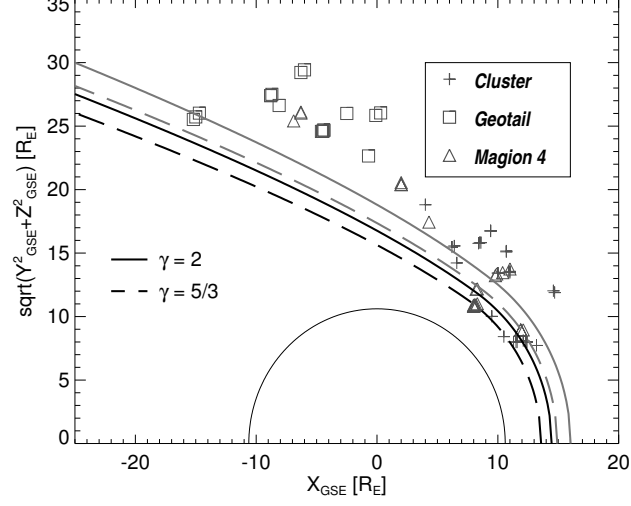


Figura 5.6: Comparison between an analytic solution of the Earth's bow shock and in-situ data. The black dashed (solid) line represent a solution with  $\gamma = 5/3$  (2) for an ambient wind with  $v_1 = -400 \text{ km/s}$ ,  $n_1 = 5 \text{ cc}$ ,  $T_1 = 1.5 \times 10^5 \text{ K}$ , and  $B_1 = 8 \text{ nT}$ . The ratio between electron and proton densities is 1.076, and the number of alpha particles is 5% the number of protons. Crosses, squares and triangles show the positions of Earth's bow shock measured by the Cluster, Geotail and Magion 4 missions respectively. The thin semicircle corresponds to the obstacle (Earth's magnetosphere) which radius is estimated by the Shue *et al.* (1997) model. The in-situ data is filtering by selecting points with upstream solar wind values for velocity, proton's density, temperature, and magnetic field within  $300 \text{ km/s} \leq v_{sw} \leq 500 \text{ km/s}$ ,  $3 \text{ cc} \leq n_p \leq 12 \text{ cc}$ ,  $T_p \geq 0.8 \times 10^5 \text{ K}$  and  $4 \text{ nT} \leq |B| \leq 12 \text{ nT}$ . The gray lines are solutions calculated with the same conditions than the black ones but assuming  $\alpha_{vn} = \phi_c$  and  $\theta_{Bn} = \phi_c$  in Equations 5.7 and 5.28 (see 5.1.11).

with our standoff distance results. However, for large values of  $\phi$ , at the shock wings, both solutions distance from the data. This could be provoked by an overestimation of the magnetosheath compression related with the fixed spherical geometry for the shock nose.

The spherical geometry for the shock nose sets the value of  $\bar{\rho}_2 = \rho_{02}$  (the compression at the stagnation point) for angles  $\phi \leq \phi_c$ . This fixed geometry neglects the reduction in compression due to the shock curvature, leading to the over-compression mentioned on before. The gray lines in Figure 5.6 show solutions which approximate the effects of the bow shock curvature on the downstream compression by assuming  $\alpha_{vn} = \phi_c$  and  $\theta_{Bn} = \phi_c$  (i.e., the shock's normal ( $\hat{n}_{sh}$ ) and  $\vec{v}_1$  and  $\vec{B}_1$  are not parallels). We note that these solutions are closer to the data, showing that the bow shock curvature effects on sheath compression become important for  $\phi \leq \phi_c$ . The over-



compression effect might be reduced by selecting a wider geometry for the shock nose (e.g., an ellipse).

Although the curvature correction on the sheath compression show a better agreement with the data, we find differences between data and our calculations at the shock wings ( $\phi \gg \phi_c$ ). This could be explained by the field aligned assumption. This assumption, in general, is not applicable in Earth's bow shock conditions; in particular, at the shock wings where we find significant variations in the angles between  $\hat{n}_{sh}$ ,  $\vec{v}_1$  and  $\vec{B}_1$ . Non-aligned magnetic fields should lead to lower compression rates for the sheath material, generating wider bow shock wings. Finally, it is also possible to select another geometry for the shock wings, if we select an elliptic geometry instead of hyperbolic one, the wings shape would be more open.

### 5.1.10. Conclusions

We present a stationary bow shock model for plasmas driven by an obstacle with a frontal spheric-like shape. Some important characteristics of this solution are: it assumes an axisymmetric geometry; it allows any value for sonic ( $M_s > 1$ ) and alfvénic ( $M_A > 1$ ) Mach numbers; it allows any value for the plasma's polytropic index ( $\gamma \geq 1$ ); it can be easily adapted to any spherical-front obstacle, like planetary and stellar magnetospheres; and it allows to cancel the magnetic field and reduce it to a hydrodynamic bow shock solution.

Important limitations for this model are: aligned magnetic field configuration, the missing dependence of sheath's density and tangential velocity on the radial variable; the stationary and axisymmetric conditions; the arbitrary selection of the bow shock geometry and the force-free supposition for developing the downstream magnetic field. The force-free condition is broken when  $M_A \rightarrow 1.5$ , limiting the model values of  $M_A \geq 2$ . On the other hand, the selection of a spherical geometry for the shock nose leads to overestimate the plasma sheath compression, this effect is negligible for  $M_s^2 \gg 1$  and  $M_A^2 \gg 1$ . Finally, the weak dependence on the radial variable of density and tangential velocity may lead to classify this model as an extension of thin layer approximations.

Our solution has a thin and dense attached region and a detached zone where the sheath's width increases generating the shock's wings which tend to the Mach cone. The attached-detached transition is defined by the critical angle ( $\phi_c$ ) which depends on the strength of the shock ( $M_s$  and  $M_A$ ) and the polytropic index ( $\gamma$ ). The critical angle tends to a common value for high Mach numbers ( $\phi_c \approx 58^\circ$ ).

The effects of  $\gamma$  and  $M_1$  on the magnetosheath compression, the standoff distance and the bow shock shape are in qualitative agreement with other numerical and empirical approaches to the *field aligned bow shock* (e.g. Spreiter y Rizzi, 1974; Verigin *et al.*, 2001). On the other hand, our expression for the standoff distance agrees with other works in the literature; in particular we find a good quantitative matching between the solutions by Farris y Russell (1994) and Verigin *et al.* (1999).

In the present model the development of downstream magnetic field is similar to the one followed by Kobel y Fluckiger (1994). In both works the stationary plasma sheath's magnetic field was calculated departing from the boundary conditions and a given bow shock shape. We suppose a strong force-free configuration for the development of downstream magnetic field. Such a configuration is broken for low values of  $M_A$ , due to the electromagnetic effects overtake the thermal and inertial ones (Lopez *et al.*, 2010). Describing this process is beyond the reaches of this analytic model.

Finally, when we compare our bow shock solution with Earth's bow shock data we find a qualitative agreement for the data near the bow shock nose; however, at the shock wings, it seems that our model underestimates the magnetosheath size. It is possible that both, the geometric limitations commented on before and the aligned magnetic field configuration, produce this narrowing bow shock solutions.

### 5.1.11. Appendix

#### The Hypersonic-isothermal limit

The bow shock description departs from the study of Canto y Raga (1998), and in particular the attached region is solved in the same way. For this reason our attached zone solution should converge to the same result in the HD hypersonic-isothermal limit ( $M_s \gg 1$ ,  $B_1 = 0$  and  $\gamma = 1$ ).

In the hydrodynamic limit we can use the Rankine-Hugoniot polytropic jump relation for density. Thus, setting  $\gamma = 1$ , we have:

$$\rho_1/\bar{\rho}_{02} = 1/M_S^2,$$

which is small because  $M_s \gg 1$ . Due the large compression ratio ( $\bar{\rho}_{02} \gg \rho_1$ ) of the shock, the sheath will be thin, i.e.  $\xi_0 \ll 1$ , condition which allows to reduce Equation 5.7 into

## 5.1 A STATIONARY BOW SHOCK MODEL FOR PLASMAS: THE SPHERICAL BLUNT OBSTACLE PROBLEM

---

a second order equation, and by expanding its solution in potencies we get:

$$\xi_0 \approx \frac{3\rho_1}{4\rho_2}.$$

By other side, remembering that the standoff distance is given by  $\delta_0 = \xi_0\Delta_0$ , we can define the bow shock surface density in the attached region as:

$$\sigma_2 \approx \delta_0\rho_2 = \frac{3}{4}\rho_1\Delta_0,$$

expression consistent with Canto y Raga (1998, Equation 6).

Since the sheath is thin ( $\xi_0 \ll 1$ ) and the obstacle is a sphere ( $n_{obs}^\phi = 0$ ), thus the radial velocity is negligible ( $v_2^r \approx 0$ ) and the tangential velocity reduces to:

$$v_2^\theta \approx -\frac{2}{3}v_1 \sin(\theta);$$

velocity corresponding to Canto y Raga (1998, Equation 5). Finally, due that  $\varsigma \approx 1/2\xi_0$  and  $\log(1 + \xi_0) \approx \xi_0$ , Equation 5.10 reduces to:

$$\sin(\phi_c) \approx \frac{\sqrt{3}}{2}$$

which solution is  $\phi_c \approx 60^\circ$  (Canto y Raga, 1998, Equation 9).

### Density jump relation

The compression ratio  $\rho_1/\bar{\rho}_2$  can be calculated by the polytropic jump relation for plasmas (Petrinec y Russell, 1997):

$$A \left[ \frac{\rho_1}{\bar{\rho}_2} \right]^3 + B \left[ \frac{\rho_1}{\bar{\rho}_2} \right]^2 + C \left[ \frac{\rho_1}{\bar{\rho}_2} \right] + D = 0, \quad (5.28)$$

with  $A, B, C$  and  $D$  coefficients defined by:

$$\begin{aligned} A &= (1 + \gamma)M_A^6 \cos^6(\alpha_{vn}), \\ B &= M_A^4 \cos^4(\alpha_{vn}) \left[ (1 - \gamma)M_A^2 \cos^2(\alpha_{vn}) - (\gamma + 2) \cos^2(\theta_{Bn}) - \gamma(1 + \beta) \right], \\ C &= M_A^2 \cos^2(\alpha_{vn}) \left[ (\gamma + \gamma \cos^2(\theta_{Bn}) - 2)M_A^2 \cos^2(\alpha_{vn}) + (1 + \gamma + 2\gamma\beta) \cos^2(\theta_{Bn}) \right], \\ D &= \cos^2(\theta_{Bn}) \left[ (1 - \gamma)M_A^2 \cos^2(\alpha_{vn}) - \gamma\beta \cos^2(\theta_{Bn}) \right], \end{aligned}$$

with  $\beta = 2M_A^2/\gamma M_S^2$  and  $M_A$  and  $M_S$  the alfvenic and sonic Mach numbers defined by  $M_S^2 = v_1^2/c_S^2$  and  $M_A^2 = v_1^2/c_A^2$ ,  $c_A$  and  $c_S$  are the alfvenic and sonic velocities respectively.  $\theta_{Bn}$  and  $\alpha_{vn}$  are the angles between the shock normal ( $\hat{n}_{sh}$ ) and  $\vec{B}_1$  and  $\vec{v}_1$  respectively.

5 UN MODELO ESTACIONARIO DE CHOQUE DE PROA PARA PLASMAS: EL  
PROBLEMA DEL OBSTÁCULO ESFÉRICO

---

## Capítulo 6

# Propagación de EMC y ondas de choque asociadas con estallidos de radio tipo II. Un estudio analítico.

### Introducción

En los capítulos anteriores se ha investigado la propagación de las EMC rápidas y ondas de choque asociadas. Este estudio inició explorando los mecanismos que generan el acoplamiento dinámico entre las EMC y el VS. Posteriormente se investigaron las relaciones entre las EMC rápidas y ondas de choque asociadas a estas. Adicionalmente, se investigaron detalladamente las características físicas y estructura geométrica de las ondas de choque impulsadas por EMC rápidas.

Uno de los principales resultados de este trabajo es el modelo “pistón-choque”. Este modelo se desarrolla en el Capítulo 3 como una herramienta teórica para describir las relaciones dinámicas que se presentan entre la EMC y su onda de choque. Este modelo se extiende a un escenario tridimensional en el Capítulo 4, donde se considera que la onda de choque impulsada por la EMC es una onda tipo proa. Finalmente, en el Capítulo 5, se desarrolla un modelo para describir las características de las ondas de choque tipo proa impulsadas por EMC rápidas en la corona solar.

En este último capítulo de investigación, se condensan los resultados anteriores pa-

ra generar una descripción coherente de la propagación de EMC rápidas y ondas de choque asociadas. Esta descripción será validada a través del análisis de varios eventos. En la primera sección de este capítulo se presentarán las expresiones que describen la propagación de la EMC y del frente de choque. Posteriormente se analizarán algunas EMC rápidas tipo halo asociadas a ondas de choque. Finalmente se presenta una discusión de los resultados y las conclusiones.

Los resultados de este capítulo indican que la propagación de EMC rápidas y ondas de choque asociadas puede ser entendida a través del intercambio de momentum lineal. Adicionalmente, nuestros resultados sugieren relaciones entre las propiedades iniciales de las EMC, el viento solar ambiente y la fulguración asociada.

Este capítulo está basado en el artículo *Propagation of Fast Coronal Mass Ejections and Shock Waves Associated with Type II Radio-Burst Emission: An Analytic Study*, en la revista Solar Physics. <http://www.springerlink.com/content/v000q24q23478735/> (*online first*). DOI: 110.1007/s11207-012-0103-9.

## Resumen

Las eyecciones de masa coronal (EMC) son eventos eruptivos de gran escala en la corona solar. Una vez expulsadas, se propagan a través del medio interplanetario (IP) y evolucionan interactuando con el viento solar. Las EMC rápidas asociadas con choques IP son un tema crítico en las investigaciones del clima espacial. En este trabajo presentamos un modelo analítico para estudiar la evolución heliocéntrica de EMC rápidas, sus choques y su asociación con estallidos de radio tipo II. El modelo asume una etapa temprana donde la EMC actúa como un pistón que impulsa a la onda de choque, posteriormente la EMC se desacelera tendiendo a igualar la velocidad del viento solar ambiente mientras que el choque decae. La evolución de la velocidad del choque se usa para reproducir el estallido de radio tipo II. Analizamos cuatro EMC rápidas tipo halo asociadas a estallidos de radio tipo II y a firmas *in-situ* de choques IP y EMC. Los resultados muestran consistencias con el espectro dinámico de radio y con las mediciones *in-situ*. Esto sugiere que, en general, los choques IP asociados a EMC se propagan como ondas explosivas al acercarse a  $1UA$ , lo que implica que, a esta distancia, las EMC ya no impulsan a las ondas de choque.

## 6.1. Propagation of fast coronal mass ejections and shock waves associated with type II radio bursts emission. An analytic study

P. Corona-Romero, J.A. Gonzalez-Esparza and E. Aguilar-Rodriguez  
*Solar Physics*, **en prensa**.

### Abstract

Coronal mass ejections (CMEs) are large-scale eruptive events in the solar corona. Once they are expelled into the interplanetary (IP) medium, they propagate outwards and “evolve” interacting with the solar wind. Fast CMEs associated with IP shocks are a critical subject for space weather investigations. We present an analytic model to study the heliocentric evolution of fast CME/shock events and their association with type II radio burst emissions. The propagation model assumes an early stage where the CME acts as a piston driving a shock wave, beyond this point the CME decelerates tending to match the ambient solar wind speed and its shock decays. We use the shock speed evolution to reproduce type II radio burst emissions. We analysed four fast CME halo events that were associated with kilometric type II radio bursts, and *in-situ* measurements of IP shock and CME signatures. The results show a good agreement with the dynamic spectra of the type II frequency drifts and the *in-situ* measurements. This suggests that, in general, IP shocks associated with fast CMEs evolve as blast waves approaching 1 AU, implying that the CMEs do not drive their shocks any further at this heliocentric range.

### 6.1.1. Introduction

Coronal mass ejections (CMEs) are complex events involving the release of large amounts of material, energy, and magnetic field from the Sun into the solar wind. They can also involve other solar phenomena, such as solar flares, solar energetic particles, solar radio bursts, and interplanetary (IP) shocks (Forsyth *et al.*, 2006; Webb y Gopalswamy, 2006). In general, CMEs propagate through the IP medium with initial velocities between 200 – 2000 km s<sup>-1</sup> (Vourlidas *et al.*, 2000). Fast CMEs associated with IP shocks are the main cause of intense geomagnetic storms (*e.g.* ontiveros2010, and references therein), making the propagation of fast CMEs and their shocks a crucial

issue in space weather studies. As pointed out by vrsnak2006 (vrsnak2006; vrsnak2008), we need to illuminate the physical mechanisms that govern the CME evolution to understand when, where, and how fast CMEs propagate and decelerate in the IP medium.

Recently white-light observations, combining data from LASCO, SMEI, and the Heliospheric Imagers (HIs), tracked a few CMEs from the Sun to 1 AU, helping us to increase the knowledge of the CME kinematics (*e.g.* harrison2008, webb2009a, webb2009, liu2010, and liu2010a). However, in general, it is very difficult to fully-track these events, so we need more observations and developments to address this problem. There are several theoretical, numerical, and empirical studies to describe the CME dynamics (Forbes *et al.*, 2006). CMEs interact with the ambient solar wind, and this interaction decelerates (accelerates) the fast (slow) CMEs (Gopalswamy *et al.*, 2000). In general, analytical models focus on the dynamics in the CME-solar wind interaction; such as linear and quadratic drag forces (Cargill, 2004; Vršnak y Gopalswamy, 2002), mass accretion (Tappin, 2006), and viscous and turbulent forces (Borgazzi *et al.*, 2009). All these models assume a direct interaction between the CME and the ambient solar wind without taking into account the role of the driven IP shock and its plasma sheath (shocked solar wind).

It is possible to track fast CME/shocks using electromagnetic wave observations by a spacecraft. Solar radio bursts of type II are characterised by a narrow band of intense radiation which frequency drifts downwards with time and distance from the Sun over time scales from a few hours to one or two days. Type II bursts are produced through the excitation of plasma waves by a shock propagating through the solar wind (Cane y Stone, 1984; Cane, Sheeley, y Howard, 1987). These emissions occur at the fundamental and/or harmonic of the plasma frequency ( $f_p$ ) which is related to the square root of the electron plasma density ( $n$ ) at the source region (see Equation 6.16). The type II radio bursts are typically observed in the meterwave regime at frequencies less than 150 MHz. However, type II radio bursts have been observed to start at frequencies as high as 500 MHz (Nakajima *et al.*, 1990; Vršnak *et al.*, 1995). It is well established that decameter/hectometric (DH) to kilometric (km) type II radio emissions are caused by the propagation of fast CME/shocks through the interplanetary medium (Cane, Sheeley, y Howard, 1987). However, not necessarily all the CME/shocks generate type II emissions (Gopalswamy *et al.*, 1998, 2008). The type II frequency-drifting can, in principle, provide continuous tracking of some CME/shock events from the solar corona through the heliosphere. Therefore, these radio observations can be used to approximate the speed profile of a CME/shock (Reiner, Kaiser, y Bougeret, 2007). Furthermore, gonzalez2009 (gonzalez2009) used the type II frequency drifts to calculate shock speeds, at some convenient intervals, tracking the shock deceleration in the IP medium; Lara



y Borgazzi (2009), from an analytic model, calculated the synthetic type II radio burst associated with the analytic trajectory of a CME.

Empirical studies on the propagation of IP shocks and fast CMEs point out relationships between shock arrival speeds, shock transit times, CME properties, and solar wind characteristics (*e.g.* gopalswamy2005; Kim, Moon, y Cho (2007)). However, when they are tested against several case events, the empirical models obtain large uncertainties suggesting that we require a different perspective to address this problem (Cho *et al.*, 2003; Kim, Moon, y Cho, 2007).

Dryer (1974) studied blast shocks associated with solar flares from analytical and numeric perspectives. Smart y Shea (1985) also investigated IP shocks related to solar flares, they found that IP shocks associated propagation presents two stages: (1) a short period of constant speed where the shock is driven by a piston which speed and duration was derived from metric type II bursts and solar flare intensity, and (2) a blast wave decaying evolution. Pinter y Dryer (1990) applied these results to calculate transit times (TT) to 1 AU of some shocks associated with solar flares, obtaining good agreements with observations. They also found that the characteristics of the driving stage affects the shock TT and arrival speed. On the other hand, there are reports of a similar heliocentric evolution in shocks associated with fast CMEs. Combining coronagraph, interplanetary scintillation and *in-situ* measurements, Manoharan *et al.* (2001), manoharan2006 (manoharan2006,manoharan2010) and Pohjolainen *et al.* (2007) tracked the propagation of some fast CME/shock events suggesting that they also present two propagation stages within 1 AU: an initial one, near the Sun, with a small deceleration up to a certain heliocentric distance, beyond which there is a large deceleration where the CME/shock tends to equal the ambient wind speed.

These two propagation stages in the heliocentric evolution of fast CME/shock events is also found in numeric and analytic models. gonzalez2003a (gonzalez2003a, gonzalez2003b, gonzalez2007) developed 1-D hydrodynamic (HD) numerical simulations of fast CMEs in the IP medium. They found that a fast CME front and its shock present an initial quasi-constant speed propagation followed by a decaying speed at farther heliocentric distances. On the other hand, Cantó *et al.* (2005) presented a full analytic HD model to calculate CME trajectories and TTs. This model finds also the two propagation stages. Corona-Romero y Gonzalez-Esparza (2011) investigated the similarities between the numerical and analytical models commented on before. They concluded that the evolution of a fast CME/shock is described by three dynamic phases: *driving*, *decoupling*, and *decaying*. In the driving phase, the fast CME propagates with a quasi-constant speed, a condition which allows it to transfer momentum forward,

driving the shock. On the other hand, in the final decaying stage, the fast CME decelerates tending to equal the ambient wind speed and its shock evolves as a blast wave slowing into a magnetosonic perturbation. The intermediate decoupling phase bonds these two opposite dynamic states, implying the ceasing transfer of momentum through the plasma-sheath, from the CME front to the shock.

We study the propagation of fast CME/shock events, to compare the evolution of the shock speed with type II radio burst drifts and *in-situ* measurements. In order to do so, we start from a piston-shock analytical model to describe the CME and shock evolutions. We modify this model to adapt it to more realistic scenarios (Section 6.1.3). In Section 6.1.4 we apply the model to analyse four study cases, calculating the trajectories of CMEs, IP shocks, and simulating the type II radio burst emission associated with the shock propagation. Finally, we present the summary and conclusions in Section 6.1.5.

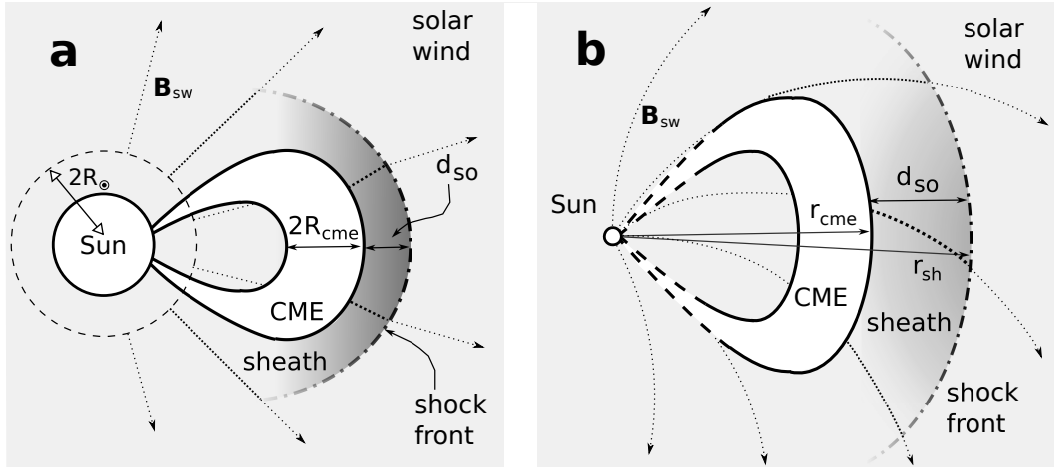


Figura 6.1: CME/shock model for times (a)  $t < \tau_{c1}$  and (b)  $t > \tau_{c2}$ . The croissant-like shape represents the fast CME with radius  $R_{cme}$  and the shock is propagating ahead. The dotted thin lines represent the magnetic field lines.  $r_{cme}$  and  $r_{sh}$  are the heliocentric positions of the CME leading edge and the shock respectively. The separation between the CME front and the shock is the standoff distance ( $d_{so}$ ). (a) During the driving stage ( $t < \tau_{c1}$ ) the CME and shock wave have the same speed and  $d_{so}$  is almost constant. (b) In the decaying stage ( $t > \tau_{c2}$ ) the CME decelerates tending to equal the solar wind speed, and the shock wave decays into a magnetosonic perturbation,  $d_{so}$  increases and the plasma sheath expands and relaxes into normal solar wind.

Cantó, Raga, y D'Alessio (2000), developed an analytical formalism to describe the dynamics of two interacting hypersonic fluids, such a formalism was based on the conservation of linear momentum. Subsequently, Cantó *et al.* (2005) adapted this

formalism to describe the propagation of supersonic CMEs through the solar wind (SW). They considered the CME as a dense and fast fluid injected into the ambient wind. The SW opposition to the CME propagation derives into the CME deceleration by the equilibrium of linear momentum between the CME and ambient wind. The CME is injected at an initial position (beyond the critical point) during the injection time. In the present work we use the notation  $\Delta t_f$  and  $r_0$  for the injection time and the initial position respectively.

Based on the previously discussed works, Corona-Romero y Gonzalez-Esparza (2011) developed a piston-shock analytical HD model to describe the evolution of the CME driver and its shock in the inner heliosphere. They compared their model with 1-D HD numerical simulations of CME/shock events. In the analytical model they assumed the pristine fast CME as a piston driving a shock wave and obtained analytical expressions for the shock propagation. They found a good agreement between the model and simulations. The two models show that initially the fast CME propagates at about a constant speed and drives the shock (driving stage) until it reaches a certain distance from which it decelerates and decouples from the shock (decoupling process). Then the CME and its shock decelerate (decaying stage). They also applied the piston-shock model to analyze a few fast CME/shock events finding quantitative agreements with CME *in-situ* data at 1 AU; however, the shock arrival speeds and their TTs presented some discrepancies with the *in-situ* observations. They concluded that these inconsistencies could be explained because of neglecting the tangential flows inside the plasma sheath. This 1D condition overestimates the plasma sheath width and the shock speed, therefore causing shorter shock TTs.

Now we extend the model starting from a driver-bow shock initial configuration for the fast CME/shock (Ontiveros y Vourlidas, 2009; Vourlidas y Ontiveros, 2009; Maloney y Gallagher, 2011). Figure 6.1a shows a sketch of the model, the croissant like CME and the shock wave. The shadow region between the CME leading edge ( $r_{cme}$ ) and the shock ( $r_{sh}$ ) is the plasma sheath, formed by compressed solar wind. Such geometry considers the tangential mass fluxes inside the plasma sheath, since the sheath material flows around the CME, solving the problems commented in the previous paragraph.

We suppose the solar wind as a spherically homogeneous polytropic plasma (with polytropic index  $\gamma$ ) expanding at a constant rate. Frozen in the solar wind there is a magnetic field initially radial at two solar radii ( $R_\odot$ ), and the field source rotates with a frequency  $\omega_\odot = 2.7 \times 10^{-6} Hz$  (solar sidereal period at the equator). Figure 6.1 shows the magnetic field configuration (dotted thin lines); in panel (a) the magnetic field is radial near the Sun; on the other hand, the field lines are curved at larger heliocentric

distances (panel b).

### 6.1.2. CME propagation

Following Corona-Romero y Gonzalez-Esparza (2011), at the beginning, during the driving stage, the CME leading edge maintains a constant speed. The first critical time ( $\tau_{c1}$ ) indicates the time when the interaction with the plasma sheath becomes dominant causing the deceleration of the CME. Thus  $\tau_{c1}$  splits the evolution of the CME speed ( $v_{cme}$ ):

$$v_{cme}(t) = \begin{cases} v_{0cme} , & t < \tau_{c1} \\ v_{1AU} \left( 1 + \frac{(a-1)\sqrt{ac}\Delta t_f}{\sqrt{2(a-1)\Delta t_f t - a(1-c)(\Delta t_f)^2}} \right) & t \geq \tau_{c1} , \end{cases} \quad (6.1)$$

where  $v_{0cme}$  is the speed near the Sun (linear fit of plane-of-sky speed measured by coronagraph images),  $v_{1AU}$  is the solar wind speed at 1 AU, and  $\Delta t_f$  the duration of the rise phase associated with the flare. In addition,  $\tau_{c1}$  is defined by:

$$\tau_{c1} = \frac{a(1 + \sqrt{c})}{a - 1} \Delta t_f , \quad (6.2)$$

where  $a$  and  $c$  are related with the CME kinetic properties.  $a$  can be expressed by:

$$a = \frac{v_{0cme}}{v_{1AU}} \left( \frac{1 + \sqrt{c}}{\sqrt{c}} \right) - \frac{1}{\sqrt{c}} , \quad (6.3)$$

and

$$c = \frac{n_{0cme}}{n_{1AU}} \left( \frac{r_{0cme}}{1AU} \right)^2 . \quad (6.4)$$

$c$  is the ratio between the CME ( $n_{0cme}$ ) and the local solar wind ( $n_{1AU}[1AU/r_{0cme}]^2$ ) densities at  $t = 0$ ; where  $r_{0cme}$  and  $n_{1AU}$  are the initial position of the CME leading edge and the solar wind density at 1 AU respectively.

The product  $a c n_{1AU} v_{1AU}$  represents the flux of injected CME material during the interval  $\Delta t_f$ . The constants  $a$  and  $c$  are related with the CME initial inertia and kinetic energy, and they are also related with the ambient SW characteristics at the inner boundary (Equations (6.3) and (6.4)). For these reasons, the CME dynamics depends on the values of  $a$ ,  $c$  and  $\Delta t_f$ , which define the duration of driving and decaying phases (Equation (6.2)) as well the CME deceleration (see Equation (6.1)).

Finally, the CME leading edge position ( $r_{cme}$ ) is obtained integrating Equation (6.1):

$$r_{cme}(t) = \begin{cases} r_{0cme} + v_{0cme} t, & t < \tau_{c1} \\ r_{0cme} + v_{1AU} (t - a c \Delta t_f) + \\ v_{1AU} \sqrt{2(a-1) a c \Delta t_f t - a^2 c(1-c)(\Delta t_f)^2}, & t \geq \tau_{c1} \end{cases} \quad (6.5)$$

Further details about this model and its applications can be found in González y Cantó (2002) and González *et al.* (2006).

### 6.1.3. Shock propagation

The shock begins its propagation as a bow shock *driven* by the CME (see Figure 6.1a). During the driving stage ( $t < \tau_{c1}$ ) the CME speed ( $v_{cme}$ ) is constant and the ratio between the standoff distance ( $d_{so}$ ) and the CME radius ( $R_{cme}$ ) depends on the magnetosonic Mach number ( $M_1$ ) and  $\gamma$  (Maloney y Gallagher, 2011, and references therein). The shorter  $M_1$  the larger  $d_{so}/R_{cme}$ . For large values of  $M_1$ ,  $d_{so}/R_{cme}$  tends to an asymptotic value ( $\sim 0.23$ ) determined by  $\gamma$  (Petrinec, 2002). During the driving stage  $M_1$  increases due to the solar wind expansion and the constant value of  $v_{cme}$ ; this decreases the value of  $d_{so}/R_{cme}$ . However, the CME expansion may reduce this effect making the value of  $d_{so}$  relatively constant. For simplicity, we assume that  $d_{so}$  is constant during the driving; implying that, for  $t < \tau_{c1}$ , the CME leading edge and shock speeds are equal ( $v_{cme} = v_{sh}$ ).

For times  $t > \tau_{c1}$  the CME and shock speeds begin to differ due to the CME deceleration, which increases the distance between the CME front and the shock. As this distance grows, the driving from the CME gradually declines. Thus, there is a time when the plasma sheath relaxation causes the end of the driving stage. The second critical time ( $\tau_{c2}$ ) marks the moment when the CME is no longer capable to drive the bow shock, and consequently the shock begins to evolve as a blast wave. Figure 6.1b shows the decaying phase ( $t > \tau_{c2}$ ), where the distance CME/shock is growing. During this phase the shock fades out and the compression of the plasma sheath decreases.

The evolution of the shock speed ( $v_{sh}$ ) is given by:

$$v_{sh}(t) = \begin{cases} v_{0cme} , & t < \tau_{c2} \\ (v_{0cme} - v_{1AU}) \left(\frac{t}{\tau_{c2}}\right)^{-1/3} + v_{1AU} , & t \geq \tau_{c2} . \end{cases} \quad (6.6)$$

During the first stage of Equation (6.6), the shock is driven by the CME; the second stage ( $t \geq \tau_{c2}$ ) is the blast wave solution for a  $r^{-2}$  density profile (Cavaliere y Messina, 1976). Moreover,  $\tau_{c2}$  is defined as:

$$\tau_{c2} = \frac{d_{so}}{\sqrt{c_{A2}^2 + c_{S2}^2}} + \tau_{c1} , \quad (6.7)$$

where  $c_{A2}$  and  $c_{S2}$  are the alfvénic and sonic speeds in the plasma sheath at  $t = \tau_{c1}$ . The values for  $c_{A2}$  and  $c_{S2}$  are calculated as:

$$c_{A2}^2 = c_{A1}^2 \left[ \frac{B_*^2}{n_*} \right] , \quad (6.8)$$

$$c_{S2}^2 = c_{S1}^2 \left[ \frac{p_*}{n_*} \right] , \quad (6.9)$$

where  $c_{A1}$  and  $c_{S1}$  are the alfvénic and sonic speeds respectively. The magnetic ( $B_*$ ), numeric density ( $n_*$ ) and thermal pressure ( $p_*$ ) jumps across the shock are calculated by the Petrinec y Russell (1997) polytropic jump relations (see Appendix, Equations (6.20), (6.19), and (6.21)).

To calculate  $d_{so}$  in Equation (6.7), we combine the Bothmer y Schwenn (1998) empirical relation to estimate the CME radius ( $R_{cme}$ ) and the Farris y Russell (1994) model to approach the standoff distance. After some manipulation, we obtain a relation between  $r_{cme}$  and  $d_{so}$ :

$$\frac{d_{so}}{1 \text{ AU}} = 0.264 \left[ \frac{(\gamma - 1) M_1^2 + 2}{(\gamma + 1) (M_1^2 - 1)} \right] \left( \frac{r_{1cme}}{1 \text{ AU}} \right)^{0.78} , \quad (6.10)$$

where  $r_{1cme} = r_{0cme} + v_{0cme} \tau_{c1}$  is the CME leading edge position at  $t = \tau_{c1}$ .  $M_1$  is defined by:

$$M_1^2 = \frac{2(v_{0cme} - v_{1AU})^2}{c_{A1}^2 + c_{S1}^2 + \sqrt{(c_{A1}^2 + c_{S1}^2)^2 - 4 \cos^2(\theta_{Bv}) c_{A1}^2 c_{S1}^2}} , \quad (6.11)$$

with  $\theta_{Bv}$  the angle between the IP magnetic field ( $\vec{B}_{sw}$ ) and the shock normal.

The values of  $c_{A1}$ ,  $c_{S1}$ , and  $\theta_{Bv}$  are calculated by:

$$c_{A1}^2 = \frac{B_{1AU}^2}{\mu_0 n_{1AU}} \left[ \frac{1 \text{ AU}}{r_{1cme}} \right]^2 \left[ \frac{v_{1AU} + (r_{1cme} - 2R_\odot) \omega_\odot}{v_{1AU} + (1 \text{ AU} - 2R_\odot) \omega_\odot} \right] , \quad (6.12)$$

$$c_{S1}^2 = \gamma \frac{2 k_B T_{1AU}}{m_p} \left[ \frac{1 \text{ AU}}{r_{1cme}} \right]^{2(\gamma-1)} , \quad (6.13)$$

$$\cos^2(\theta_{Bv}) = \frac{v_{1AU}^2}{v_{1AU}^2 + (r_{1cme} - 2R_\odot)^2 \omega_\odot^2} , \quad (6.14)$$

where  $n_{1AU}$ ,  $B_{1AU}$ , and  $T_{1AU}$  are the values of proton density, magnetic field intensity, and proton temperature at 1 AU respectively. In Equation (6.13) we are considering an equal number of protons and electrons and in Equations (6.12), (6.13) and (6.14) we applied the frozen Parker-like magnetic field assumption.

Finally, the shock position ( $r_{sh}$ ) is obtained by integrating Equation (6.6):

$$r_{sh}(t) = \begin{cases} v_{0cme} t + r_{0cme} + d_{so}, & t < \tau_{c2} \\ \frac{3}{2}(v_{0cme} - v_{1AU}) \tau_{c2} \left[ \left( \frac{t}{\tau_{c2}} \right)^{2/3} - 1 \right] \\ + v_{1AU} \tau_{c2} \left( \frac{t}{\tau_{c2}} - 1 \right) + v_{0cme} \tau_{c2} + r_{0cme} + d_{so}, & t \geq \tau_{c2} . \end{cases} \quad (6.15)$$

Equations (6.1), (6.5), (6.6) and (6.15) calculate speed and position of the CME and its shock.

#### 6.1.4. Study cases

We analysed seven fast ( $v_{0cme} > 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) halo CME events during 1996-2009. The CMEs were associated with solar flares, and their IP shocks were related to type II kilometric radio bursts emissions. The events were reported in both LASCO (Gopalswamy *et al.*, 2009) and Richardson y Cane (2010) lists. Table 6.1 shows the events and the initial conditions (at 1 AU) that we used in our calculations.

We applied the model described in the previous section to calculate the CME leading edge and shock trajectories. We require as initial conditions: the CME position ( $r_0$ ) and speed ( $v_{0cme}$ ), and the flare rise time ( $\Delta t_f$ ). The solar wind conditions at 1 AU were defined by using average values of *in-situ* measurements by the *Wind* spacecraft around six hours upstream of the shock signatures. The polytropic index was  $\gamma = 1.5$ . On the other hand, the CME/solar wind initial density ratio ( $c$ ) at the inner boundary was a free parameter, the value of which was selected to equal the CME arrival time (Corona-Romero y Gonzalez-Esparza, 2011).

We simulated the type II frequency drifts associated with the propagation of the IP shocks using the CME/shock trajectory for our four best events (see Table 6.1). These radio emissions are electromagnetic waves emitted by the solar wind electrons perturbed by an external agent. The radiation frequency or plasma frequency ( $f_p$ ), is

6 PROPAGACIÓN DE EMC Y ONDAS DE CHOQUE ASOCIADAS CON ESTALLIDOS DE RADIO TIPO II. UN ESTUDIO ANALÍTICO.

---

Tabla 6.1: List of events and initial conditions. From left to right: number; CME date; CME-solar wind initial density quotient (Equation 6.4); CME position; CME speed; solar flare rise time (CME injection time); in-situ solar wind values for bulk speed, density, temperature of protons and magnetic field magnitude.

#	Event		Initial conditions				‡Solar wind (at $\sim 1$ AU)			
	*Date	*hour [UT]	c	* $r_0$ [ $R_\odot$ ]	* $v_{0cme}$ [ $km/s$ ]	† $\Delta t_f$ [ $h$ ]	$v_{1AU}$ [ $km/s$ ]	$n_{1AU}$ [ $cm^{-3}$ ]	$T_{1AU}$ [ $kK$ ]	$B_{1AU}$ [ $nT$ ]
1	2000-06-06	15:54	23.0	3.98	1119.3	0.40	510.0	4.3	180	5.9
2	2000-07-14	10:54	11.0	5.21	1674.0	0.45	600.0	2.5	120	4.5
3	2001-04-26	12:30	4.0	4.83	1006.0	1.50	440.0	2.1	60	6.0
4	2001-11-04	16:35	10.0	4.41	1810.0	0.23	330.0	3.3	15	7.0
5	2001-11-22	23:30	2.9	4.77	1437.0	1.40	430.0	5.5	160	7.0
6	2003-10-29	20:54	8.3	2.92	2029.1	0.54	450.0	2.0	150	9.0
7	2005-05-13	17:12	11.0	4.57	1689.0	0.40	410.0	3.5	110	5.5

\* LASCO CME catalog (<http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CMElist/>).

† GOES registers (<http://www.swpc.noaa.gov/Data/goes.html>).

‡ detected in-situ by WIND (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>).

given by:

$$f_p(t) = \sqrt{\frac{e^2 n_{1AU}}{4 \pi^2 \epsilon_0 m_e}} \left[ \frac{1 \text{ AU}}{r_{sh}(t)} \right], \quad (6.16)$$

where  $e$  is the fundamental charge, and  $m_e$  the electron mass. Given a value for  $n_{1AU}$ , Equation (6.16) relates a simulated radio emission ( $f_p$ ) to the shock propagation ( $r_{sh}$ ). We used this equation and its first harmonic ( $2 f_p$ ) to compare it with the type II radio spectra detected by the WAVES experiment (Bougeret *et al.*, 1995) aboard the *Wind* spacecraft.

Table 6.2 shows the comparison, for the seven CMEs, between the model results and the *in-situ* data at 1 AU. Columns 2 and 3 show the arrival speed of CMEs and shocks, and columns 4 and 5 show their TTs. Columns 6 and 7 show the critical times and distances ( $\tau_{c1}$ ,  $\tau_{c2}$ ,  $d_{c1}$ ,  $d_{c2}$ ) indicating the driving and decaying phases in the heliocentric evolution of the CMEs and their shocks (Equations 2 and 7).



6.1 PROPAGATION OF FAST CORONAL MASS EJECTIONS AND SHOCK WAVES  
ASSOCIATED WITH TYPE II RADIO BURSTS EMISSION. AN ANALYTIC STUDY

---

Tabla 6.2: Comparison of in-situ measurements and model results. (1) CME front and shock speeds at 1 AU; (2) CME front and shock transit times; (3) CME/shock critical times and distances (driving and decaying phases).

event	(1) arrival speeds		(2) transit times (TT)		(3) driving/decaying	
	$v_{cme}$ [km/s]	$v_{sh}$ [km/s]	CME [h]	shock [h]	$\tau_{c1}/d_{c1}$ [h]/[R <sub>⊙</sub> ]	$\tau_{c2}/d_{c2}$ [h]/[R <sub>⊙</sub> ]
1	770 <sup>*</sup> /795	871 <sup>†</sup> /865	44.1 <sup>*</sup> /44.3	41.3 <sup>*</sup> /39.4	3.9/26.7	7.9/49.8
2	1000 <sup>*</sup> /1035	1120 <sup>†</sup> /1153	32.1 <sup>*</sup> /32.1	27.7 <sup>*</sup> /29.1	2.7/28.8	4.1/40.6
3	700 <sup>*</sup> /688	812 <sup>†</sup> /832	49.5 <sup>*</sup> /49.7	40.5 <sup>*</sup> /39.6	6.8/40.4	13.6/75.8
4	730 <sup>*‡</sup> /660	‡/881	43.6 <sup>*</sup> /45.5	33.4 <sup>*</sup> /35.6	1.1/15.3	1.9/22.7
5	700 <sup>*</sup> /823	1008 <sup>†</sup> /994	37.5 <sup>*</sup> /38.54	30.4 <sup>*</sup> /33.3	4.7/39.6	6.2/50.1
6	1040 <sup>*‡</sup> /1074	‡/1264	28.9 <sup>*</sup> /29.1	21.22 <sup>*</sup> /25.4	2.54/29.6	3.69/41.7
7	900 <sup>*</sup> /848	942 <sup>†‡</sup> /982	36.8 <sup>*</sup> /37.0	33.4 <sup>*</sup> /33.0	2.2/23.4	3.2/32.6

<sup>\*</sup> WIND measurements and (Richardson y Cane, 2010) catalogue.

<sup>†</sup> calculated using the velocity coplanarity (equation 6.22) and WIND in-situ data.

(3) analytic results:  $d_{c1} = v_{0cme} \tau_{c1} + r_0$ , and  $d_{c2} = v_{0cme} \tau_{c2} + r_0$ .

<sup>‡</sup> data gap.

### Case study 1: Event on 6 June 2000

This event was detected by LASCO/C2 on 6 June 2000 at 15:54 UT; it was associated with an X2.3 solar flare. The CME reached 1 AU on 8 June at 12.00 UT. Figure 6.2a shows the CME and shock speed evolution as obtained from the model. At the beginning (driving phase), the CME (thin curve) and its shock (thick curve) propagate with a constant speed equal to the LASCO linear fit (open diamond). This constant speed lasts until  $\tau_{c1}$  (vertical dashed line), after which the CME decelerates. The shock speed is constant until  $\tau_{c2}$  (vertical dotted line); for longer times, the shock decelerates (decaying phase). Note that the calculated CME and shock arrival speeds (solid circumferences) are very close to the *in-situ* measurements. Figure 6.2b shows the CME and shock trajectories as given by the model. At the beginning, the CME matches the LASCO data (diamonds). As commented on before, due to the arbitrary selection of  $c$ , the calculated CME transit time (open circle) matches the *in-situ* measurement (cross); whereas the calculated shock arrival (open circle) occurs two hours earlier than the *in-situ* register (plus sign). Figure 6.2c shows the *Wind*/WAVES (Bougeret *et al.*, 1995) dynamic spectrum during the period of time where the event is propagating. We can notice a type II radio burst, drifting from about 14 MHz down to 40 kHz. At the beginning of the emission, a fundamental-harmonic (FH) pair is observed, then a

## 6 PROPAGACIÓN DE EMC Y ONDAS DE CHOQUE ASOCIADAS CON ESTALLIDOS DE RADIO TIPO II. UN ESTUDIO ANALÍTICO.

---

single tone, sometimes very intense, is drifting to lower frequencies. Overplotted on the dynamic spectrum are the calculated fundamental plasma frequency (solid line) and its first harmonic (dashed line). We can see then the first harmonic is qualitatively consistent with the lower part of the emission band.

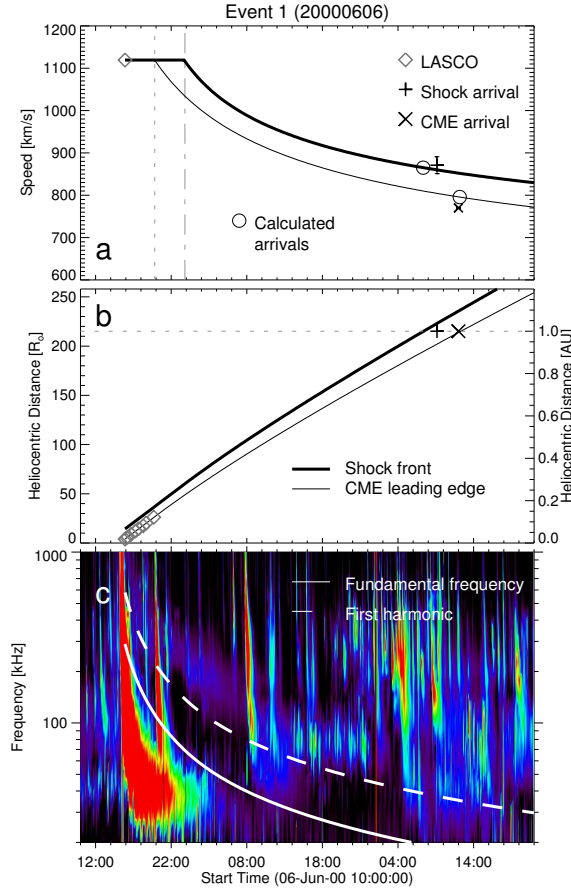


Figure 6.2: Study case 1, comparison of model results and observations. (a) Evolution of CME (thin line) and shock speeds (thick line) as deduced from the analytic model. Vertical dashed and dash-dotted gray lines indicate  $\tau_{c1}$  and  $\tau_{c2}$  respectively (see Table 6.2). (b) CME (thin line) and shock (thick line) trajectories as deduced from the model. The symbols indicate the in-situ measurements by WIND, and the horizontal dotted line indicates 1 AU. (c) Type II dynamic radio spectra detected by WIND/WAVES, and computed fundamental plasma frequency (solid line) and first harmonic (dashed line) as deduced from the model (see text). A coloured figure is available in the electronic version.

### Case study 2: Event on 14 July 2000

The Bastille day event appeared in LASCO/C2 on 14 July 2000 at 10:54 UT, and was associated with a X5.7 flare. The CME arrived at 1 AU on 15 July at 19:00 UT. This event is particularly difficult to study due to the multiple CME arrivals from July 10 to 15; in fact, another CME passed by the Earth neighbourhood (15:32 UT) just a few hours before the event arrival (Richardson y Cane, 2010). These circumstances complicated the acquisition of solar wind data and affected the CME/shock evolution by generating interactions between the CME and the previous disturbances. Nevertheless, the general results are similar to those obtained in the previous case showing quantitative and qualitative agreements with data. Figure 6.3a shows the evolution of CME and shock speeds as inferred from the model. We can appreciate the two phases (driving-decaying) in both speed profiles. The critical times ( $t_{c1}$  and  $t_{c2}$ ) are shorter than in the previous case (see Table 6.2). The calculated CME arrival speed matches with the *in-situ* data; whereas the analytical shock arrival speed is faster than its *in-situ* counterpart. Figure 6.3b presents the CME leading edge and shock positions. Close to the Sun, the CME leading edge matches the LASCO data (diamonds). The estimated CME transit time (open circle) matches the *in-situ* measurement (cross); whereas the calculated shock arrival (open circle) occurs about one hour earlier than the *in-situ* measurement (plus sign). Figure 6.3c shows the dynamic spectrum associated with the event. We can notice that the type II radio burst is contaminated with a type III storm as a result of the solar activity, before and after the event. Similar to the previous case study, the calculated first harmonic (dashed line) is qualitatively consistent with the lower part of the emission band.

### Case study 3: Event on 26 April 2001

This event was detected by LASCO/C2 on 26 April 2001 at 12:30 UT, and it was associated with an M7.8 X-ray solar flare. The CME arrived at 1 AU on 28 April at 14:00 UT. Figure 6.4a shows the two propagation stages, we also appreciate coincidences between the radio data and the calculated shock propagation. The calculated arrival speeds for the CME leading edge and its shock, are very close to their *in-situ* counterparts. Figure 6.4b, shows that the CME leading edge position matches with most of the LASCO data, and the calculated shock TT is quite similar to the *in-situ* measurements (less that one hour of difference). Figure 6.4c shows the dynamic spectrum during the period of time when the event is taking place. We can notice that the type II radio burst is extremely chaotic, drifting from about  $\sim 5$  MHz down to  $\sim 20$  kHz.

6 PROPAGACIÓN DE EMC Y ONDAS DE CHOQUE ASOCIADAS CON ESTALLIDOS DE RADIO TIPO II. UN ESTUDIO ANALÍTICO.

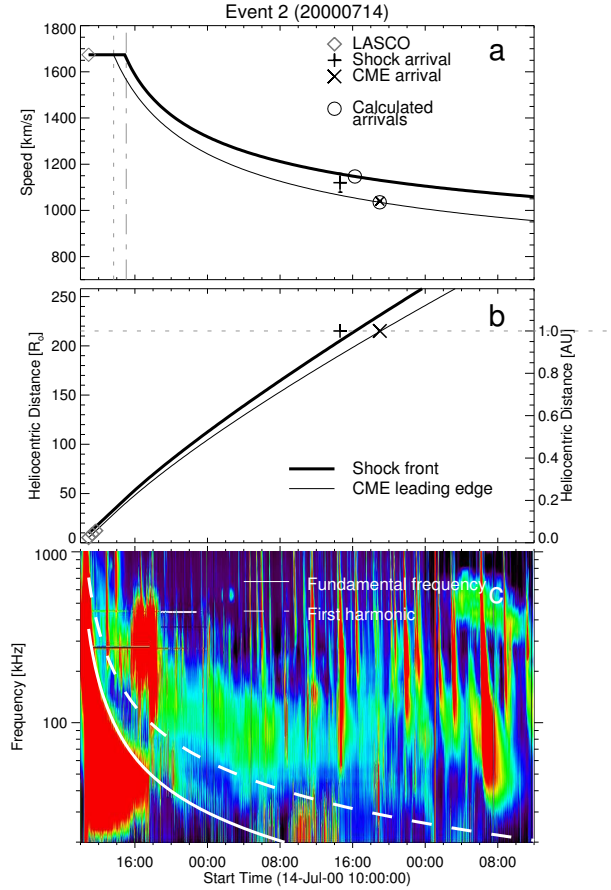


Figura 6.3: Study case 2, Bastille day event, comparison of model results and observations. Same format as Figure 6.2.

Moreover, there is a  $\sim 9$  hour gap in the dynamic spectrum on 26 April. Overplotted on the dynamic spectrum are the calculated fundamental plasma frequency (solid line) and its first harmonic (dashed line). We can see that the first harmonic is qualitatively consistent with the lower part of the Type II emission band.

**Case study 4: Event on 13 May 2005**

This event was detected in LASCO/C3 on 13 May 2005 at 17:12 UT and was associated with a M8.0 flare; the CME arrived at 1 AU in 15 May at 06:00 UT. Figure 6.5 shows the two phases in the CME and shock speeds. We also observe that the

## 6.1 PROPAGATION OF FAST CORONAL MASS EJECTIONS AND SHOCK WAVES ASSOCIATED WITH TYPE II RADIO BURSTS EMISSION. AN ANALYTIC STUDY

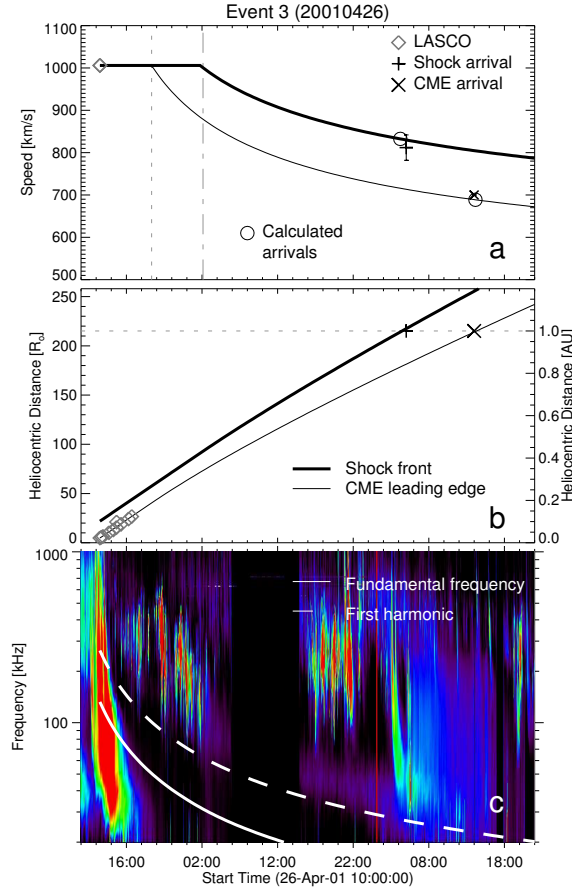


Figure 6.4: Study case 3, comparison of model results and observations. Same format as Figure 6.2.

CME and shock evolutions are consistent with coronagraph and *in-situ* data. The arrival speeds and TTs of the CME and its shock are quantitative similar to the *in-situ* values. Figure 6.5c shows that the calculated first harmonic follows closely the lower part of the type II emission associated with the shock, from the beginning of the event up to 02:00 UT on 15 May.

This event was analyzed in detail by Bisi *et al.* (2010) where they report a CME/shock deceleration as the event evolved from near the Sun to 1 AU. Figure 6.5 shows a qualitative agreement with this interpretation. However, a direct comparison between our analytic results and the speed data points (Figure 35 in bisi2010) is difficult. The bisi2010 speed analysis presents a significant dispersion which might be due, as the

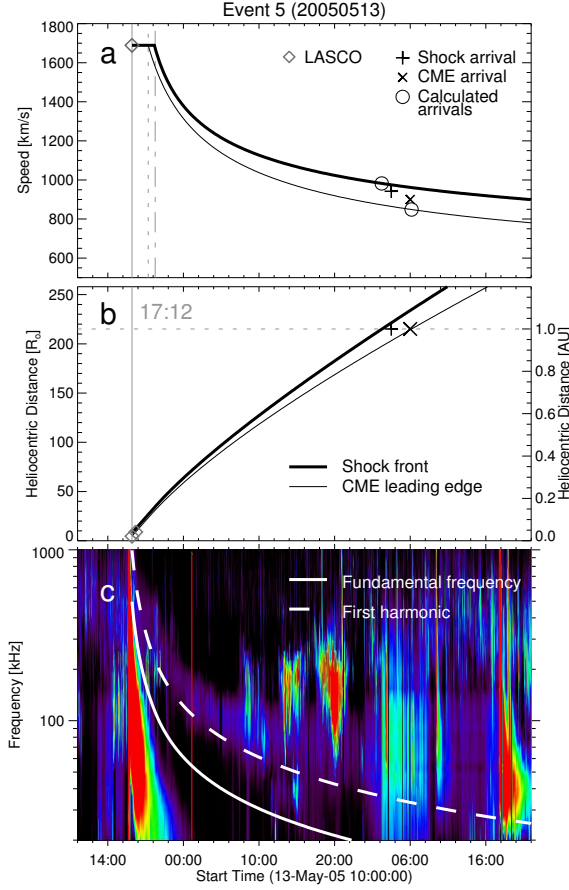


Figura 6.5: Study case 4, comparison of model results and observations. Same format as Figure 6.2.

authors pointed out, to the fact that the speed data points were associated with different regions at different times of the CME/shock event.

### 6.1.5. Discussion

We present an analytical model for approximate fast CME/shock propagation based on the dynamics between an ejecta driver and a driven shock wave. According to our model there are two main stages: 1) The driving phase ( $0 < t < \tau_{c1}$ ), when the CME drives the shock wave and the separation between the CME leading edge and its shock is about constant. 2) The decaying phase ( $t > \tau_{c2}$ ), when the CME tends to equal the

solar wind speed, the shock wave evolves as a blast wave, and the separation between the CME leading edge and the shock front increases.

As initial conditions, our model requires: CME initial speed ( $v_{0cme}$ ), position ( $r_{0cme}$ ), density ( $n_{0cme}$ ), injection time ( $\Delta t_f$ ), and the ambient solar wind conditions. In order to apply our model to study fast CMEs propagating to the Earth, we used  $v_{0cme}$  and  $r_{0cme}$  from coronagraph images (LASCO observations),  $\Delta t_f$  from the flare rise phase (soft X-ray fluxes), and the solar wind conditions from *in-situ* measurements at 1 AU assuming a radial expansion. The initial CME density (Equation 6.4) is our only free parameter, which was chosen to equal the *in-situ* CME transit time.

The initial CME density ( $n_{0cme}$ ), expressed by  $c$  in Equation 6.4, is a free parameter and it runs over a wide range of values (see Table 6.1). Large  $c$  values are associated with CMEs with large inertia, decreasing the SW effects on the CME dynamics. Thus, the larger the  $c$  value, the shorter the CME transit time (TT) and faster arrival CME speeds at 1 AU. Large values of  $c$  also impact on the shock propagation causing shorter TTs and faster arrival shock speeds. The driving phase duration (Equation 6.2) increases with  $c$ .

The value of  $n_{0cme}$  is difficult to approximate from the current observations because it implies to know the coronal structure, the local density of the SW, the CME geometry and its total mass. The CME total mass has been estimated by employing Thompson scattering on coronagraph observations (Vourlidis *et al.*, 2000; Colaninno y Vourlidis, 2009) and also using extreme ultra-violet dimming (Aschwanden *et al.*, 2009). The total mass is related to Equations (6.6) and (6.18) and gives us a parameter to evaluate our initial conditions. In general the  $c$  values that we used in Table 6.1 agree with the orders of magnitude of the CME total masses reported in studies commented on before.

The two-stages propagation for a fast CME/shock is consistent with empiric and numerical studies (*e.g.* manoharan2006, pohjolainen2007 and gonzalez2003). The analytic description for the shock evolution is dynamically and mathematically similar to the semi-empiric relation proposed by Pinter y Dryer (1990) for shocks associated with solar flares.

We discussed four fast halo CMEs (Earth-directed) simulating the type II radio drift emission associated with the IP shock. In all the cases, the calculated CME initial trajectories were consistent with LASCO data. The calculated arrival speeds and transit times of CMEs and shocks were quantitatively consistent with their *in-situ* measurements at 1 AU. According to our case study results (Table 6.2), the differences between the calculated and measured CME arrival speeds were less than 6%; whereas

the differences for both shock arrival speeds and transit times were less than 5 %.

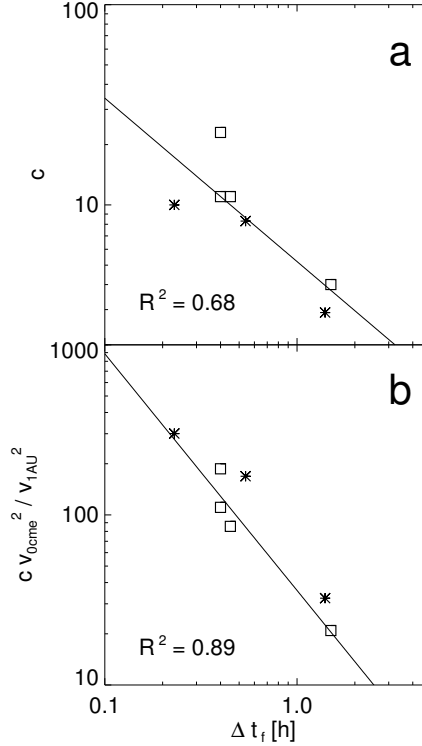


Figura 6.6: Relationships of the CME initial conditions and the solar flare rising time ( $t_f$ ) of the events in Table 1. (a) Ratio between the CME and solar wind initial densities (Equation 6.4) versus  $t_f$ . (b) Ratio between the CME and solar wind initial kinetic energies versus  $t_f$ . Open squares represent the four study cases. Solid lines are the best fit to the data.

In our analytical model the CME injection time ( $\Delta t_f$ ) represents the period when the CME acquires its initial kinetic energy and linear momentum (Cantó, Raga, y D'Alessio, 2000). We approximated this parameter as the flare raising phase, because that interval is associated with the time when the energetic CME reaches an almost constant speed (kinetic energy) in the coronagraph field of view (Zhang y Dere, 2006). Although it is widely accepted that CMEs are not necessarily related to solar flares (Gosling, 1993), some studies relate solar flares to the initiation of energetic CMEs. For example, Zhang *et al.* (2004); Zhang y Dere (2006) found some relationships between soft X-ray fluxes and CME initial accelerations. On the other hand, Temmer *et al.* (2008) found a close synchronization between the CME acceleration profiles and flare hard X-ray flux onsets. Furthermore, Chen y Kunkel (2010) found that the observed duration of soft X-ray emission is comparable to the poloidal flux injection, and such



injection is related to the CME initial acceleration (Chen, 2001). Although in these studies a possible relation between the CME and flare initiation mechanisms appears, the authors also conclude that such relation is not trivial and requires further research. Since we are not aware of any observation that could provide us directly the CME injection time, we choose the flare rising time as an equivalent; since, in our case, these energetic CMEs were associated with solar flares.

Our results suggest relations between the CME initial properties and the associated flare, Figure 6.6 shows the initial conditions for the seven fast CME events listed in Tables 6.1 and 6.2. Figure 6.6a presents the initial CME density with respect to the ambient wind ( $c$ ) versus the flare rising time ( $\Delta t_f$ ). The data points show a tendency where the flare rising time is inversely proportional to the CME density jump. In Figure 6.6b, the jump in CME-solar wind kinetic energy ( $c v_{0cme}^2 / v_{1AU}^2$ ) decreases as  $\Delta t_f$  increases:

$$c = 5.21 \left[ \frac{\Delta t_f}{1h} \right]^{-0.82}, \quad (6.17)$$

$$c \frac{v_{0cme}^2}{v_{1AU}^2} = 44.18 \left[ \frac{\Delta t_f}{1h} \right]^{-1.31}. \quad (6.18)$$

Although these tendencies were consistent for all the analysed events, we need to study a larger number of cases in order to corroborate the results. The trends in Equations 6.17 and 6.18 are in agreement with Zhang y Dere (2006) results. Zhang y Dere (2006), after studied the initial acceleration of CMEs by coronagraph images, they found that the stronger the “main” CME acceleration near the Sun ( $a_{0cme}$ ), the shorter the duration ( $\Delta t_a$ ) of such acceleration. This relationship is expressed by  $a_{0cme}/1ms^{-2} = 135.46 (\Delta t_a/1h)^{-1.09}$ , where  $\Delta t_a \approx \Delta t_f$ . Consequently, impulsive events (short  $\Delta t_f$ ) tend to have larger inertias and faster accelerations (*i.e.* larger relative kinetic energies). On the other hand, for gradual events (long  $\Delta t_f$ ) we expect an opposite tendency. This suggests that  $\Delta t_f$  might be related with the physical mechanisms by which a fast CME acquires its initial kinetic properties, in agreement with Zhang *et al.* (2004).

In this study we select the value of  $c$  to equal the calculated and reported transit times of CMEs. However, as we commented on before,  $c$  is difficult to measure directly from observations and we need an indirect method to estimate the initial kinetic properties of CMEs. In this sense, Equations (6.17) and (6.18) may be useful to approximate or to delimit the initial values for CME density and kinetic energy. Thus, it is important to develop further studies in order to corroborate or discard the mentioned relations.

In the seven events, the decaying stage began long before ( $\sim 50R_{\odot} \approx 0.25 \text{ AU}$ ) the shock reached 1 AU (see Table 6.2). Based in our model, it means that IP shocks associated with fast CMEs evolve like blast waves most of their transit time to 1 AU. This result agrees with other studies. For example, Burlaga *et al.* (1981) pointed out, discussing linear momentum fluxes, that some CMEs may not drive shocks any more at distances around 2 AU. On the other hand, Feng *et al.* (2010) analysed the geometric properties of CME and shocks at 1 AU and concluded that at least 34 % of all shocks were not driven by their associated CMEs. Maloney y Gallagher (2011) measured standoff distances of fast CME/shocks within heliocentric ranges between  $2 - 120 R_{\odot}$  and, in general, found them larger than expected. These results agree with an early decaying stage in CME/shock propagation.

We reproduce the radio frequency drift associated with the propagation of the IP shock. There are other studies comparing the evolution of CME/shocks and type II radio burst spectra detected by *Wind*/WAVES. Reiner, Kaiser, y Bougeret (2007) used an empirical model to calculate the arrival times of CME/shocks, assuming an initial strong deceleration followed by a constant speed propagation of the CME/shock (this constant speed is much faster than the ambient solar wind). Lara y Borgazzi (2009) assumed that the radio emission was associated with the propagation of the CME mass center, the evolution of which was affected by viscosity and drag forces of the solar wind. What is different in our model is that we solve specifically both the CME and shock propagation. Then, we calculate the type II frequency drift emission from the shock propagation solution. The CME and its shock suffer different heliocentric evolution, and propagate at different speeds. This becomes more significant when the magnetosonic Mach number is small, resulting in larger standoff distances and deeper differences between the CME and the shock speeds and positions.

In all the case studies, the first harmonic of the simulated radio burst emission agreed qualitatively with the lower part of the radio spectra detected by *Wind*/WAVES. This is somehow similar to the study by Reiner, Kaiser, y Bougeret (2007), where they used the first harmonic to adjust the CME/shock trajectories. However, in our case we match the lower part of the radio spectra. This former result is consistent with the study by Knock y Cairns (2005), where they showed that the plasma frequency is a lower limit for the type II radio burst emission, and the width of the spectra is related with the shock expansion and solar wind fluctuations. We do not take into account these two aspects in our model.

### 6.1.6. Conclusions

We analysed four fast CME halo events as case studies with an analytical model and compared the results with different data. The model implies two propagation stages for the CME and its shock. The dynamic processes between the CME and its shock wave are important to understand their heliocentric evolution. To perform the calculations we used different observations as initial conditions. In general, we found a good agreement comparing the results and the CME/shock *in-situ* data at 1 AU. The first harmonic of the simulated radio burst emission associated with the shock propagation was consistent with the lower part part of the type II radio spectra detected by *Wind*/WAVES. The results of the analytical model imply that the shocks were not driven any more by their CMEs when they reached 1 AU.

### 6.1.7. Appendix

#### Polytropic MHD jump relations

Polytropic MHD jump relations are the specific jump relations used in this work; for a more general solution see petrinc1997, Equations (14), (15) and (16). The downstream variables (subindex 2) are related with their upstream counterparts (subindex 1) according to

$$\frac{1}{n_*} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = -\frac{k_1}{k_9} - \frac{2^{1/3}k_3}{\mu_2^2 k_8 k_9} + \frac{k_8}{2^{1/3} \mu_2^2 k_9}, \quad (6.19)$$

$$B_* = \frac{|B_2|}{|B_1|} = \sqrt{c_{\theta 2}(1 - \alpha^2) + \alpha^2}, \quad (6.20)$$

$$p_* = \frac{p_2}{p_1} = 1 + \left(1 - \frac{1}{n_*}\right) \frac{2\mu_2}{\beta} + \frac{1 - c_{\theta 2}}{\beta} (1 - \alpha^2). \quad (6.21)$$

In equations (6.19), (6.20) and (6.21) we have used

$$\begin{aligned}
 c_{\theta 2} &= \cos^2(\theta_{Bn}), \\
 \mu_2 &= M_{A1}^2, \\
 \beta &= 2\mu_0 \frac{p_1}{B_1^2}, \\
 \alpha &= \frac{c_{\theta 2} - \mu_2}{c_{\theta 2} - \mu_2/n_*}, \\
 k_1 &= -\gamma(1 + \beta) + \mu_2(1 - \gamma) - c_{\theta 2}(2 + \gamma), \\
 k_2 &= \mu_2(-2 + \gamma) + c_{\theta 2}(1 + \gamma[1 + 2\beta + \mu_2]), \\
 k_3 &= \mu_2^4(-k_1^2 + 3[1 + \gamma]k_2), \\
 k_4 &= \mu_2(1 - \gamma) - \beta\gamma c_{\theta 2}, \\
 k_5 &= 9(1 + \gamma)\mu_2^6 k_1 k_2, \\
 k_6 &= -2\mu_2^6 k_1^3 - 27(1 + \gamma)^2 \mu_2^6 c_{\theta 2} k_4 + k_5, \\
 k_7 &= (4k_3^3 + k_6^2)^{1/2}, \\
 k_8 &= (k_6 + k_7)^{1/3}, \\
 k_9 &= 3(1 + \gamma)\mu_2.
 \end{aligned}$$

To obtain Equations (6.19), (6.20) and (6.21) we assume that the normal to the shock is radial at the shock front.

### Velocity coplanarity

The velocity coplanarity is commonly used to approximate the shock velocity by applying the mass conservation at the shock reference frame. If a shock wave propagates with a velocity  $\vec{v}_{sh}$  through an ambient solar wind with density  $\rho_1$  and velocity  $\vec{v}_1$ , the shock wave velocity shall fulfil  $\rho_1(\vec{v}_{sh} - \vec{v}_1) = \rho_2(\vec{v}_{sh} - \vec{v}_2)$ , where the subindex 2 indicates the downstream values. Thus, solving for  $\vec{v}_{sh}$ :

$$\vec{v}_{sh} = \frac{\rho_2 \vec{v}_2 - \rho_1 \vec{v}_1}{\rho_2 - \rho_1} \tag{6.22}$$

# Capítulo 7

## Conclusiones y resultados

### 7.1. Resultados

El objetivo de esta tesis fue entender la propagación en el medio IP de las EMC rápidas y sus ondas de choque a partir de estudiar las relaciones físicas que acoplan al sistema EMC rápida-onda de choque-viento solar. A continuación se enuncian los resultados más destacados.

El Capítulo 2 discute los diferentes mecanismos físicos usados para describir la desaceleración de una EMC rápida en el medio IP. Esta desaceleración se debe al acoplamiento dinámico entre la EMC y el viento solar ambiente. Se realizó una revisión detallada de los modelos analíticos, presentes en la literatura, para iluminar los procesos físicos que afectan la propagación de una EMC en el medio IP. El análisis realizado sugiere que los mecanismos cuadráticos de la velocidad (fuerza de arrastre turbulenta o conservación de momento lineal) son los agentes dinámicos de mayor importancia para la propagación de las EMC rápidas.

El Capítulo 3 investiga la relación dinámica entre una EMC rápida, la funda, la onda de choque y el viento solar ambiente. A través de simulaciones numéricas se encuentra que el sistema EMC-choque presenta tres etapas dinámicas a lo largo de su propagación del Sol a 1 UA: impulsión, desacoplamiento y decaimiento. Estas tres etapas están definidas por la evolución del flujo de momento lineal de la EMC a la funda y al frente de choque. Durante la etapa de impulsión, el momento lineal fluye de la EMC hacia la

funda y se propaga a través de ella hasta llegar al frente de choque. Gradualmente el flujo de momento decrece hasta que se anula, con lo cual finaliza la etapa de impulsión. En la siguiente etapa (desacoplamiento) la EMC inicia su desaceleración debido a la interacción del frente de la EMC con la funda. Sin embargo, en esta etapa existe un flujo de momento remanente que continúa propagándose a través de la funda y que mantiene impulsado al choque por un breve lapso de tiempo. Al agotarse este flujo remanente, la onda de choque deja de ser impulsada. Esto inicia la etapa de decaimiento, donde la EMC se desacelera para igualar la velocidad del viento solar y el choque se disipa. Estas tres etapas definen la relación dinámica entre la EMC y su onda de choque.

Se desarrolló también el modelo analítico “pistón-choque” para estudiar la evolución de una EMC en el medio IP. Este modelo describe analíticamente las tres etapas de propagación del sistema EMC-funda-choque. El modelo pistón-choque aproxima cuantitativamente los resultados de las simulaciones y observaciones asociadas a EMC tipo halo.

El Capítulo 4 discute los efectos que la geometría de una onda de choque tiene sobre su propagación. En esta sección se modifica la geometría unidimensional de la onda de choque en el modelo pistón-choque, la cual se modifica a una onda de choque tipo proa. Esto permite calcular mejores aproximaciones para la trayectoria de la onda de choque asociada a una EMC.

El modelo pistón-choque extendido se puede aplicar para la predicción del clima espacial. Es de notar también que el modelo se puede utilizar para complementar el rastreo de perturbaciones de densidad de gran escala en el medio interplanetario detectadas por diversas técnicas (e.g. centelleo interplanetario, dispersión Thompson de luz visible).

El Capítulo 5 presenta un modelo MHD de una onda de choque tipo proa estacionaria. El modelo expresa las características de la magneto-funda a partir de las condiciones del plasma corriente arriba. Este modelo es válido para cualquier valor del índice politrópico y de los números de Mach alfvénico y sónico. La limitación más importante de este modelo recae sobre el campo magnético corriente arriba, que debe de ser (anti)paralelo a la velocidad del plasma.

El modelo puede aplicarse también para estudiar la relación y estructura de una EMC-onda de choque cerca de la corona solar. Este modelo también puede emplearse para investigar otras ondas de choque tipo proa asociadas a fenómenos heliofísicos y astrofísicos.

En el Capítulo 6 se utiliza el modelo pistón-choque extendido para (1) estimar

la propagación del frente de una EMC rápida y su onda choque y (2) aproximar la emisión de radio tipo II asociada a la propagación del choque. Se estudian cuatro EMC rápidas tipo halo en detalle para comparar la emisión tipo II obtenida a través del modelo extendido y los estallidos de radio asociados a los eventos. Se encuentra que el modelo pistón-choque reproduce adecuadamente las observaciones. El primer armónico calculado, en todos los casos, es consistente con el límite inferior de los espectros asociados a los estallidos de radio observados.

## 7.2. Conclusiones

Los resultados de este trabajo indican que las trayectorias de una EMC rápida y su onda de choque asociada dependen de las propiedades iniciales (cinemáticas y geométricas) de la EMC y las condiciones particulares del viento solar ambiente por el cual se propagan. Algunos de estos valores iniciales (energía cinética y densidad) podrían estar relacionados con la etapa creciente de la fulguración asociada al evento.

Las relaciones presentes entre los parámetros iniciales de la EMC, el VS y la fulguración asociada sugieren que los mecanismos que rigen las etapas iniciales de la evolución de una EMC y de una fulguración están interconectados.

Una EMC rápida actúa como un pistón que impulsa por un intervalo de tiempo finito una onda de choque. Esto provoca que la propagación del sistema EMC rápida-onda de choque presente tres etapas dinámicas: impulsión, desacoplamiento y decaimiento. La descripción analítica de dichas etapas permite aproximar la trayectoria de la EMC y de su onda de choque.

La duración de la etapa de impulsión es proporcional a la duración de la etapa creciente de la emisión de rayos X suaves ( $\Delta t_f$ ) de la fulguración asociada. En este estudio, valores pequeños de  $\Delta t_f$  ( $\leq 0.45 h$ ) estuvieron asociados a EMC densas y veloces, comparadas con el respectivo VS ambiente.

La geometría de la EMC durante las etapas de impulsión y desacoplamiento impacta las características iniciales de la onda de choque. En particular, la geometría y la velocidad del choque son dependientes de la geometría de la EMC.

Los análisis sugieren que el desacoplamiento se presenta dentro del rango de distancias heliocéntricas de 15 a 75  $R_\odot$ . En estas distancias la aproximación hidrodinámica no es del todo válida para describir una onda de choque y, por lo tanto, se deben de

considerar los efectos del campo magnético IP en las etapas de impulsión y desacoplamiento.

En la etapa de decaimiento, la EMC se desacelera tendiendo a la velocidad del viento solar ambiente. Esta desaceleración se deriva de un acoplamiento dinámico entre la EMC y el viento solar; acoplamiento que podría provenir de fuerzas de arrastre cuadrático o por el intercambio de momento lineal. Sin embargo, estos resultados no son concluyentes puesto que, los análisis que les sustentan, no consideran los efectos de la onda de choque.

La etapa de decaimiento inicia en las primeras horas ( $\lesssim 13 h$ ) de la propagación de una EMC. Por otro lado, el tiempo de tránsito de las ondas de choque, asociadas a EMC rápidas, a 1 UA es superior a 25  $h$  y, por lo tanto, estas ondas de choque ya no son impulsadas al arribar a la órbita terrestre.

La desconexión dinámica entre la EMC y la onda de choque, que es la base de la etapa de decaimiento, podría explicar por qué la velocidad in-situ de las ondas de choque es siempre menor que la velocidad inicial de su impulsor y por qué la velocidad in-situ de una EMC es inferior a la velocidad de la onda de choque asociada.



# Apéndice A

## Apéndices

### A.1. Plasmas

Un plasma es un fluido formado por partículas eléctricamente cargadas que responden colectivamente a efectos electromagnéticos. Debido a su carácter intrínsecamente electrodinámico, los plasmas poseen una dinámica altamente compleja. Por ejemplo, a diferencia de los gases neutros, en los plasmas cada especie de partículas tiene una temperatura asociada. Además, para cada especie, se puede tener una temperatura paralela ( $T_{\parallel}$ ) y otra perpendicular ( $T_{\perp}$ ) al campo magnético. (Peratt, 1992; Kivelson y Russell, 1995)

Los plasmas tienen gran importancia en la heliofísica y astrofísica puesto que el 99 % de los fenómenos de estas ciencias están relacionados con plasmas. La Figura A.1 muestra un esquema de los valores característicos de diferentes tipos de plasmas. En el caso del viento solar (esquina inferior izquierda), se aprecia que posee una temperatura “intermedia”, sin embargo, su densidad es notablemente baja respecto del resto de los ejemplos. Los plasmas de baja densidad reciben el nombre de plasmas *no colisionales*; puesto que el intercambio de información entre sus partículas se lleva a cabo principalmente a través de interacciones electrodinámicas y no por colisiones mecánicas. (Kivelson y Russell, 1995)

De acuerdo a Chen *et al.* (2006), un plasma cumple con (1) ser un gas cuasi-neutro (2) de partículas cargadas que (3) exhibe un comportamiento colectivo. Para que un plasma cumpla la condición de cuasi-neutralidad su longitud característica debe de ser

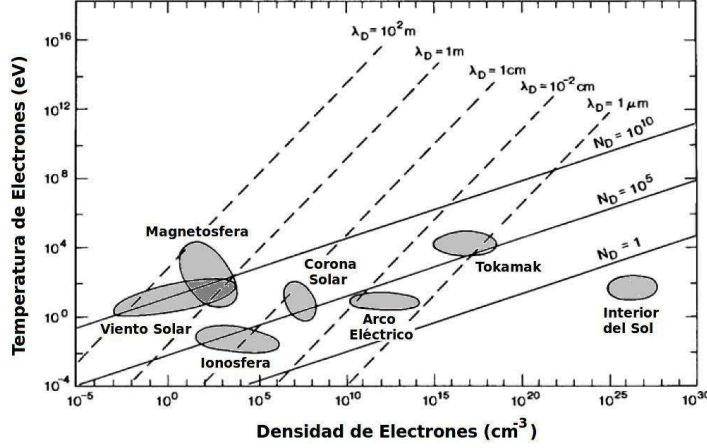


Figura A.1: Parámetros de diferentes plasmas como función de la temperatura y densidad de electrones. Las líneas segmentadas señalan los valores para la longitud de Debye ( $\lambda_D$ ), mientras que las continuas lo hacen para el número de partículas dentro de la esfera de Debye ( $N_D$ ). También se muestran los rangos de valores para diferentes tipos de plasmas (áreas grises). (adaptado de Kivelson y Russell (1995))

mucho mayor que la *longitud de Debye* ( $\lambda_D$ ):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n e^2}}, \quad (\text{A.1})$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $T_e$  es la temperatura de electrones y  $n$  es la densidad numérica del plasma.

La longitud de Debye acota la distancia en la que una concentración de carga puede ser apantallada por el plasma. Sin embargo, para que dicho apantallamiento se presente, se requiere que dentro de la esfera definida por  $\lambda_D$  haya un número suficiente de cargas. Motivo por el cual la densidad del plasma deberá de cumplir:

$$n \gg \frac{3}{4\pi} \lambda_D^{-3}. \quad (\text{A.2})$$

Si se cubren las dos condiciones mencionadas, se asegura la cuasi-neutralidad del plasma.

La segunda y tercera condición serán cumplidas si la mayoría de las partículas del gas están ionizadas. Condición que se puede conocer mediante la ecuación de Saha:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/k_B T}, \quad (\text{A.3})$$

que relaciona la densidad de partículas ionizadas ( $n_i$ ) con la densidad de partículas neutras ( $n_n$ ) mediante la temperatura del gas ( $T$ ) y su energía de ionización ( $U_i$ ). En el caso del VS lento ( $T \approx 3 \times 10^5 K$  y  $n_i = 5 \times 10^6 m^{-3}$  a 1 UA), principalmente formado de hidrógeno ( $U_H = 217.85 \times 10^{-20} J$ ), se tiene que está altamente ionizado ( $n_i/n_n = 1.33 \times 10^{23}$ ). Un segundo criterio para mantener un alto porcentaje de ionización es que el producto de la frecuencia característica del plasma ( $\omega$ ) y el tiempo medio entre colisiones ( $\tau$ ) cumpla  $\omega\tau > 1$ , lo que asegura que la tasa de recombinación sea baja. (Chen *et al.*, 2006)

## A.2. Magnetohidrodinámica

El estudio de los plasmas se puede hacer desde diversas perspectivas, cada una de ellas con objetivos diferentes. Por ejemplo, para estudiar la trayectoria de iones o electrones en una magnetosfera, se usa principalmente la electrodinámica. Por otro lado, si se desea conocer la evolución de las especies de partículas, se emplea la física estadística. Ahora bien, si el objetivo es conocer la evolución macroscópica de un plasma, la herramienta normalmente empleada es la magneto-hidrodinámica.

La magneto-hidrodinámica (MHD) es una aproximación a la dinámica de gran escala de un plasma. Ésta supone al plasma como un medio continuo y deformable que se encuentra bajo la acción de todos los agentes dinámicos de la hidrodinámica y, además, los electrodinámicos. Sin embargo, a diferencia de un fluido no ionizado, un plasma jamás será un fluido formado por una única especie, sino que estará conformado por electrones y, al menos, un tipo de iones. Además que las grandes diferencias de carga y masa presentes entre las partículas que integran un plasma dan origen a dinámicas y efectos que no se presentan en la hidrodinámica.

Las aproximaciones de la MHD son variadas, en este trabajo estaremos en el límite clásico ( $v \ll c$ ) de la magneto-hidrodinámica ideal (no viscosa) y supondremos que el plasma es altamente conductor. Las ecuaciones de la MHD describen (Landau y Lifshitz, 2005a) la conservación de masa, momentum lineal, energía total, variación del

campo magnético y la relación de un gas politrópico son:

$$\partial_t \rho = -\nabla_i (\rho v^i), \quad (\text{A.4})$$

$$\partial_t (\rho v^j) = -\nabla_i \left( \rho v^i v^j + \left[ p + \frac{B^l B_l}{2\mu_0} \right] g^{ij} - \frac{1}{\mu_0} B^i B^j \right), \quad (\text{A.5})$$

$$\partial_t \left( \frac{1}{2} \rho v^l v_l + \rho \epsilon + \frac{B^l B_l}{2\mu_0} \right) = -\nabla_i \left( v^i \left[ \frac{1}{2} \rho v^l v_l + \rho h + \frac{1}{\mu_0} B^l B_l \right] - \frac{v^l B_l}{\mu_0} B^i \right) \quad (\text{A.6})$$

$$\partial_t B^i + v^k \nabla_k B^i = -B^i \nabla_k v^k + B^k \nabla_k v^i, \quad (\text{A.7})$$

$$\partial_t (p n^{-\gamma}) + v^i \nabla_i (p n^{-\gamma}) = 0, \quad (\text{A.8})$$

donde  $\rho$ ,  $\vec{v} = v^i \hat{e}_i$ ,  $\epsilon$ ,  $\vec{B} = B^i \hat{e}_i$ ,  $p$  y  $h$  son la densidad, la velocidad, la energía interna específica, el campo magnético, la presión térmica y la entalpía específica respectivamente; mientras que  $\gamma$  representa el índice politrópico,  $\mu_0$  la permitividad del vacío y  $g^{ij}$  el inverso del tensor métrico. Finalmente las relaciones entre la presión, entalpía, entropía específica ( $s$ ) y la energía interna específica están dadas por:

$$dh = T ds + \frac{dp}{\rho} \quad (\text{A.9})$$

$$d(\rho \epsilon) = h d\rho + \rho T ds. \quad (\text{A.10})$$

En las ecuaciones A.4-A.8 se tuvo que suponer que no se presenta recombinación en el plasma, también se despreciaron efectos gravitatorios y procesos disipativos como los asociados a la viscosidad, al efecto Joule, efectos radiativos. Éstos últimos simplificarían las ecuaciones A.9-A.10 haciendo  $ds = 0$ . Es importante este señalamiento, puesto que hay circunstancias en las ciencias espaciales en donde estos efectos no se pueden despreciar, ejemplos son la reconexión magnética (?Schrijver y Siscoe, 2009b; Aschwanden, 2006) y los aparentes efectos viscosos en ionósferas plaentarias (Pérez-de-Tejada, 2008; Pérez-de-Tejada *et al.*, 2009).

### A.3. Ondas de plasma y MHD

Un plasma sometido a una perturbación reaccionará generando ondas. El tipo de onda responderá a las condiciones del plasma y las características de la perturbación. Chen *et al.* (2006); Kivelson y Russell (1995); Aschwanden (2006) hacen una revisión de muchas de las ondas que se presentan en los plasmas. En este trabajo nos concentraremos en las *oscilaciones del plasma* y las *ondas MHD*, puesto que ocuparán papeles importantes en el desarrollo y resultados del presente trabajo.

### A.3 ONDAS DE PLASMA Y MHD

---

Las *oscilaciones del plasma* suponen una pequeña modificación en la posición de los electrones desde el marco de referencia de los iones. Los electrones reaccionarán oscilando alrededor de los iones con una frecuencia ( $f_p = \omega_p/2\pi$ ) dada por (Chen *et al.*, 2006):

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (\text{A.11})$$

donde  $n$ ,  $e$  y  $m_e$  son la densidad numérica del plasma, la carga elemental y la masa del electrón respectivamente.

Este tipo de oscilaciones provocan que los electrones del plasma emita ondas electromagnéticas a la frecuencia  $f_p$ . Tal emisión es muy importante, puesto que da origen a los llamados *estallidos de radio Tipo II* asociados a la propagación de ondas de choque interplanetarias.

Si se perturban simultáneamente los valores de  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b}$ ,  $\rho = \rho_0 + \rho'$  y  $p = p_0 + p'$ , el plasma responderá con las *ondas MHD*. Siguiendo a Landau y Lifshitz (2005a); Jackson (1975); Chen *et al.* (2006) se llega a que:

1. La perturbación del campo magnético y el campo magnético de fondo son perpendiculares:  $\vec{b} \perp \vec{B}$
2. Se presentan tres tipos de ondas: de Alfvén (transversales), magnetosónicas (longitudinales) y sonoras (longitudinales).
3. Las transversales se propagan con la velocidad de Alfvén:  $\vec{c}_A = \vec{B}_0 / \sqrt{\mu_0 \rho}$ , las sónicas con la velocidad del sonido:  $c_S^2 = \gamma k_B p / \rho$  y las magnetosónicas con una velocidad:  $c_{MS}^2 = c_A^2 + c_S^2$ .
4. Las ondas magnetosónicas provocan compresiones y rarefacciones en la densidad y en el campo magnético en la dirección de  $\vec{k}$ , mientras que las ondas de Alfvén provocan oscilaciones en las líneas de campo magnético y flujo del plasma perpendiculares a  $\vec{B}_0$  y a  $\vec{k}$ .

Algo que se debe hacer notar es que las ondas MHD propagan las perturbaciones de la presión ( $p'$ ), densidad ( $\rho'$ ) y campo magnético ( $\vec{b}$ ). De esta forma, en un plasma, las ondas MHD juegan el papel de “mensajeros” en la dinámica macroscópica. Este es un punto importante para nuestro trabajo posterior, puesto que será la propagación de estas ondas las que acote la reacción y alcance de los agentes dinámicos del sistema en estudio.

## A.4. Condiciones de salto MHD

Las ecuaciones que describen como cambian la masa, el momentum lineal (normal y tangencial), las componentes (normales y tangenciales) del campo magnético y la energía de un plasma que atraviesa una onda de choque son:

$$\rho_1 V_{n1} = \rho_2 V_{n2}, \quad (\text{A.12a})$$

$$\rho_1 V_{n1}^2 + p_1 + \frac{B_{t1}^2}{2\mu_0} = \rho_2 V_{n2}^2 + p_2 + \frac{B_{t2}^2}{2\mu_0}, \quad (\text{A.12b})$$

$$\rho_1 V_{n1} \vec{V}_{t1} + \frac{\vec{B}_{t1} B_{n1}}{2\mu_0} = \rho_2 V_{n2} \vec{V}_{t2} + \frac{\vec{B}_{t2} B_{n2}}{2\mu_0}, \quad (\text{A.12c})$$

$$B_{n1} = B_{n2}, \quad (\text{A.12d})$$

$$(\vec{V} \times \vec{B})_{t1} = (\vec{V} \times \vec{B})_{t2} \quad (\text{A.12e})$$

y

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 + \frac{\rho_1 V_1^2}{2} + \frac{B_{t1}^2}{\mu_0} \right) V_{n1} - \frac{B_{n1} (\vec{B}_{t1} \circ \vec{V}_{t1})}{\mu_0} \\ &= \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 + \frac{\rho_2 V_2^2}{2} + \frac{B_{t2}^2}{\mu_0} \right) V_{n2} - \frac{B_{n2} (\vec{B}_{t2} \circ \vec{V}_{t2})}{\mu_0}. \end{aligned} \quad (\text{A.12f})$$

En estas ecuaciones los subíndices 1 y 2 señalan las condiciones pre-choque y post-choque; mientras que  $n$  y  $t$  indican las direcciones normales y tangentes respecto al frente de choque. Finalmente  $\rho$ ,  $p$ ,  $\vec{V}$ ,  $\vec{B}$  son los valores de la densidad, presión, velocidad y campo magnético. Es importante señalar que la velocidad ( $\vec{V}$ ) es desde el marco de referencia del choque:  $\vec{V} = \vec{v} - \vec{v}_{choque}$  y que el término  $\gamma/(\gamma-1)p$  es la entalpía ( $\rho h$ ), para el caso no isotérmico ( $\gamma \neq 1$ ).

## A.5. Relaciones generales para ondas de choque

Cavaliere y Messina (1976) encuentra relaciones para aproximar la velocidad y posición de una onda de choque que dependen de la densidad del medio ambiente y la condición energética de la onda de choque. De acuerdo a Cavaliere y Messina, si se tiene un ambiente cuya densidad sigue un perfil con la forma:

$$\rho_1 = \rho_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^w, \quad (\text{A.13})$$

## A.5 RELACIONES GENERALES PARA ONDAS DE CHOQUE

---

con  $w < 3$  y si la energía que está recibiendo la onda de choque está expresada por:

$$E(t) = E_0 t^s. \quad (\text{A.14})$$

Se tendrá que la posición ( $R_{choque}$ ) y la velocidad ( $v_{choque}$ ) del choque estarán dadas por:

$$R_{choque} = R_{choque}^0 \left( \frac{t}{t_0} \right)^{(s+2)/(5-w)} \quad (\text{A.15a})$$

y

$$v_{choque} = v_{choque}^0 \left( \frac{R_{choque}}{R_{choque}^0} \right)^{(s-3+w)/(2+s)}, \quad (\text{A.15b})$$

con  $R_{choque}^0 = R_{choque}(t_0)$  y  $v_{choque}^0 = v_{choque}(r_0)$ .





# Referencias

- Aschwanden, M.J.: 2006, *Physics of the Solar Corona. An Introduction*, Springer, Nueva York, EUA.
- Aschwanden, M.J., Nitta, N.V., Wuelser, J.-P., Lemen, J.R., Sandman, A., Vourlidas, A., Colaninno, R.C.: 2009, First Measurements of the Mass of Coronal Mass Ejections from the EUV Dimming Observed with STEREO EUVI A+B Spacecraft. *Astrophysical Journal* **706**, 376–392. doi:10.1088/0004-637X/706/1/376.
- Bisi, M.M., Breen, A.R., Jackson, B.V., Fallows, R.A., Walsh, A.P., Mikić, Z., Riley, P., Owen, C.J., Gonzalez-Esparza, A., Aguilar-Rodriguez, E., Morgan, H., Jensen, E.A., Wood, A.G., Owens, M.J., Tokumaru, M., Manoharan, P.K., Chashei, I.V., Giunta, A.S., Linker, J.A., Shishov, V.I., Tyul’Bashev, S.A., Agalya, G., Glubokova, S.K., Hamilton, M.S., Fujiki, K., Hick, P.P., Clover, J.M., Pintér, B.: 2010, From the Sun to the Earth: The 13 May 2005 Coronal Mass Ejection. *Solar Physics* **265**, 49–127. doi:10.1007/s11207-010-9602-8.
- Borgazzi, A., Lara, A., Echer, E., Alves, M.V.: 2009, Dynamics of coronal mass ejections in the interplanetary medium. *Astronomy and Astrophysics* **498**, 885–889. doi:10.1051/0004-6361/200811171.
- Bothmer, V., Schwenn, R.: 1998, The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind. *Annales Geophysicae* **16**, 1–24. doi:10.1007/s005850050575.
- Bougeret, J.-L., Kaiser, M.L., Kellogg, P.J., Manning, R., Goetz, K., Monson, S.J., Monge, N., Friel, L., Meetre, C.A., Perche, C., Sitruk, L., Hoang, S.: 1995, Waves: The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews* **71**, 231–263. doi:10.1007/BF00751331.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., Schwenn, R.: 1981, Magnetic loop behind an interplanetary shock - Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *Journal of Geophysical Research* **86**, 6673–6684. doi:10.1029/JA086iA08p06673.

- Burlaga, L.F.: 1984, MHD Processes in the outer heliosphere. *Space Science Reviews* **39**, 255–316.
- Cairns, I.H., Grabbe, C.L.: 1994, Towards an MHD theory for the standoff distance of Earth’s bow shock. *Geophysical Research Letters* **21**, 2781–2784. doi:10.1029/94GL02551.
- Cane, H.V., Stone, R.G.: 1984, Type II solar radio bursts, interplanetary shocks, and energetic particle events. *Astrophysical Journal* **282**, 339–344. doi:10.1086/162207.
- Cane, H.V., Sheeley, N.R. Jr., Howard, R.A.: 1987, Energetic interplanetary shocks, radio emission, and coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research* **92**, 9869–9874. doi:10.1029/JA092iA09p09869.
- Canto, J., Raga, A.: 1998, An analytic solution to the hypersonic, radiative blunt body problem. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **297**, 383–387. doi:10.1046/j.1365-8711.1998.01490.x.
- Cantó, J., Raga, A.C., D’Alessio, P.: 2000, Analytic solutions to the problem of jets with time-dependent injection velocities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **313**, 656–662. doi:10.1046/j.1365-8711.2000.03244.x.
- Canto, J., Raga, A.C., Wilkin, F.P.: 1996, Exact, Algebraic Solutions of the Thin-Shell Two-Wind Interaction Problem. *Astrophysical Journal* **469**, 729. doi:10.1086/177820.
- Cantó, J., González, R.F., Raga, A.C., de Gouveia Dal Pino, E.M., Lara, A., González-Esparza, J.A.: 2005, The dynamics of velocity fluctuations in the solar wind - I. Coronal mass ejections. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **357**, 572–578. doi:10.1111/j.1365-2966.2005.08670.x.
- Cargill, P.J.: 2004, On the Aerodynamic Drag Force Acting on Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Solar Physics* **221**, 135–149. doi:10.1023/B:SOLA.0000033366.10725.a2.
- Cargill, P.J., Chen, J., Spicer, D.S., Zalesak, S.T.: 1995, Geometry of interplanetary magnetic clouds. *Geophysical Research Letters* **22**, 647–650. doi:10.1029/95GL00013.
- Cargill, P.J., Chen, J., Spicer, D.S., Zalesak, S.T.: 1996, Magnetohydrodynamic simulations of the motion of magnetic flux tubes through a magnetized plasma. *Journal of Geophysical Research* **101**, 4855–4870. doi:10.1029/95JA03769.

## REFERENCIAS

---

- Cavaliere, A., Messina, A.: 1976, Propagation of blast waves. *Astrophysical Journal* **209**, 424–428. doi:10.1086/154736.
- Chapman, J.F., Cairns, I.H.: 2003, Three-dimensional modeling of Earth's bow shock: Shock shape as a function of Alfvén Mach number. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1174. doi:10.1029/2002JA009569.
- Chapman, J.F., Cairns, I.H., Lyon, J.G., Boshuizen, C.R.: 2004, MHD simulations of Earth's bow shock: Interplanetary magnetic field orientation effects on shape and position. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **109**, 4215. doi:10.1029/2003JA010235.
- Chen, J.: 2001, Physics of Coronal Mass Ejections: A New Paradigm of Solar Eruptions. *Space Science Reviews* **95**, 165–190.
- Chen, J., Kunkel, V.: 2010, Temporal and Physical Connection Between Coronal Mass Ejections and Flares. *Astrophysical Journal* **717**, 1105–1122. doi:10.1088/0004-637X/717/2/1105.
- Chen, J., Marqué, C., Vourlidas, A., Krall, J., Schuck, P.W.: 2006, The Flux-Rope scalling of the acceleration of coronal mass ejections and eruptive prominences. *Astrophysical Journal* **649**, 452–463.
- Chen, J., Krall, J.: 2003, Acceleration of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research* **108**, 1410.
- Chevalier, R.A.: 1982, Self-similar Solutions for the interaction of Stellar Ejecta with an external Medium. *Astrophysical Journal* **258**, 790–797.
- Cho, K.-S., Moon, Y.-J., Dryer, M., Fry, C.D., Park, Y.-D., Kim, K.-S.: 2003, A statistical comparison of interplanetary shock and CME propagation models. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1445. doi:10.1029/2003JA010029.
- Colaninno, R.C., Vourlidas, A.: 2009, First Determination of the True Mass of Coronal Mass Ejections: A Novel Approach to Using the Two STEREO Viewpoints. *Astrophysical Journal* **698**, 852–858. doi:10.1088/0004-637X/698/1/852.
- Corona-Romero, P.: 2009, Evolución de Eyecciones de Masa Coronal y Ondas de Choque Interplanetarias: Impulsión, Desacoplamiento y Decaimiento. Tesis de Maestría, Instituto de Geofísica, UNAM.

- Corona-Romero, P., Gonzalez-Esparza, J.A.: 2011, Numeric and analytic study of interplanetary coronal mass ejection and shock evolution: Driving, decoupling, and decaying. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **116**, 5104. doi:10.1029/2010JA016008.
- Domingo, V., Fleck, B., Poland, A.I.: 1995, The SOHO Mission: an Overview. **162**, 1–37. doi:10.1007/BF00733425.
- Dryer, M.: 1974, Interplanetary Shock Waves Generated by Solar Flares. *Space Science Reviews* **15**, 403–468. doi:10.1007/BF00178215.
- Dryer, M.: 1994, Interplanetary studies: propagation of disturbances between the sun and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.* **67**, 363.
- Dryer, M., Heckman, G.R.: 1967, On the Hypersonic Analogue as applied to Planetary Interaction with the Solar Plasma. *Planet. Space Sd.* **15**, 515–546.
- Echer, E., Gonzalez, W.D., Tsurutani, B.T.: 2008, Interplanetary conditions leading to superintense geomagnetic storms ( $\text{dst} \leq -250$  nt) during solar cycle 23. *Geophysical Research Letters* **35**.
- Echer, E., Gonzalez, W.D., Guarnieri, F.L., Dal Lago, A., Vieira, L.E.A.: 2005, Introduction to space weather. *Advances in Space Research* **35**, 855–865.
- Eviatar, A., Wolf, R.A.: 1968, Transfer processes in the magnetopause. *Journal of Geophysical Research* **73**, 5561. doi:10.1029/JA073i017p05561.
- Fairfield, D.H.: 1971, Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock. *Journal of Geophysical Research* **76**, 6700. doi:10.1029/JA076i028p06700.
- Farris, M.H., Russell, C.T.: 1994, Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **99**, 17681. doi:10.1029/94JA01020.
- Feng, H.Q., Wu, D.J., Chao, J.K., Lee, L.C., Lyu, L.H.: 2010, Are all leading shocks driven by magnetic clouds? *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **115**, 4107. doi:10.1029/2009JA014875.
- Forbes, T.G., Linker, J.A., Chen, J., Cid, C., Kóta, J., Lee, M.A., Mann, G., Mikić, Z., Potgieter, M.S., Schmidt, J.M., Siscoe, G.L., Vainio, R., Antiochos, S.K., Riley, P.: 2006, CME Theory and Models. *Space Science Reviews* **123**, 251–302. doi:10.1007/s11214-006-9019-8.

## REFERENCIAS

---

- Forsyth, R.J., Bothmer, V., Cid, C., Crooker, N.U., Horbury, T.S., Kecskemety, K., Klecker, B., Linker, J.A., Odstrcil, D., Reiner, M.J., Richardson, I.G., Rodriguez-Pacheco, J., Schmidt, J.M., Wimmer-Schweingruber, R.F.: 2006, ICMEs in the Inner Heliosphere: Origin, Evolution and Propagation Effects. Report of Working Group G. *Space Science Reviews* **123**, 383–416. doi:10.1007/s11214-006-9022-0.
- Friedberg, J.P.: 1987, *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, Nueva York, EUA.
- Gallagher, P.T., Lawrence, G.R., Dennis, B.R.: 2003, Rapid acceleration of Coronal Mass Ejection in the Low Corona and implications for propagation. *Astrophysical Journal Letters* **588**, 53–56.
- González, R.F., Cantó, J.: 2002, Radio-Continuum Emission from Shocked Stellar Winds in Low-Mass Stars. *Astrophysical Journal* **580**, 459–467. doi:10.1086/343037.
- González, R.F., Montes, G., Cantó, J., Loinard, L.: 2006, Predicted radio-continuum emission from the little Homunculus of the  $\eta$  Carinae nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **373**, 391–396. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.11055.x.
- Gonzalez-Esparza, A., Aguilar-Rodriguez, E.: 2009, Speed evolution of fast CME/shocks with SOHO/LASCO, WIND/WAVES, IPS and in-situ WIND data: analysis of kilometric type-II emissions. *Annales Geophysicae* **27**, 3957–3966. doi:10.5194/angeo-27-3957-2009.
- Gonzalez-Esparza, A., Aguilar-Rodriguez, E.: 2010, Speed Evolution of Fast ICME-Shocks: Analysis of Kilometric Type-II Emissions. In: *38th COSPAR Scientific Assembly* **38**, 1909.
- González-Esparza, J.A., Lara, A., Pérez-Tijerina, E., Santillán, A., Gopalswamy, N.: 2003a, A numerical study on the acceleration and transit time of coronal mass ejections in the interplanetary medium. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1039. doi:10.1029/2001JA009186.
- González-Esparza, J.A., Lara, A., Santillán, A., Gopalswamy, N.: 2003b, A Numerical Study on the Evolution of CMEs and Shocks in the Interplanetary Medium. In: M. Velli, R. Bruno, F. Malara, B. Bucci (ed.) *Solar Wind Ten, American Institute of Physics Conference Series* **679**, 206–209. doi:10.1063/1.1618578.
- González-Esparza, J.A., Cantó, J., González, R.F., Lara, A., Raga, A.C.: 2003c, Propagation of CMEs in the interplanetary medium: Numerical and analytical results. *Advances in Space Research* **32**, 513–518. doi:10.1016/S0273-1177(03)00334-X.

- Gonzalez-Esparza, J.A., Corona-Romero, P., Aguilar-Rodriguez, E.: 2009, Propagation of Fast Coronal Mass Ejections and Interplanetary Shocks. In: Urquiji J. (ed.) *29th ICPIG Proceedings*, 7–10.
- Gopalswamy, N., Kaiser, M.L., Lepping, R.P., Kahler, S.W., Ogilvie, K., Berdichevsky, D., Kondo, T., Isobe, T., Akioka, M.: 1998, Origin of coronal and interplanetary shocks - A new look with WIND spacecraft data. *Journal of Geophysical Research* **103**, 307. doi:10.1029/97JA02634.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Lepping, R.P., Kaiser, M.L., Berdichevsky, D., St. Cyr, O.C.: 2000, Interplanetary acceleration of coronal mass ejections. *Geophysical Research Letters* **27**, 145–148. doi:10.1029/1999GL003639.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Kaiser, M.L., Howard, R.A.: 2001, Predicting the 1-AU Arrival Times of Coronal Mass Ejections. *Journal of Geophysical Research* **106**(29), 29207–29217.
- Gopalswamy, N., Mikić, Z., Maia, D., Alexander, D., Cremades, H., Kaufmann, P., Tripathi, D., Wang, Y.: 2006, The Pre-CME Sun. *Space Science Reviews* **123**, 303–339.
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Akiyama, S., Mäkelä, P., Xie, H., Kaiser, M.L., Howard, R.A., Bougeret, J.L.: 2008, Coronal mass ejections, type II radio bursts, and solar energetic particle events in the SOHO era. *Annales Geophysicae* **26**, 3033–3047. doi:10.5194/angeo-26-3033-2008.
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michalek, G., Stenborg, G., Vourlidas, A., Freeland, S., Howard, R.: 2009, The SOHO/LASCO CME Catalog. *Earth Moon and Planets* **104**, 295–313. doi:10.1007/s11038-008-9282-7.
- Gosling, J.T.: 1993, The solar flare myth. *Journal of Geophysical Research* **98**, 18937–18950. doi:10.1029/93JA01896.
- Grabbe, C.L., Cairns, I.H.: 1995, Analytic MHD theory for Earth’s bow shock at low Mach numbers. *Journal of Geophysical Research* **100**, 19941–19950. doi:10.1029/95JA01286.
- Gulisano, A.M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M.E., Marsch, E.: 2010, Global and local expansion of magnetic clouds in the inner heliosphere. *Astronomy and Astrophysics* **509**, A39. doi:10.1051/0004-6361/200912375.

## REFERENCIAS

---

- Harrison, R.A., Davies, J.A., Rouillard, A.P., Davis, C.J., Eyles, C.J., Bewsher, D., Crothers, S.R., Howard, R.A., Sheeley, N.R., Vourlidas, A., Webb, D.F., Brown, D.S., Dorrian, G.D.: 2009, Two years of the stereo heliospheric imagers. *Solar Phys.* **256**, 219–237.
- Harten, R., Clark, K.: 1995, The Design Features of the GGS Wind and Polar Spacecraft. *Space Science Reviews* **71**, 23–40.
- Hayes, W.D., Probstein, R.F.: 1966, *Hypersonic Flow Theory, Inviscid Flows 1*, Dover Publications, Nueva York, EUA.
- Hida, K.: 1953, An Approximate Study on the Detached Shock Wave in front of a Circular Cylinder and a Sphere. *Journal of the Physical Society of Japan* **8**, 740.
- Huddleston, D.E., Russell, C.T., Kivelson, M.G., Khurana, K.K., Bennett, L.: 1998, Location and shape of the Jovian magnetopause and bow shock. *Journal of Geophysical Research* **103**, 20075–20082. doi:10.1029/98JE00394.
- Hundhausen, A.J., Gentry, R.A.: 1969, Numerical simulation of flare-generated disturbances in the solar wind. *Journal of Geophysical Research* **74**, 2908.
- Hundhausen, A.J., Crooker, N., Joselyn, J.A., Feynman, J. (eds.): *An introduction in Coronal Mass Ejections*, Geophys. Res. Lett..
- Jackson, J.D.: 1975, *Classical Electrodynamics*, Jhon Wiley & Sons, EUA.
- Jian, L., Russell, C.T., Luhmann, J.G., Skoug, R.M.: 2006, Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at one AU during 1995-2004. *Solar Physics* **239**, 393.
- Keiser, M.L., and J.M. Davila, T.A.K., St. Cyr, O.C., Guhathakurta, M., Christian, E.: 2008, The STEREO Mission: An Introduction. *Space Science Reviews* **136**.
- Kim, K.-H., Moon, Y.-J., Cho, K.-S.: 2007, Prediction of the 1-AU arrival times of CME-associated interplanetary shocks: Evaluation of an empirical interplanetary shock propagation model. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **112**, 5104. doi:10.1029/2006JA011904.
- Kivelson, G.M., Russell, T.C.: 1995, *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, Nueva York, EUA.
- Knock, S.A., Cairns, I.H.: 2005, Type ii radio emission predictions: Sources of coronal and interplanetary spectral structure. *Journal of Geophysical Research* **110**.

- Kobel, E., Fluckiger, E.O.: 1994, A model of the steady state magnetic field in the magnetosheath. *Journal of Geophysical Research* **99**, 23617. doi:10.1029/94JA01778.
- Kunow, H., Crooker, N.U., Linker, J.A., Schwenn, R., von Steiger, R.: 2006, *Coronal Mass Ejections*. doi:10.1007/978-0-387-45088-9.
- L., B., K.K., K.M.G.a.K., L.A., F., W.R., P.: 1997, A model of the Earth's bow shock. *Journal of Geophysical Research* **102**, 26927–26941.
- Landau, D.L., Lifshitz, M.E.: 2005a, *Electrodynamics of Continuous Media, Course of Theoretical Physics Vol. 8*, Elsevier, Nueva York, EUA.
- Landau, D.L., Lifshitz, M.E.: 2005b, *Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics Vol. 6*, Elsevier, Nueva York, EUA.
- Lara, A., Borgazzi, A.I.: 2009, Dynamics of interplanetary CMEs and associated type II bursts. In: Gopalswamy N., Webb D. F. (ed.) *IAU Symposium* **257**, 287–290. doi:10.1017/S1743921309029421.
- Lighthill, M.J.: 1957, Dynamics of a dissociating gas. Part 1. Equilibrium flow. *Journal of Fluid Mechanics* **2**, 1–32. doi:10.1017/S0022112057000713.
- Liu, Y., Luhmann, J.G., Müller-Mellin, R., Schroeder, P.C., Wang, L., Lin, R.P., Bale, S.D., Li, Y., Acuña, M.H., Sauvaud, J.-A.: 2008, A Comprehensive View of the 2006 December 13 CME: From the Sun to Interplanetary Space. *Astrophysical Journal* **689**, 563–571. doi:10.1086/592031.
- Lopez, R.: 1987, Solar Cycle Invariance in Solar Wind Proton Temperature Relationships. *Journal of Geophysical Research* **92**, 11189–11194.
- Lopez, R.E., Bruntz, R., Mitchell, E.J., Wiltberger, M., Lyon, J.G., Merkin, V.G.: 2010, Role of magnetosheath force balance in regulating the dayside reconnection potential. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **115**, 12216. doi:10.1029/2009JA014597.
- Lundin, R., Barabash, S., Futaana, Y., Sauvaud, J.-A., Fedorov, A., Perez-de-Tejada, H.: 2011, Ion flow and momentum transfer in the Venus plasma environment. **215**, 751–758. doi:10.1016/j.icarus.2011.06.034.
- Maloney, S.A., Gallagher, P.T.: 2011, STEREO Direct Imaging of a Coronal Mass Ejection-driven Shock to 0.5 AU. *Astrophysical Journal Letters* **736**, L5. doi:10.1088/2041-8205/736/1/L5.



## REFERENCIAS

---

- Manchester, W. B. and Gombosi, T. I. and Roussev, I. and Ridley, A. and De Zeeuw, D. L. and Sokolov, I. V. and Powell, K. G. and Tóth, G.: 2004, Modeling a space weather event from the Sun to the Earth: CME generation and interplanetary propagation. *Journal of Geophysical Research* **109**(A18), 2107.
- Manoharan, P.K.: 2006, Evolution of Coronal Mass Ejections in the Inner Heliosphere: A Study Using White-Light and Scintillation Images. *Solar Physics* **235**, 345–368. doi:10.1007/s11207-006-0100-y.
- Manoharan, P.K.: 2010, Ooty Interplanetary Scintillation - Remote-Sensing Observations and Analysis of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere. *Solar Physics* **265**, 137–157. doi:10.1007/s11207-010-9593-5.
- Manoharan, P.K., Tokumaru, M., Pick, M., Subramanian, P., Ipavich, F.M., Schenk, K., Kaiser, M.L., Lepping, R.P., Vourlidas, A.: 2001, Coronal Mass Ejection of 2000 July 14 Flare Event: Imaging from Near-Sun to Earth Environment. *Astrophysical Journal* **559**, 1180–1189. doi:10.1086/322332.
- Masters, A., Achilleos, N., Dougherty, M.K., Slavin, J.A., Hospodarsky, G.B., Arridge, C.S., Coates, A.J.: 2008, An empirical model of Saturn’s bow shock: Cassini observations of shock location and shape. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **113**, 10210. doi:10.1029/2008JA013276.
- Meyer-Vernet, N.: 2007, *Basics of the solar wind*, Cambridge University Press, Nueva York, EUA.
- Mikić, Z., Lee, M.A.: 2006, An introduction to theory and models of CMEs, Shocks and Solar Energetic Particles. *Space Science Reviews* **123**, 57–80.
- Mittal, N., Narain, U.: 2010, Initiation of CMEs: A review. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **72**, 643–652. doi:10.1016/j.jastp.2010.03.011.
- Moon, Y., Cho, K., Smith, Z., Fry, C., Dryer, M., Park, Y.: 2004, Flare-associated Coronal Mass Ejections with large accelerations. *Astrophysical Journal* **615**, 1011–1020.
- Nakajima, H., Kawashima, S., Shinohara, N., Shiomi, Y., Enome, S., Rieger, E.: 1990, A high-speed shock wave in the impulsive phase of 1984 April 24 flare. *Astrophysical Journal Supplement Series* **73**, 177–183. doi:10.1086/191449.

- Nemecek, Z., Safrankova, J.: 1991, The earth's bow shock and magnetopause position as a result of the solar wind-magnetosphere interaction. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* **53**, 1049 – 1054.
- Newbury, J.A., Russell, C.T., Lindsay, G.M.: 1997, Solar wind polytropic index in the vicinity of stream interactions. *Geophysical Research Letters* **24**, 1431–1434. doi:10.1029/97GL01204.
- Odstrcil, D., Linker, J.A., Lionello, R., Mikic, Z., Riley, P., Pizzo, V.J., Luhmann, J.G.: 2002, Merging of coronal and heliospheric numerical two-dimensional mhd models. *Journal of Geophysical Research* **107**(a12).
- Ontiveros, V., Vourlidis, A.: 2009, Quantitative Measurements of Coronal Mass Ejection-Driven Shocks from LASCO Observations. *Astrophysical Journal* **693**, 267–275. doi:10.1088/0004-637X/693/1/267.
- Parker, E. N.: 1963, *Interplanetary dynamical processes*, Interscience Publishers, Nueva York, EUA.
- Peratt, A.: 1992, *Physics of the Plasma Universe*, Springer-Verlag, Nueva York, EUA.
- Pérez-de-Tejada, H.: 2005, Empirical Values of the Transport Coefficients of the Solar Wind: Conditions in the Venus Ionosheath. *Astrophysical Journal Letters* **618**, L145–L148. doi:10.1086/425864.
- Pérez-de-Tejada, H.: 2008, Viscous Magnus Force for the Rotating Venus Ionosphere. *Astrophysical Journal Letter* **676**, L65–L68. doi:10.1086/529518.
- Pérez-de-Tejada, H., Lundin, R., Durand-Manterola, H., Reyes-Ruiz, M.: 2009, Solar wind erosion of the polar regions of the Mars ionosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **114**, 2106. doi:10.1029/2008JA013295.
- Petrinec, S.M.: 2002, The location of the Earth's bow shock. *Planetary and Space Science* **50**, 541 – 547. doi:10.1016/S0032-0633(02)00033-8.
- Petrinec, S.M., Russell, C.T.: 1997, Hydrodynamic and MHD Equations across the Bow Shock and Along the Surfaces of Planetary Obstacles. *Space Science Reviews* **79**, 757–791. doi:10.1023/A:1004938724300.
- Pinter, S., Dryer, M.: 1990, Conversion of piston-driven shocks from powerful solar flares to blast waves in the solar wind. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia* **41**, 137 – 148.

## REFERENCIAS

---

- Pohjolainen, S., van Driel-Gesztelyi, L., Culhane, J.L., Manoharan, P.K., Elliott, H.A.: 2007, CME Propagation Characteristics from Radio Observations. *Solar Physics* **244**, 167–188. doi:10.1007/s11207-007-9006-6.
- Reiner, M.J., Kaiser, M.L., Bougeret, J.-L.: 2007, Coronal and Interplanetary Propagation of CME/Shocks from Radio, In Situ and White-Light Observations. *Astrophysical Journal* **663**, 1369–1385. doi:10.1086/518683.
- Reiner, M.J., Jackson, B.V., Webb, D.F., Mizuno, D.R., Kaiser, M.L., Bougeret, J.-L.: 2005, Coronal mass ejection kinematics deduced from white light (Solar Mass Ejection Imager) and radio (Wind/ WAVES) observations. *Journal of Geophysical Research* **110**.
- Richardson, I.G., Cane, H.V.: 2010, Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 - 2009): Catalog and Summary of Properties. *Solar Physics* **264**, 189–237. doi:10.1007/s11207-010-9568-6.
- Richardson, J., Smith, C.: 2003, The radial temperature profile of the solar wind. *GRL* **30**, 1206.
- Riley, P., McComas, D.J.: 2009, Derivation of fluid conservation relations to infer near-Sun properties of coronal mass ejections from in situ measurements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **114**, 9102. doi:10.1029/2009JA014436.
- Riley, P., Gosling, J.T., Pizzo, V.J.: 2001, Investigation of the polytropic relationship between density and temperature within interplanetary coronal mass ejection using numerical simulations. *J. Geophys. Res.* **106**, 8291.
- Russell, C.T., Petrinec, S.M.: 1996, Comments on “Towards an MHD theory for the standoff distance of Earth’s bow shock” by I. H. Cairns and C. L. Grabbe. *Geophysical Research Letters* **23**, 309–310. doi:10.1029/95GL03505.
- Russell, C.T., Jian, L., Shinde, A.A.: 2005, A new parameter to define interplanetary coronal mass ejections. *Adv. Space Research* **35**, 2178–2184.
- Russell, C.T., McPherron, R.L., Burton, R.K.: 1974, On the cause of geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research* **79**, 1105–1109.
- Saito, K., Poland, A.I., Munro, R.H.: 1977, A Study of Background Corona near Solar Minimum. *Solar Physics*.

- Schrijver, C.J., Siscoe, G.L.: 2009a, *Heliophysics. Plasma Physics of the Local Cosmos*, Cambridge University Press, Edinburgo, Inglaterra.
- Schrijver, C.J., Siscoe, G.L.: 2009b, *Heliophysics. Space Storms and Radiation: Causes and Effects*, Cambridge University Press, Edinburgo, Inglaterra.
- Schwenn, R., Dal Lago, A., Huttunen, E., Gonzalez, W.D.: 2005, The association of coronal mass ejections with their effects near the Earth. *Annales Geophysicae* **23**, 1033–1059.
- Schwenn, R., Raymond, J.C., Alexander, D., Ciaravella, A., Gopalswamy, N., Howard, R., Hudson, H., Kaufmann, P., Klassen, A., Maia, D., Munoz-Martinez, G., Pick, M., Reiner, M., Srivastava, N., Tripathi, D., Vourlidas, A., Wang, Y.M., Zhang, J.: 2006, Coronal observations of CMEs. *Space Science Reviews* **123**, 127–176.
- Sedov, L.I.: 1946, Propagation of strong shock waves. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics* **10**, 241.
- Seiff, A.: 1962, Recent Information on Hypersonic Flow Fields. *NASA Special Publication* **24**, 19.
- Sheeley, N.R., Howard, R.A., Michels, D.J., Koomen, M.J., Schwenn, R., Muehlhaeuser, K.H., Rosenbauer, H.: 1985, Coronal mass ejections and interplanetary shocks. *Journal of Geophysical Research* **90**, 163–175.
- Sheeley, N.R., Wang, Y.M., Hawley, S.H., Brueckner, G.E., Dere, K.P., Howard, R.A., Koomen, M.J., Korendyke, C.M., Michels, D.J., Paswaters, S.E., Socker, D.G., Cyr, O.C.S., I., D.W.L.: 1997, Measurements of Flow Speeds in the Corona Between 2 and 30 R. *AAS* **484**, 472.
- Shue, J.-H., Chao, J.K., Fu, H.C., Russell, C.T., Song, P., Khurana, K.K., Singer, H.J.: 1997, A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape. *Journal of Geophysical Research* **102**, 9497–9512. doi:10.1029/97JA00196.
- Simon, M., Axford, W.I.: 1966, Shock waves in the interplanetary medium. *Planetary and Space Science* **14**, 901.
- Slavin, J.A., Holzer, R.E.: 1981, Solar wind flow about the terrestrial planets. I - Modeling bow shock position and shape. *Journal of Geophysical Research* **86**, 11401–11418. doi:10.1029/JA086iA13p11401.

## REFERENCIAS

---

- Slavin, J.A., Schwingenschuh, K., Riedler, W., Eroshenko, E.: 1991, The solar wind interaction with Mars - Mariner 4, Mars 2, Mars 3, Mars 5, and PHOBOS 2 observations of bow shock position and shape. *Journal of Geophysical Research* **96**, 11235.
- Saito, K., Poland, A.I., Munro, R.H.: 1977, A Study of Background Corona near Solar Minimum. *Solar Physics*.  
doi:10.1029/91JA00439.
- Slavin, J.A., Holzer, R.E., Spreiter, J.R., Stahara, S.S.: 1984, Planetary Mach Cones: Theory and Observation. *Journal of Geophysical Research* **89**, 2708–2714.
- Smart, D.F., Shea, M.A.: 1985, A simplified model for timing the arrival of solar flare-initiated shocks. *Journal of Geophysical Research* **90**, 183–190.  
doi:10.1029/JA090iA01p00183.
- Smith, C., Matheus, W., Zank, G., Ness, N., Oughton, S., Richardson, J.: 2001, Heating of the low-latitude solar wind by dissipation of turbulent magnetic fluctuations. *Journal of Geophysical Research* **106**, 8253–8272.
- Spreiter, J.R., Alksne, A.Y.: 1968, Comparison of theoretical predictions of the flow and magnetic fields exterior to the magnetosphere with the observations of pioneer 6. **16**, 971–979. doi:10.1016/0032-0633(68)90013-5.
- Spreiter, J.R., Rizzi, A.W.: 1974, Aligned magnetohydrodynamic solution for solar wind flow past the earth's magnetosphere. *Acta Astronautica* **1**, 15–35.
- Spreiter, J.R., Stahara, S.S.: 1985, Magnetohydrodynamic and gasdynamic theories for planetary bow waves. In: Tsurutani, B.T., Stone, R.G. (eds.) *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **35**, 85–107.
- Spreiter, J.R., Stahara, S.S.: 1995, The location of planetary bow shocks: A critical overview of theory and observations. *Advances in Space Research* **15**, 433–449.  
doi:10.1016/0273-1177(94)00128-N.
- Spreiter, J.R., Summers, A.L., Alksne, A.Y.: 1966, Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planetary and Space Science* **14**, 223. doi:10.1016/0032-0633(66)90124-3.

- Stone, M.J., Norman, L.M.: 1992, ZEUS-2D: A Radiation Magnetohydrodynamics Code for Astrophysical Flows in Two Space Dimensions: I. The Hydrodynamic Algorithms and Tests. *Astrophys. J.SS* **80**, 753.
- Tappin, S.J.: 2006, The Deceleration of an Interplanetary Transient from the Sun to 5 Au. *Solar Physics* **233**, 233–248. doi:10.1007/s11207-006-2065-2.
- Taylor, S.G.: 1950, The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion. *Proc. Roy. Soc.* **201**, 159.
- Temmer, M., Veronig, A.M., Vršnak, B., Rybák, J., Gömöry, P., Stoiser, S., Maričić, D.: 2008, Acceleration in Fast Halo CMEs and Synchronized Flare HXR Bursts. *Astrophysical Journal Letter* **673**, L95–L98. doi:10.1086/527414.
- Thernisien, A., Vourlidas, A., Howard, R.A.: 2009, Forward Modeling of Coronal Mass Ejections Using STEREO/SECCHI Data. *Solar Phys.* **256**, 111–130.
- Totten, T.L., Freeman, J.W., Arya, S.: 1995, An empirical determination of the polytropic index for the free-streaming solar wind using HELIOS 1 data. *Journal of Geophysical Research* **100**, 13–17. doi:10.1029/94JA02420.
- Treumann, R.A.: 2009, Fundamentals of collisionless shocks for astrophysical application, 1. Non-relativistic shocks. **17**, 409–535. doi:10.1007/s00159-009-0024-2.
- Tsyganenko, N.A.: 1989, A solution of the Chapman-Ferraro problem for an ellipsoidal magnetopause. *Planetary and Space Science* **37**, 1037–1046. doi:10.1016/0032-0633(89)90076-7.
- Vandas, M., Fisher, S., Dryer, M., Smith, Z., Detman, T., Geranios, A.: 1997, MHD simulation of an interaction of a shock wave with a magnetic cloud. *Journal of Geophysical Research* **102**, 22295–22300.
- Verigin, M.I., Kotova, G.A., Remizov, A.P., Styazhkin, V.A., Schutte, N.M., Zhang, T.-L., Riedler, W., Rosenbauer, H., Szego, K., Tatrallyay, M., Schwingenschuh, K.: 1999, Shape and Location of Planetary Bow Shocks. *Cosmic Research* **37**, 34.
- Verigin, M.I., Kotova, G.A., Slavin, J., Szabo, A., Kessel, M., Safrankova, J., Nemecek, Z., Gombosi, T.I., Kabin, K., Shugaev, F., Kalinchenko, A.: 2001, Analysis of the 3-D shape of the terrestrial bow shock by interball/magion 4 observations. *Advances in Space Research* **28**, 857–862. doi:10.1016/S0273-1177(01)00502-6.

## REFERENCIAS

---

- Verigin, M., Slavin, J., Szabo, A., Gombosi, T., Kotova, G., Plochova, O., Szegö, K., Tótrallyay, M., Kabin, K., Shugaev, F.: 2003, Planetary bow shocks: Gasdynamic analytic approach. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **108**, 1323. doi:10.1029/2002JA009711.
- Vourlidas, A., Ontiveros, V.: 2009, A Review of Coronagraphic Observations of Shocks Driven by Coronal Mass Ejections. In: Ao, X., Burrows, G.Z.R. (eds.) *American Institute of Physics Conference Series, American Institute of Physics Conference Series* **1183**, 139–146. doi:10.1063/1.3266770.
- Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K.P., Howard, R.A.: 2000a, Large-Angle Spectrometric Coronagraph Measurements of the Energetics of Coronal Mass Ejections. *Astrophysical Journal* **534**, 456–467. doi:10.1086/308747.
- Vourlidas, A., Buzasi, D., Howard, R.A., Esfandiari, E.: 2002, Mass and energy properties of LASCO CMEs. In: Wilson, A. (ed.) *Solar Variability: From Core to Outer Frontiers, ESA Special Publication* **506**, 91–94.
- Vršnak, B.: 2001, Deceleration of Coronal Mass Ejections. *Solar Physics* **202**, 173–189.
- Vršnak, B.: 2008, Processes and mechanisms governing the initiation and propagation of CMEs. *Annales Geophysicae* **26**, 3089–3101. doi:10.5194/angeo-26-3089-2008.
- Vršnak, B., Gopalswamy, N.: 2002, Influence of the aerodynamic drag on the motion of interplanetary ejecta. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **107**, 1019. doi:10.1029/2001JA000120.
- Vršnak, B., Sudar, D., Ruždjak, D.: 2005, The CME-flare relationship: Are there really two types of CMEs? *Astronomy and Astrophysics* **435**, 1149–1157. doi:10.1051/0004-6361:20042166.
- Vršnak, B., Ruzdjak, V., Zlobec, P., Aurass, H.: 1995, Ignition of MHD shocks associated with solar flares. *Solar Physics* **158**, 331–351. doi:10.1007/BF00795667.
- Vršnak, B., Ruždjak, D., Sudar, D., Gopalswamy, N.: 2004, Kinematics of coronal mass ejections between 2 and 30 solar radii. What can be learned about forces governing the eruption? *Astronomy and Astrophysics* **423**, 717–728. doi:10.1051/0004-6361:20047169.
- Webb, D.F., Gopalswamy, N.: 2006, Coronal mass ejections and space weather. In: Gopalswamy N., Bhattacharyya A. (ed.) *Proceedings of the ILWS Workshop*, 71.

- Webb, D.F., Mizuno, D.R., Buffington, A., Cooke, M.P., Eyles, C.J., Fry, C.D., Gentile, L.C., Hick, P.P., Holladay, P.E., Howard, T.A., Hewitt, J.G., Jackson, B.V., Johnston, J.C., Kuchar, T.A., Mozer, J.B., Price, S., Radick, R.R., Simnett, G.M., Tappin, S.J.: 2006, Solar Mass Ejection Imager (SMEI) observations of coronal mass ejections (CMEs) in the heliosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **111**, 12101. doi:10.1029/2006JA011655.
- Wen, Y., Filie-Maia, D.J., Wang, J.: 2007, The CME acceleration problem: error estimates in LASCO Coronal Mass Ejections measurements. *Apj* **657**, 1117–1126.
- Wolfgang, B., Gotz, P.: 1989, Determination of the Polytropic Index in the plasma sheet. *Geophysical Research Letters* **16**, 295–298.
- Zhang, J., Dere, K.P.: 2006, A Statistical Study of Main and Residual Accelerations of Coronal Mass Ejections. *Astrophysical Journal* **649**, 1100–1109. doi:10.1086/506903.
- Zhang, J., Dere, K.P., Howard, R.A., Kundu, M.R., White, S.M.: 2001, On the temporal relationship between coronal mass ejections and flares. *Astrophys. J.* **559**, 452–462.
- Zhang, J., Dere, K.P., Howard, R.A., Vourlidas, A.: 2004, A Study of the Kinematic Evolution of Coronal Mass Ejections. *Astrophysical Journal* **604**, 420–432. doi:10.1086/381725.
- Zurbuchen, T., Richardson, I.: 2006, In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections. *Space Science Reviews* **123**, 31–43.