



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

INSTITUTO DE GEOFÍSICA

**Evolución de Eyecciones de Masa Coronal  
y Ondas de Choque Interplanetarias:  
Impulsión, Desacoplamiento y Decaimiento**

**T E S I S**

que para obtener el título de:

**MAESTRO EN CIENCIAS**

**Física Espacial**

PRESENTA:

**Pedro Corona Romero**

DIRECTOR DE TESIS:

**DR. JUAN AMÉRICO GONZÁLEZ ESPARZA**

2009



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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 de la DGAPA-PAPIT.

Agradezco al Dr. Alfredo Santillán González y a la Mtra. Liliana Hernández Cervantes por las facilidades y el tiempo de cómputo brindado para la realización de las simulaciones utilizadas en este trabajo.

Agradezco al Dr. Ricardo González, Dr. Jorge Cantó y Dr. Alejandro Raga por las certeras correcciones y sugerencias, también les agradezco el haberme llevado a dar lo mejor de mí para la culminación de esta tesis y su enorme apollo para su pronta terminación. En verdad muchas gracias.

Quiero agradecer especialmente al Dr. Ernesto Aguilar por ser un gran amigo y consejero en todo este tiempo, además de su ayuda en la elaboración y corrección de este trabajo.

Le doy las gracias al Dr. Américo González por su comprensión y apoyo a través de tantas situaciones y tanto tiempo. También le agradezco la oportunidad que me ha brindado de aprender de sus experiencias y por ser, más que un tutor, un amigo.

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 impresindibles.

*A mi madre, a mi padre y a mis hermanas  
a quienes no tengo forma de agradecer  
el brindarme su inagotable e incondicional cariño.*



*A la memoria de Alejandro Martínez Castillo,  
cuya pérdida llenó de tristeza nuestros corazones.*

*A mis hermanas y padres que quiero tanto.*



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>vii</b>
<b>1. Propagación de Eyecciones de Masa Coronal y el Clima Espacial</b>	<b>1</b>
1.1. El Viento Solar . . . . .	1
1.2. Eyecciones de Masa Coronal . . . . .	4
1.2.1. EMCs Rápidas . . . . .	9
1.3. Clima Espacial . . . . .	13
1.4. Planteamiento del Problema . . . . .	14
<b>2. Modelo Numérico</b>	<b>17</b>
2.1. Simulaciones Numéricas de EMC Rápidas . . . . .	17
2.2. Estudio Paramétrico . . . . .	21
2.3. Dinámica de la Frontera EMC-Funda . . . . .	24
2.4. Distancias y Tiempos Críticos . . . . .	27
2.4.1. Tiempos de Arribo . . . . .	29



2.4.2. Aceleraciones . . . . .	31
<b>3. Modelo Analítico</b>	<b>35</b>
3.1. Modelo de Cantó . . . . .	36
3.1.1. Solución de una Variación de Salto . . . . .	37
3.1.2. Resultados Analíticos y Numéricos . . . . .	40
3.1.3. Discusión . . . . .	46
3.2. Aproximación del Desacoplamiento . . . . .	48
3.2.1. Aproximaciones y Simulaciones . . . . .	54
<b>4. Conclusiones</b>	<b>59</b>
<b>A. Aproximación Hidrodinámica Unidimensional</b>	<b>63</b>
<b>B. Resultados de las Simulaciones Numéricas</b>	<b>67</b>
<b>C. Formalismo de Cantó</b>	<b>71</b>
<b>D. Aproximación del Desacoplamiento</b>	<b>77</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>89</b>

# Resumen

Las Eyecciones de Masa Coronal (EMCs) pertenecen al grupo de eventos de actividad solar más energéticos. Se trata de grandes porciones de material coronal (hasta  $10^{13}$  kg) que son expulsadas al medio interplanetario con velocidades que pueden superar los 2500 km/s; estas manifestaciones de la actividad solar poseen la capacidad de perturbar el entorno magnético de nuestro planeta cuando interactúan con la magnetósfera terrestre. El estudio de estos eventos se ha convertido en un área prioritaria en la física espacial no sólo por la complejidad de los fenómenos físicos que involucran, sino además por los efectos que tienen sobre el campo magnético terrestre y los daños que provocan en nuestra tecnología.

Actualmente resulta un gran reto el poder predecir cuándo arribará una EMC a nuestro planeta e inferir su potencial para generar perturbaciones geomagnéticas. En este trabajo se estudia la propagación de las EMCs en el viento solar y sus ondas de choque asociadas mediante la aplicación de modelos numéricos y analíticos, con el objetivo de mejorar el entendimiento de este fenómeno y aumentar la capacidad de predicción de los tiempos de arribo.

La tesis está dividida en 4 capítulos. En el primer capítulo se hace una breve introducción a las propiedades de las EMCs, de sus ondas de choque, del viento solar por el cual se propagan y se explica la motivación del problema.

En el Capítulo 2 se emplea un modelo hidrodinámico unidimensional para estudiar la propagación de EMCs y sus choques en el viento solar ambiente. A partir de los resultados de las simulaciones numéricas se encuentra que las variaciones de momentum lineal entre la EMC y su choque separan la evolución del sistema en tres etapas distintas: *impulsión*, *desacoplamiento* y *decaimiento*. En la etapa de *impulsión*, la EMC y su

choque mantienen una velocidad cuasiconstante. En el *desacoplamiento*, la EMC inicia una fase de desaceleración mientras que el choque conserva la velocidad cuasiconstante. Finalmente, en la etapa de *decaimiento*, el choque presenta una clara desaceleración y la velocidad de la EMC continua decayendo tendiendo a igualar la velocidad del viento ambiente.

El Capítulo 3 se divide en dos partes. En la primera se aplica el formalismo de Cantó et al. (2000) para estudiar la propagación de una EMC en el medio interplanetario. Los resultados de este modelo analítico se comparan con el estudio paramétrico del segundo capítulo; obteniéndose muchas coincidencias en lo concerniente a la evolución de la velocidad de la EMC. En la segunda parte de este capítulo se elabora la aproximación del ‘desacoplamiento’ en donde se estudia la evolución del choque y la funda (viento solar comprimido) que acompañan la evolución de la EMC. Esta aproximación permite reproducir, a grandes rasgos, los resultados obtenidos en las simulaciones numéricas.

Finalmente el Capítulo 4 presenta las conclusiones en donde, por medio de los resultados numéricos y analíticos de este trabajo, se resume la evolución de la dinámica de las EMCs y sus choques a través de su trayectoria desde el inicio de la alta atmósfera solar hasta llegar a 1 UA.

# Capítulo 1

## Propagación de Eyecciones de Masa Coronal y el Clima Espacial

Las condiciones en el Sol afectan el entorno terrestre a muy diversas escalas. Las tormentas solares producen una variedad de perturbaciones que se propagan en el viento solar, algunas de ellas pueden llegar a alterar temporalmente el campo magnético terrestre, lo que a su vez ocasiona daños en la tecnología y economía. El estudio y monitoreo de las condiciones que prevalecen en el Sol, en el medio interplanetario (MI) y en el entorno magnético terrestre son necesarios para prevenir y atenuar los posibles daños provocados por estas tormentas solares.

### 1.1. El Viento Solar

El viento solar (VS) es un fluido ionizado (plasma) que sufre una expansión libre, resultado de las diferencias de presión entre las regiones superficiales del Sol y el medio interestelar. Al tener como origen la atmósfera solar, el VS es influenciado por la actividad del Sol y transmite al MI muchos de los fenómenos que ocurren en nuestra estrella (Kivelson and Russell, 1995).

Compuesto principalmente de electrones y protones, el VS posee trazas de iones

más pesados (especialmente núcleos de helio). Sus partículas rara vez colisionan, condición que lo dota de una alta conductividad y le permite llevar “congelado” el campo magnético solar (Friedberg, 1987). Esto provoca que el VS sea impermeable ante un obstáculo electromagnético (Burlaga, 1984; Aschwanden, 2006).

El VS está constituido principalmente por dos tipos de parcelas: viento lento y rápido. El lento inicia su expansión con una velocidad aproximada de 400 km/s y una temperatura dentro del intervalo de  $1.4\text{-}1.6 \times 10^6$  K; mientras que el rápido posee velocidades cercanas a los 750 km/s y su temperatura promedio es de  $8 \times 10^5$  K. En general, la densidad del viento lento duplica la del rápido. La diferencia entre los dos tipos de VS radica en su origen, mientras que el viento rápido sale de las regiones de la atmósfera solar con campo magnético abierto (hoyos coronales), el viento lento está asociado a las zonas de campo magnético cerrado (Kivelson and Russell, 1995).

La tabla 1.1 muestra algunas características del viento solar lento medidas in-situ a la altura de la órbita terrestre (1 UA). El viento lento es de particular interés para el objetivo de esta tesis ya que es el medio por el cual se prapagan las perturbaciones que se a estudiaran en este trabajo.

Tabla 1.1: Propiedades del viento solar lento a 1 UA. (tomada de Kivelson and Russell (1995))

Campo Magnético	7 nT
Presión Magnética	10 pPa
Presión Térmica	30 pPa
Velocidad del Sonido	60 km/s
Velocidad de Alfvén	40 km/s
Densidad de Protones	$6.6 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$
Densidad de Electrones	$7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$
Densidad de alfas ( $He^{2+}$ )	$0.25 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$
Temperatura de Protones	$1.2 \times 10^5$ K
Temperatura de Electrones	$1.4 \times 10^5$ K
Velocidad (casi radial)	450 km/s
Tiempo de arribo del VS a 1 UA	4 días = 0.35 Ms aprox.

Cuando el VS alcanza una altura cercana a los  $18 R_{\odot}$  (0.08 UA aproximadamente)<sup>1</sup>

<sup>1</sup>En este trabajo  $R_{\odot} \approx 0,0465$  UA será la notación para referirnos a un radio solar.

su velocidad se torna supermagnetosónica, lo cual tiene profundas repercusiones en su evolución ya que los efectos cinemáticos cobran mayor importancia en los procesos dinámicos. De tal suerte que la evolución a gran escala del VS puede ser adecuadamente modelada por un gas ideal cuasiadiabático (Baumjohann and Paschmann, 1989). Sin embargo, más allá de 9 UA los procesos turbulentos toman un papel preponderante alejando al viento solar de la aproximación adiabática (Lopez, 1987; Smith et al., 2001; Richardson and Smith, 2003).

### Ciclo de Manchas Solares

El Sol exhibe diversos ciclos en su dinámica, estos ciclos cambian el entorno magnético de la estrella, perturban al MI y modifican los patrones de corrientes del VS (Figura 1.1). El más notorio de todos los ciclos es el de las manchas solares, las cuales aparecen como puntos oscuros en la fotosfera. Las manchas solares están íntimamente ligadas a la actividad magnética solar, teniéndose el máximo de manchas cuando la configuración del campo magnético solar alcanza su mayor complejidad y el mínimo del ciclo cuando presenta un campo cuasidipolar. Con un periodo de aproximadamente 11 años, el ciclo de manchas solares modula la incidencia de perturbaciones (tormentas solares) en el MI. La frecuencia y energía de estos eventos se incrementa alrededor del máximo del ciclo de manchas.

La Figura 1.1 muestra cómo cambian los patrones de viento solar en diferentes épocas del ciclo de manchas solares. Durante el mínimo (A) aparece un cinturón de viento solar lento alrededor del ecuador solar y el viento solar rápido cubre todas las altas latitudes. Sin embargo, durante el máximo (B) se tiene una estructura más complicada con parcelas de viento solar rápido y lento a todas las latitudes.

Las variaciones en las propiedades físicas del VS modifican la configuración del MI, el cual crece en complejidad de acuerdo a la etapa del ciclo de manchas solares en la que se encuentre (ver Fig. 1.1). Durante el mínimo del ciclo de manchas, la velocidad del VS y el campo magnético solar están altamente estructurados, el patrón de corrientes del VS se simplifica y el campo magnético es casi dipolar. Sin embargo, cerca del máximo del ciclo de manchas solares se aprecia una estructura mas compleja en todas las latitudes, con parcelas alternantes de VS rápido y lento las cuales tienen campos magnéticos con diferentes polaridades.

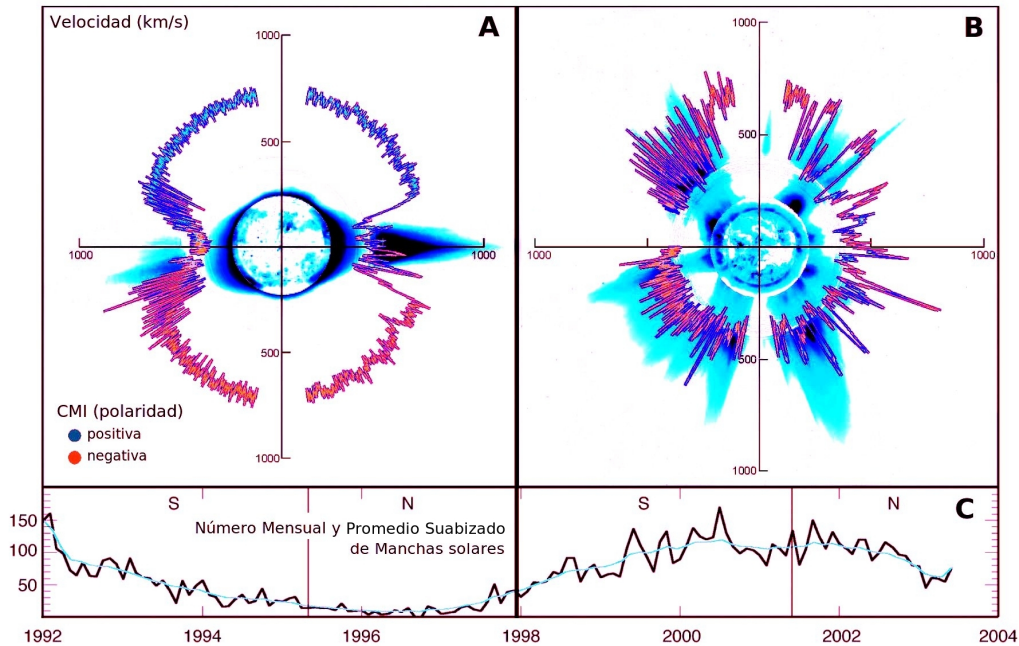


Figura 1.1: Perfiles de la velocidad del viento solar en función de la latitud heliosférica. Mediciones in-situ tomadas por la sonda espacial Ulysses durante dos fases: mínimo (A) y máximo (B) del ciclo de manchas solares (C). Nótese cómo varían los patrones de corrientes de VS en ambos casos (adaptado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

## 1.2. Eyecciones de Masa Coronal

El viento solar permea toda la heliosfera convirtiéndose en el medio por el cual se transmiten las perturbaciones que ocurren en la superficie del Sol. Estas perturbaciones se registran como variaciones en la densidad, composición, temperatura, campo magnético, velocidad, niveles de ionización del VS y flujos de partículas energéticas. Existen eventos transitorios con diversos orígenes, pero para los fines de este trabajo el más importante es la Eyección de Masa Coronal (EMC).

Una EMC es una inyección de materia anómala al MI cuyo origen está en la atmósfera del Sol (Wu et al., 2000; Mikić and Lee, 2006). Las EMC pueden contener hasta  $10^{13}$  kg de materia, sus velocidades usualmente oscilan en el rango de 100-2000 km/s y poseen energías cinéticas de  $10^{25}$  J aproximadamente (Hundhausen et al., 1999). Su incidencia está relacionada con el ciclo de manchas solares y durante el máximo de

actividad solar su frecuencia también alcanza su valor máximo (Schwenn et al., 2006).

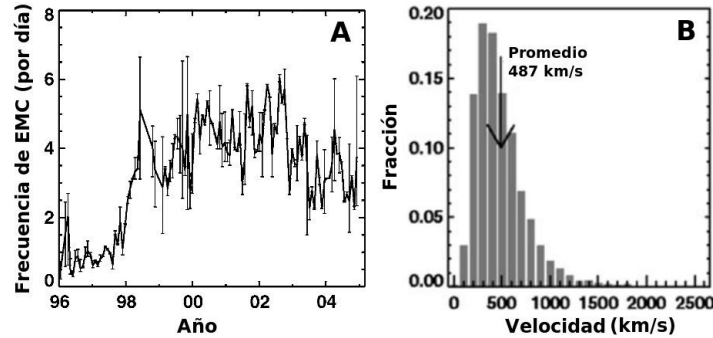


Figura 1.2: Observaciones de EMC hechas por SOHO/LASCO durante el periodo 1996-2005. A) Número de EMC por día. B) Distribución de las velocidades medidas por coronógrafos (velocidades aparentes). (adaptado de Schwenn et al. (2006))

La Figura 1.2 muestra la frecuencia de eventos de EMC por día en función del tiempo, coincidiendo el máximo de incidencias con el máximo de manchas solares (2000-2002). El panel de la derecha (B) muestra un histograma de velocidades tal y como fueron medidas a este conjunto de EMC. Se puede notar que pese a que tuvieron un promedio de velocidad de 487 km/s, la distribución es extensa y existen eventos lentos y algunos muy rápidos.

La expulsión y aceleración inicial de una EMC parecen tener origen en inestabilidades en el campo magnético solar y mecanismos relacionados con éste (Vourlidas et al., 2000; Forbes et al., 2006; Chen, 2007). El proceso de aceleración inicial, i.e. el dotar de energía cinética a la EMC, parece tener un corto alcance, limitándose a unos cuantos radios solares ( $R_{\odot}$ ) (Zhang and Dere, 2006; Vršnak et al., 2004). Después de recibir el impulso inicial, una EMC únicamente interactúa con el VS ambiente y tal interacción condiciona su evolución en el medio interplanetario.

Las EMCs pueden observarse mediante coronógrafos hasta 20-30 radios solares, sin embargo, no existe otra técnica que nos permita seguir su evolución espacial y tenemos que limitarnos hasta que sus contrapartes interplanetarias sean medidas in-situ por alguna nave espacial al frente de la órbita terrestre. Conocemos entonces el inicio del evento en la superficie del Sol y cómo éste se propaga en la atmósfera solar hasta unos cuantos radios solares; sin embargo, no tenemos información del mismo hasta que se aproxima a la órbita de la Tierra (215 radios solares).



Cuando se comparan las velocidades iniciales de las EMC cerca del Sol y las velocidades medidas in-situ de sus contrapartes interplanetarias a 1 UA, se observa una tendencia a igualar su velocidad de propagación con la del viento solar ambiente (Gosling and Riley, 1996; Gopalswamy et al., 2000, 2001). La Figura 1.3 muestra la aceleración

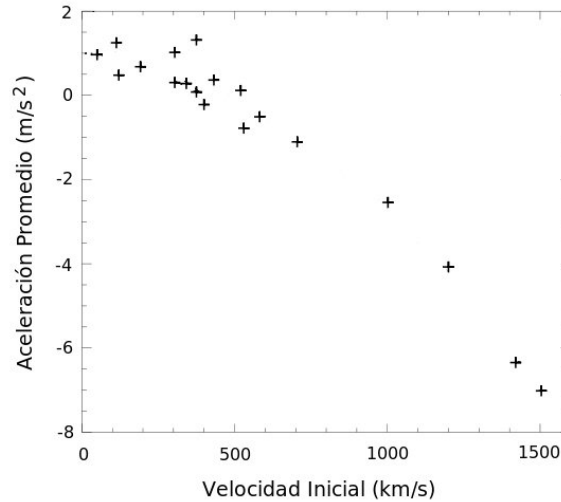


Figura 1.3: Aceleración media entre el Sol y la Tierra de diferentes EMC en función de su velocidad inicial aparente. La velocidad inicial se calcula por medio de coronógrafos y la velocidad final se mide in-situ a 1 UA mediante una sonda espacial (adaptado de Gopalswamy et al. (2001)).

media (desde el Sol a 1 UA) de varias EMC en función de su velocidad inicial. Las EMCs con velocidades iniciales rápidas (por arriba de la velocidad promedio del VS lento de 450 km/s) tuvieron una aceleración media negativa, mientras que en las EMCs lentas (< 450 km/s) ocurrió lo contrario. Esto indica que la interacción entre las EMC y el VS ambiente depende de la velocidad relativa de ambos fluidos.

### Firmas de EMC

Las sondas espaciales toman mediciones in-situ del flujo de partículas y campo magnético del VS en donde están inmersas. Un problema importante es poder identificar en estas mediciones el paso de una EMC. Las propiedades físicas que distinguen a una EMC del viento solar ambiente son variadas y en general no se presentan todas las firmas, ni las que se presentan son necesariamente simultáneas.

Como una EMC está compuesta de material diferente al viento solar ambiente, es posible utilizar datos de partículas y campo magnético para identificarlas. Las firmas más comunes que denotan el tránsito de una EMC en los registros in-situ son: alta concentración de partículas alfas (composición anómala), temperaturas anormalmente bajas de electrones y protones (posible expansión), densidades bajas (posible expansión), velocidad diferente a la del medio ambiente (muchas veces perfil de expansión), campo magnético superior al del VS ambiente, etc. En general, cuando se trata de una EMC rápida, estas firmas están precedidas por una onda de choque interplanetaria. La Tabla 1.2 resume algunas de las características observadas en las contrapartes interplanetarias de las EMC a 1 UA.

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

B1: Rotación de B	$\gg 30^\circ$ , suave
B2: Intensificación	$> 10$ nT
B3: Mayor homegeneidad	
B4: Discontinuidad en las fronteras de la EMC	
B5: Nubes Magnéticas	$\beta < 1$ , ( $\beta = \frac{2nk_B T}{B^2/\mu_0}$ ecuación A.1)
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)	$\text{He}^{2+}/\text{H}^+ > 8\%$
C2: Aumento de ionización en oxígeno	$\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+} > 1\%$
C3: Inusuales estados ionizados del hierro	
C4: Trazas de helio ionizado	$\text{He}^+/\text{He}^{2+} > 0,01\%$
S1: Flujos bidireccionales de electrones	
S2: Flujos bidireccionales de iones (MeV)	

En la Figura 1.4 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

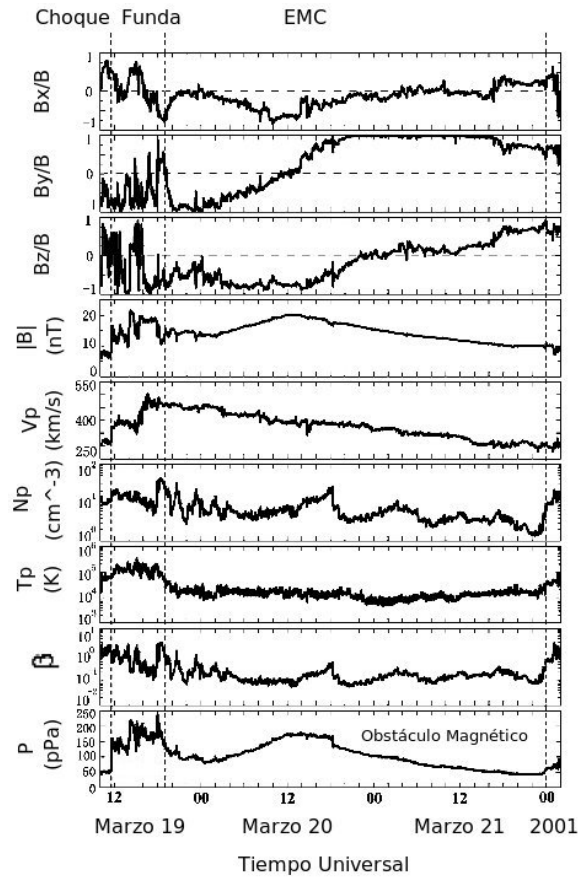


Figura 1.4: Observaciones de la misión Wind de una EMC a 1 UA. De arriba a abajo: cosenos directores del campo magnético interplanetario, magnitud del campo magnético, velocidad del VS, densidad de protones, temperatura de protones, beta del plasma y presión total. Se señalan la posición del choque (discontinuidad), el espacio que ocupan la Funda y la EMC (obstáculo magnético). (adaptado de Jian et al. (2006))

por la primera línea vertical puntada 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. Durante el paso de la EMC las mediciones de las componentes del campo magnético interplanetario ( $B_y/B$  y  $B_z/B$ ) muestran una rotación de casi  $90^\circ$ . La magnitud del campo ( $B$ ) exhibe un máximo en el

centro de la estructura. El valor de la  $\beta$  del plasma (el cociente de la presión térmica y magnética) decrece abruptamente dentro de la EMC. El perfil de velocidad es monótono decreciente, sugiriendo que la estructura se está expandiendo. Notese también que la densidad ( $N_p$ ) y temperatura ( $T_p$ ) dentro de la EMC tienen valores menores respecto al viento solar ambiente localizado en los dos extremos de las gráficas (antes de las 12 horas del 19 de marzo o después de las 0 horas del 22 de marzo).

### 1.2.1. EMCs Rápidas

En este trabajo se entenderá por una EMC rápida a toda aquella EMC cuya velocidad exceda, cuando menos por una velocidad local magnetosónica, la velocidad del viento solar ambiente. Una EMC rápida regularmente está asociada con un choque interplanetario (Figura 1.4). De acuerdo a Jian et al. (2006), más del 65 % de las 230 EMC registradas a 1 UA en el periodo de 1995-2004 estuvieron precedidas por un choque. En general, las EMC lentas no están asociadas con ondas de choque.

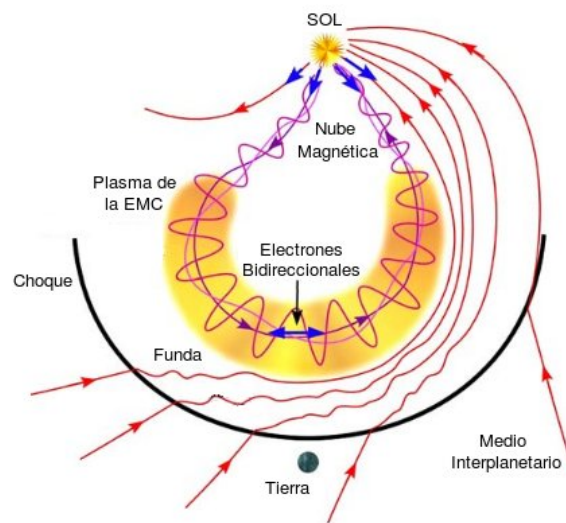


Figura 1.5: Esquema de la estructura de una EMC. (adaptado de Zurbuchen and Richardson (2006))

La estructura más aceptada para una EMC rápida se ilustra esquemáticamente en la Figura 1.5, en donde aparecen cuatro grandes regiones: (1) viento solar ambiente; (2) onda de choque (perturbación energética producida por la EMC que puede o no ser

impulsada por ésta, lo cual dependerá de los procesos dinámicos que rijan la etapa en la que se encuentre el sistema); (3) funda (viento solar transformado por el choque); y (4) EMC (plasma anómalo y rápido inyectado al viento solar). La perturbación producida por una EMC rápida se trata de un sistema tridimensional estructurado y constituido por el choque, la funda y la misma EMC.

La propagación del sistema EMC-funda-choque sufre diversos efectos dinámicos que afectan su evolución (Dryer, 1994). Cerca de la superficie solar los procesos magnéticos condicionan las etapas iniciales (Zhang and Dere, 2006); sin embargo, más allá del punto súper-alfvénico, la estructura del VS se convierte en el factor dominante para el desarrollo del sistema.

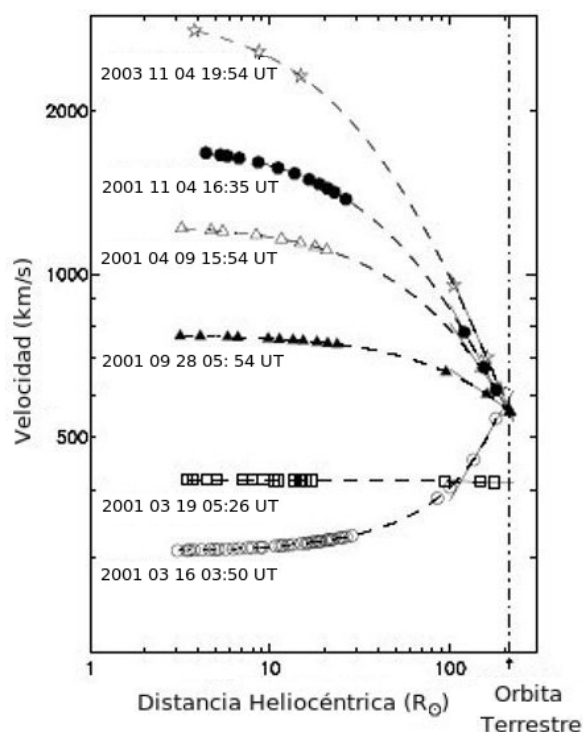


Figura 1.6: Evolución de la velocidad de EMC en el medio interplanetario utilizando mediciones de coronógrafo, centelleo interplanetario e in-situ a 1 UA (adaptado de Manoharan (2006)).

Anteriormente mencionamos la dificultad que existe para seguir observacionalmente la propagación de una EMC en el medio interplanetario, lo que obliga a que la mayoría de los estudio se limite a utilizar observaciones en dos puntos (cerca del Sol e

in-situ a 1 UA); sin embargo existen trabajos que siguen la evolución de la velocidad de EMCs. Algunos ejemplos son los estudios de Manoharan (2006); Pohjolainen et al. (2007) que combinan mediciones en la corona (imágenes de coronógrafos), en la heliosfera interna (centelleo interplanetario) e in-situ a 1 UA. La técnica del centelleo interplanetario (CIP) utiliza la interferencia que produce la propagación del sistema EMC-funda-choque en las señales de radiofuentes extragalácticas que son captadas en la Tierra. El análisis del centelleo de las radiofuentes permite estimar cambios de densidad y velocidad en el viento solar a lo largo de la línea de visión de la fuente (Manoharan, 2006).

La Figura 1.6 muestra la evolución heliocéntrica de la velocidad de 6 EMCs combinando los tres tipos de mediciones que se comentaron previamente. El eje horizontal tiene una escala logarítmica en radios solares. Los primeros puntos (hasta 30 radios solares) corresponden a las observaciones de la velocidad de las EMCs inferidas del análisis de las películas de los coronógrafos LASCO y muestran una propagación con una velocidad cuasi-constante para el caso de las EMCs no tan rápidas ( $< 1000$  km/s) y con una tendencia a desacelerar para el caso de los tres eventos más rápidos. Los siguientes puntos en la gráfica corresponden a las observaciones de CIP alrededor de los 80-100 radios solares, en donde se puede apreciar que las EMCs rápidas ( $> 700$  km/s) tuvieron una marcada desaceleración. La EMC que se propaga a 400 km/s continúa con velocidad constante y la que salió con una velocidad inicial cerca de los 300 km/s, sufre una aceleración. Finalmente, la gráfica incluye unos puntos a 200 radios solares (cerca de 1 UA) que corresponden a las observaciones in-situ y se puede observar que las velocidades finales convergen hacia un valor cercano a los 500 km/s.

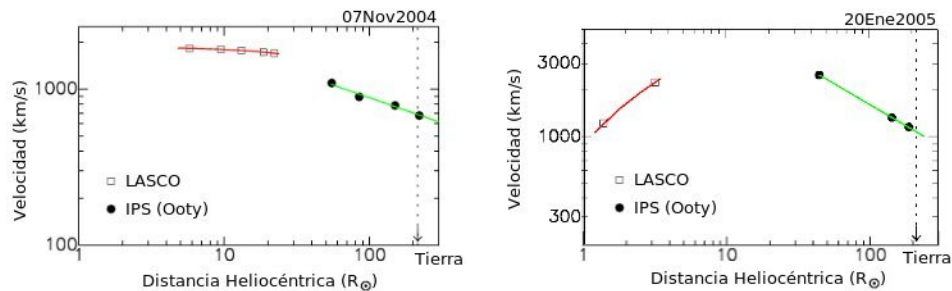


Figura 1.7: Evolución de la velocidad de dos distintas EMC rápidas en función de su distancia heliosférica. Después de alcanzar una velocidad máxima muestran una clara desaceleración. (adaptado de Pohjolainen et al. (2007))

La Figura 1.7 muestra el estudio de Pohjolainen et al. (2007) para dos EMC rápidas

donde se combinan los tres tipos de observaciones. En el primer evento, la EMC inicia con una velocidad de propagación cercana a los 2000 km/s (datos de coronógrafo) y posteriormente hay una marcada desaceleración en las observaciones de CIP (entre 70 y 140 radios solares) que se confirman con la medición in-situ a 215 radios solares. El segundo evento muestra una aceleración en los datos del coronógrafo y posteriormente una desaceleración en los datos de CIP y las mediciones in-situ a 1 UA.

De los perfiles de velocidad de las EMC obtenidos en los trabajos de Pohjolainen et al. (2007) y Manoharan (2006) aparentemente aparecen dos etapas:

- baja aceleración, se alcanza una velocidad máxima que se mantiene hasta cierta distancia.
- alta aceleración (decaimiento), siendo negativa en el caso de las EMC rápidas. La velocidad tiende al valor del viento ambiente.

Sin embargo, es importante señalar que existen otras observaciones que pudieran apuntar a resultados diferentes. Reiner et al. (2007) estudiaron un conjunto de EMCs que produjeron emisiones de radio tipo II. Estas son el resultado de la perturbación de los electrones del plasma ambiente provocada por un choque interplanetario, tal excitación origina la emisión de ondas de radio con la frecuencia local del plasma ( $f_p$ ) o con alguno de sus armónicos. Debido a que la densidad del VS decae como  $r^{-2}$  y que  $f_p \propto \sqrt{n}$  ( $n$  la densidad numérica local del VS), las emisiones de radio tipo II muestran una deriva hacia bajas frecuencias a través del tiempo, deriva que es asociada al desplazamiento del choque de regiones de mayor a menor densidad del VS. En este estudio, analizando las emisiones tipo II asociadas al tránsito de estas EMCs y utilizando varios modelos de densidad para la corona y el medio interplanetario, los autores argumentan 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. Estos resultados son inconsistentes con lo que se infiere utilizando observaciones de CIP y sin duda se requieren más estudios para resolver este problema.

En lo que ambos estudios coinciden es en que las EMCs sufren una aceleración en algún momento después de ser inyectadas al MI. Desde hace algunos años se han desarrollado una serie de estudios concentrados en la desaceleración de las EMCs rápidas entre el Sol y la Tierra. Entender la dinámica de una eyecta a lo largo de su evolución nos lleva a poder predecir su posible arribo al entorno terrestre. Gopalswamy et al.

(2000) utilizó un conjunto de EMCs que fueron detectadas cerca del Sol por coronógrafos y posteriormente sus contrapartes interplanetarias medidas in-situ a 1 UA. Con estas mediciones en dos puntos calculó la desaceleración media de estos eventos y encontró una relación empírica de proporcionalidad entre la velocidad inicial de la EMC y su desaceleración. Con esto, bastaba conocer la velocidad inicial de una EMC para aproximar la aceleración media. Sin embargo, el problema de la propagación de las EMCs resulta más complejo que una aceleración constante. Nuevos estudios demostraron que la ecuación era incapaz de predecir la trayectoria de estos eventos, haciéndose posteriormente algunas modificaciones a este modelo empírico (Gopalswamy et al., 2001), pero ellas muestran un problema similar, además de no iluminar la física de la dinámica del sistema.

### 1.3. Clima Espacial

El estudio de las relaciones que existen entre la actividad solar y sus efectos en el entorno magnético terrestre recibe el nombre de Clima Espacial. Al estar inmersa en el viento solar, el estado de la magnetósfera terrestre depende de los ciclos de actividad solar y responde particularmente a ciertos fenómenos asociados a estos ciclos. Uno de los fenómenos con mayor impacto son las EMCs, puesto que éstas son los agentes que ocasionan las tormentas geomagnéticas más intensas.

Las tormentas geomagnéticas son perturbaciones del campo magnético terrestre con una duración mayor a un día. Usualmente inician con un incremento súbito en la magnitud del campo magnético terrestre, el cual se produce por la compresión que ocasiona el impacto de la onda de choque (asociada a la EMC) con la magnetósfera. Posteriormente, si la topología del campo magnético intrínseco al sistema choque-funda-EMC es la adecuada, ocurre entonces un proceso de reconexión magnética, en el cual partículas solares penetran a la magnetósfera y siguen un complejo proceso, donde finalmente éstas terminan en una trayectoria alrededor del ecuador magnético. Este movimiento de partículas cargadas (corriente eléctrica) en el ecuador, induce un campo magnético opuesto al terrestre, disminuyendo la componente horizontal del campo geomagnético por un intervalo de varias horas. Finalmente, el regreso del campo magnético terrestre a su condición pre-tormenta puede prolongarse hasta por varios días (Tascione, 1988). Las tormentas geomagnéticas tienen la capacidad de inducir corrientes en componentes electromecánicos y electrónicos ocasionando graves daños en la tecnología. Esto convierte a las tormentas geomagnéticas en una amenaza tanto tecnológica como



económica y por consiguiente hace de las EMCs eventos solares de alto riesgo.

## 1.4. Planteamiento del Problema

El objetivo de este trabajo es entender la evolución heliocéntrica de una EMC rápida y su choque hasta su arribo a la Tierra. Después de que una EMC rápida alcanza su máxima velocidad en la atmósfera del Sol, ésta debe presentar una estructura similar a la ilustrada en la Figura 1.5. El objeto de estudio es la propagación a través del viento solar de un sistema conformado por el choque, la funda y la EMC.

Existen observaciones de la evolución de la velocidad de EMCs rápidas que muestran que:

- en un principio, cerca del Sol las EMCs sufren una aceleración y alcanzan una velocidad máxima. (Zhang and Dere, 2006)
- aparentemente esta velocidad máxima, para algunos casos, se mantiene cuasi-constante hasta algún punto. (Manoharan, 2006; Pohjolainen et al., 2007)
- la velocidad decae y se sigue una tendencia para igualar su valor al del viento solar ambiente. (Gopalswamy et al., 2000)

El problema de la formación, inyección y aceleración de la EMC y su desarrollo durante las primeras horas en la corona baja es sumamente complejo. La etapa de aceleración inicial se presenta a unos cuantos radios solares y por lo tanto depende de los procesos magnéticos que dominan esta región. Existen aproximaciones y estudios que se concentran en esta etapa como los hechos por Vršnak et al. (2004); Chen (2007).

Esta etapa de aceleración inicial se tiene entendida como un proceso de impulsión electromagnética (Chen, 2007; Chen and Krall, 2003). Pero, ¿cuáles son los procesos físicos que originan las etapas posteriores de velocidad cuasi-constante y de pronunciada desaceleración en el MIP?, ¿qué ocurre con la funda y con el choque?

Las simulaciones numéricas desarrolladas por González-Esparza et al. (2003) y el estudio de Cantó et al. (2005) predicen que la evolución heliocéntrica de la velocidad de

---

EMC rápidas tiene dos etapas que se ajustan a los dos últimos puntos que se resaltan arriba. Estos modelos servirán de base para estudiar la propagación de EMC rápidas después de que terminan su proceso de explosión y aceleración inicial cerca del Sol y comienzan a propagarse en el medio interplanetario.

Por medio de los desarrollos de los siguientes dos capítulos se intentará explicar las etapas de velocidad cuasiconstante y de pronunciada desaceleración de las eyectas. Esto se realizará por medio del escrutinio de las relaciones dinámicas del sistema EMC-Funda-Choque, encontrándose que los procesos de impulsión que actúan en la EMC y en el Choque tienen un alcance limitado, además de que la funda juega un papel preponderante en la evolución del choque.



# Capítulo 2

## Modelo Numérico

### Introducción

Este capítulo estudia el problema de la propagación de Eyecciones de Masa Coronal (EMCs) rápidas y sus ondas de choque en el viento solar empleando un modelo hidrodinámico unidimensional (HD-1D).

Este modelo numérico HD 1-D se aplicó previamente para estudiar tiempos de tránsito e interacción de perturbaciones tipo EMC en el medio interplanetario (Santillán et al., 2001; González-Esparza et al., 2003, 2004). A diferencia de estos trabajos, el presente enfoca su análisis en la evolución de los procesos físicos del sistema EMC-Funda-Choque, para mostrar que su propagación se conforma por tres etapas: impulsión, desacoplamiento y decaimiento.

### 2.1. Simulaciones Numéricas de EMC Rápidas

Los experimentos numéricos se realizaron utilizando el código abierto ZEUS-3D (versión 4.2) (Stone and Norman, 1992a,b,c). El código ZEUS-3D resuelve numéricamente las ecuaciones MHD-3D para un gas ideal (conservación de masa, momentum lineal, energía y evolución del campo magnético). El intervalo de integración numérica

se controla con la condición de Courant y la malla es ortogonal y euliana.

Nuestro modelo HD-1D simplifica el problema y no toma en cuenta los efectos magnéticos, considera el campo gravitacional solar y emplea una geometría esférica. El dominio espacial del problema se define a partir de 18 radios solares hasta 1.2 unidades astronómicas (UA). La frontera interna está localizada más allá de la distancia en donde el viento solar se vuelve supermagnetosónico (justificando así que no se tomen en cuenta los efectos magnéticos). Este rango heliocéntrico asegura que los procesos cinemáticos predominan en el sistema, además de cubrir la zona de interés para el clima espacial. En el Apéndice A se discute la validez y limitación de esta aproximación para estudiar el problema.

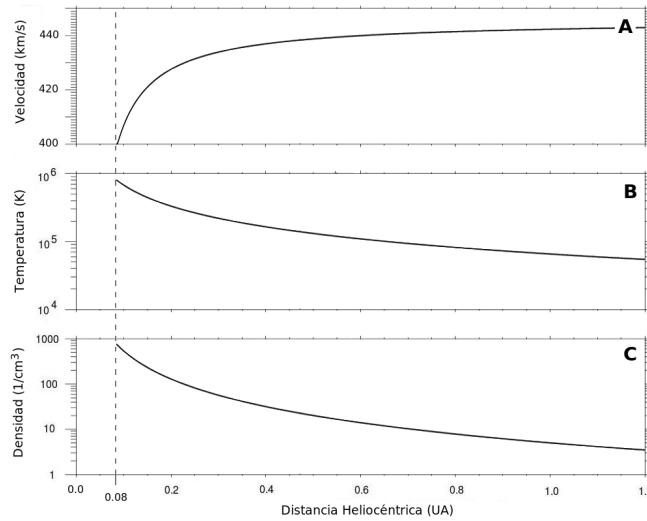


Figura 2.1: Perfiles del viento solar ambiente de las simulaciones numéricas en función de la distancia heliocéntrica: A) Velocidad; B) Temperatura de protones; y C) Densidad numérica. La línea segmentada marca el límite interior del sistema (0.8 UA).

El primer paso en las simulaciones es generar un viento solar ambiente estacionario. Para ello se supone al viento como un gas ideal neutro con una  $\gamma = 1.5$ , constituido de protones y electrones que comparten la misma velocidad y temperatura. El viento ambiente se genera ajustando las condiciones de velocidad ( $v_0$ ), densidad ( $n_0$ ) y temperatura ( $T_0$ ) en la frontera interna ( $R_0=0.083$  UA), para obtener valores similares a los que se miden in-situ en el medio interplanetario a 1 UA. La Figura 2.1 muestra los perfiles de estas propiedades del viento en función de la distancia heliocéntrica. Después de la inyección, la velocidad sufre una ligera aceleración y posteriormente el viento se

expande a velocidad constante; la densidad decrece con el cuadrado de la distancia y la temperatura decae siguiendo el comportamiento de un gas ideal con una  $\gamma = 1.5$ . La Tabla 2.1 muestra las condiciones iniciales del viento solar ambiente en la frontera interna y los valores de la solución estacionaria a 1 UA. Para este trabajo se utilizaron las mismas condiciones de viento ambiente en todas las simulaciones.

Tabla 2.1: Viento solar ambiente. Condiciones iniciales y solución estacionaria.

	$r$ (UA)	$v$ (km/s)	$n$ (p/m <sup>-3</sup> )	$T$ (K)
$R_0$	0.083	400.00	$805.55 \times 10^6$	$7.61 \times 10^5$
$R_{1UA}$	1.0	442.34	$5.00 \times 10^6$	$6.53 \times 10^4$

Cuando el viento solar ambiente queda establecido, entonces se inyecta una perturbación que simula la expulsión de una EMC al medio interplanetario. En este caso, la inyección de una EMC rápida se simula con un incremento cuadrado de velocidad ( $v_{emc}$ ), densidad ( $n_{emc}$ ) y temperatura ( $T_{emc}$ ) durante un intervalo de tiempo finito ( $\Delta t_{emc}$ ) en la frontera interna del sistema. Estas perturbaciones pueden reproducir varias de las características físicas de las contrapartes interplanetarias de las EMCs y sus ondas de choque que se detectan in-situ por naves espaciales (Gonzalez-Esparza et al., 2003). Concluida la inyección del pulso, las condiciones físicas en la frontera interna se restablecen a su estado original, dejando que el sistema evolucione libremente hasta que la EMC rebase la frontera externa.

El código numérico tiene una subrutina que sigue los bordes (nariz y cola) de la EMC mediante la integración numérica de su movimiento. Esto nos permite conocer la velocidad, posición y tamaño de la EMC en cada tiempo, lo que resulta muy útil para seguir la evolución del pulso y su interacción con la onda de choque y el viento ambiente.

La figura 2.2 muestra un ejemplo de cómo evoluciona un pulso tipo EMC en el viento solar. Se muestran perfiles de velocidad, temperatura y densidad como función de la posición heliocéntrica a 20 y 60 horas después de la inyección del pulso.

La EMC se inyecta con una velocidad supersónica respecto al viento ambiente y por lo mismo impulsa una onda de choque frontal. La estructura del sistema (de derecha a izquierda) se describe como: viento solar ambiente, choque frontal (CF), funda (viento chocado), EMC (delimitada por las líneas segmentadas) y zona de rarefacción

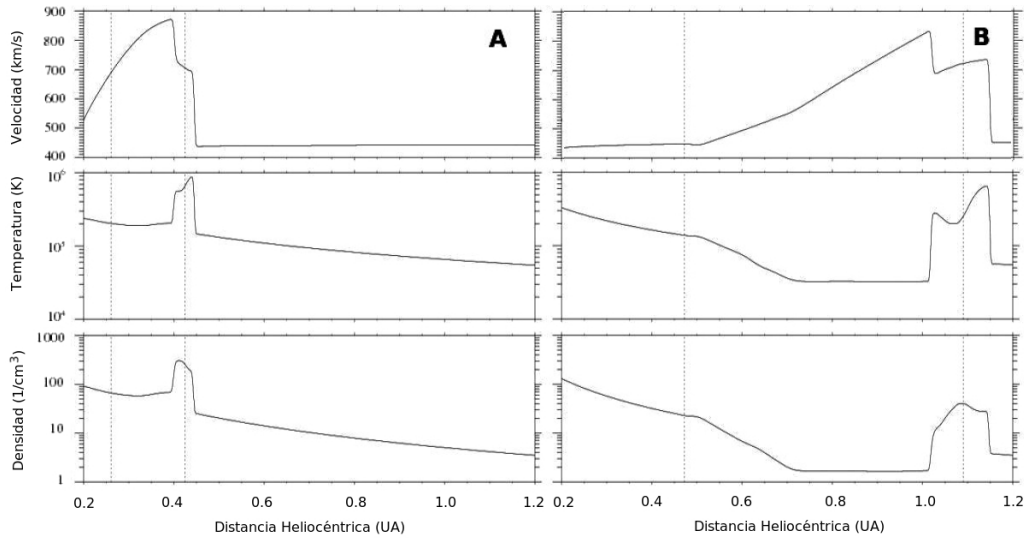


Figura 2.2: Perfiles de velocidad, temperatura y densidad, correspondientes a 20 hrs (A) y 60 hrs (B) en tiempo de simulación después la inyección de la EMC. El pulso de la EMC corresponden a un incremento en la velocidad de 450 km/s con respecto al viento ambiente y a un tiempo de inyección de 12 hrs. Las líneas segmentadas marcan los límites de la eyecta.

(viento solar enrarecido). La funda es viento solar comprimido que se caracteriza por su incremento de velocidad, temperatura y densidad. La primera línea segmentada marca el límite entre el material de la funda y la EMC. Nótese que hay un choque reverso o interno (CR) que se propaga a través de la EMC y por otro lado se genera una zona de rarefacción en la cola de la EMC. Esto último se debe a que el viento ambiente que sigue a la EMC es más lento y no puede alcanzarla generando una zona de baja densidad. Comparando la Figura 2.2 A y B, se puede notar que conforme el pulso evoluciona, la onda de choque se separa de la nariz de la EMC (i.e., la funda crece), la EMC se expande, el choque reverso penetra dentro de la EMC y la región de rarefacción se acentúa en la cola de la EMC.

Es importante hacer notar que, en general, en los registros in-situ de EMC en el medio interplanetario no se observan el choque reverso (interno) ni la zona de rarefacción (ver figura 1.4). Esto indica una limitación de la aproximación HD-1D y la forma en que se inyecta la EMC al viento ambiente. Por este motivo, los estudios del presente trabajo se concentran únicamente en la frontera delantera (nariz) de la EMC, la funda y el choque delantero; puesto que son de mayor utilidad para el estudio de tiempos arriba. Un tratamiento más realista del problema tendría necesariamente que seguir la

explosión de la EMC desde la superficie del Sol (donde los efectos magnéticos no se pueden despreciar) y tomar en cuenta los flujos tangenciales de materia (efectos 3-D); lo cual rebasa el objetivo de esta tesis.

## 2.2. Estudio Paramétrico

Para entender mejor la evolución en el medio interplanetario de las EMC y sus ondas de choque, se presenta a continuación un estudio paramétrico de 18 pulsos tipo EMC que se propagan a través del mismo viento solar ambiente.

Tabla 2.2: Estudio paramétrico: parámetros iniciales de las EMC.

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc} = v_{emc} - v_0$ (km/s)	$n_{emc}/n_0$	$T_{emc}/T_0$
3, 6, 12	70	2.0	1.2
3, 6, 12	150	2.0	1.2
3, 6, 12	300	2.0	1.2
3, 6, 12	450	2.0	1.2
3, 6, 12	600	2.0	1.2
3, 6, 12	900	2.0	1.2

La Tabla 2.2 muestra los pulsos divididos en 3 grupos caracterizados por la duración del tiempo de inyección de la EMC ( $\Delta t_{emc}$ ): 3, 6 y 12 horas. Para cada  $\Delta t_{emc}$  hay 6 diferentes eventos dados por el incremento en la velocidad del pulso en las simulaciones ( $\Delta v_{emc} = v_{emc} - v_0$ ): 70, 150, 300, 450, 600 y 900 km/s. Nótese que todos los pulsos tienen asociados los mismos brincos en temperatura ( $T_{emc}/T_0 = 1.2$ , i.e.  $\Delta T_{emc} = 0.2T_0$ ) y densidad ( $n_{emc}/n_0 = 2.0$ , i.e.  $\Delta n_{emc} = n_0$ ) respecto al viento ambiente. Estos valores iniciales para las EMC son similares a los utilizados por González-Esparza et al. (2003).

Se debe tener en consideración que las condiciones iniciales de la inyección de las EMCs resultan difíciles de inferir a partir de las observaciones de coronógrafos, puesto que se presentan problemas como el tiempo de resolución del instrumento y de proyección geométrica en la observación. Por estos motivos, el tiempo de inyección  $\Delta t_{emc}$  es un parámetro cuya medición directa a partir de las observaciones es altamente complicada, debido a que rara vez es posible seguir la evolución de un evento desde su inicio



y que esto se conjugue con una orientación adecuada en las imágenes coronográficas. En este trabajo se toman tres valores arbitrarios de  $\Delta t_{emc}$  para estudiar su efecto sobre los resultados de las simulaciones. Sin embargo, es importante señalar que los tiempos de inyección de 12 horas salen del rango esperado para el caso de EMCs. De acuerdo al estudio de Veselovsky and Prokhorov (2008) los tiempos de duración de fulguraciones (ráfagas) solares, uno de los principales agentes asociados a la aceleración de EMCs, es menor a 8 horas. A pesar de esto, consideramos importante utilizar un rango amplio de  $\Delta t_{emc}$  con el fin de explorar los diferentes resultados.

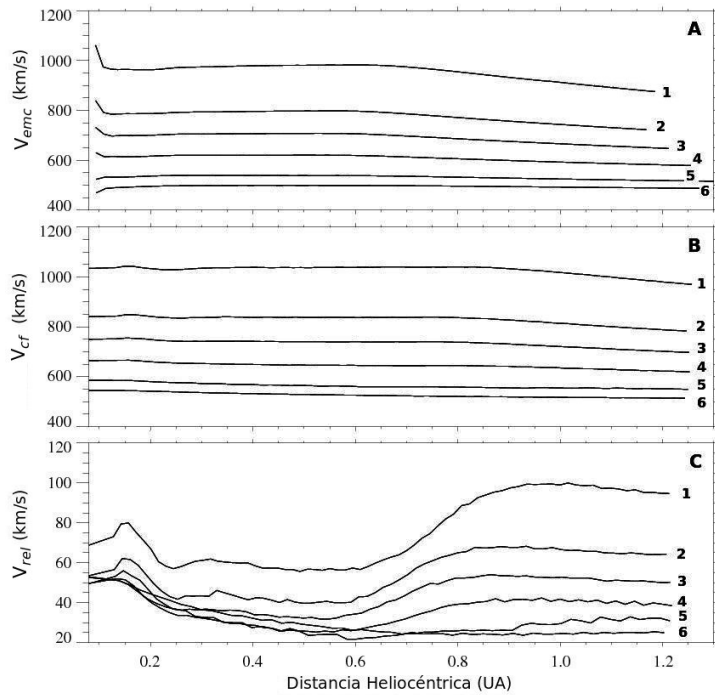


Figura 2.3: (A) Perfiles de velocidades de la nariz de la EMC ( $v_{emc}$ ); (B) sus ondas de choque frontal ( $v_{cf}$ ) y (C) velocidad relativa choque-EMC ( $v_{rel}$ ), en función de su posición heliocéntrica. Tiempo de inyección de 12 horas y con  $\Delta v_{emc}$  de 900 km/s (1), 600 km/s (2), 450 km/s (3), 300 km/s (4) 150 km/s (5) y 70 km/s (6).

La Figura 2.3<sup>1</sup> muestra la evolución de la velocidad de la nariz de la EMC (panel

<sup>1</sup>En el siguiente capítulo se expondrá un formalismo analítico cuyos resultados se compararán con los presentados en esta sección. A lo que respecta a las figuras 2.3 ( $\Delta t_{emc} = 12$  hrs) y 2.4 ( $\Delta t_{emc} = 3$  hrs) corresponden a  $c = 2$ ,  $a = 3,045$  (1),  $a = 2,363$  (2),  $a = 2,023$  (3),  $a = 1,682$  (4),  $a = 1,341$  (5) y  $a = 1,159$  (6); valores calculados con la velocidad final del VS (440 km/s). Para mayores referencias ver Apéndice C.

superior) y sus ondas de choque (panel intermedio) para diferentes velocidades iniciales ( $v_{emc}$ ) y con un tiempo de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ) de 12 horas, empleándose este ejemplo pues exhibe con claridad las etapas de la evolución del sistema en el perfil de velocidades relativas ( $v_{rel}$ ). En todos los experimentos numéricos, la velocidad frontal de la EMC y su choque muestran dos etapas: (1) *impulsión* caracterizada por la tendencia a mantener una velocidad cuasi-constante; (2) *decaimiento* que se distingue por una marcada desaceleración. Sin embargo, a pesar de compartir evoluciones similares, las velocidades de la EMC y su choque exhiben diferencias: la etapa de *decaimiento* (desaceleración) se manifiesta primero en la EMC y luego en su choque. El panel inferior de la Figura 2.3 muestra cómo evoluciona la velocidad relativa entre el choque y su EMC ( $v_{rel} = v_{cf} - v_{emc}$ ); en los perfiles de velocidad relativa ( $v_{rel}$ ) se aprecian tres diferentes etapas:

1. La velocidad relativa ( $v_{rel}$ ) choque-EMC disminuye hasta alcanzar un mínimo. Esta velocidad permanece cuasi-constante hasta una distancia dada (*impulsión*).
2. El valor de  $v_{rel}$  aumenta hasta una distancia determinada (*desacoplamiento*).
3. Finalmente, la velocidad relativa ( $v_{rel}$ ) tiende a decrecer asintóticamente (*decaimiento*).

Una vez dada la inyección durante la etapa de impulsión, pese a que el choque frontal (CF) siempre es más veloz que la EMC, la primera disminución abrupta de la velocidad relativa ( $v_{rel}$ ) indica que en un principio la EMC tiende a alcanzar a su onda de choque hasta llegar a un valor relativamente constante. En la etapa de desacoplamiento la velocidad relativa aumenta y el choque se separa de la eyecta. En la última etapa, decaimiento, la velocidad relativa tiende a estabilizarse indicando que la EMC y su choque desaceleran constantemente.

La Figura 2.4 es análoga a la Figura 2.3, pero en este caso corresponde a ejercicios numéricos con tiempos de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ) de 3 horas. En los tres paneles aparecen nuevamente las etapas de propagación para las velocidades de las EMCs y sus choques que comentamos anteriormente. Comparando las Figuras 2.4 y 2.3, notamos que a menores tiempos de inyección ( $\Delta t_{emc} = 3$ ) hrs disminuye la distancia heliocéntrica a la cual ocurren los puntos de inflexión en la evolución de las velocidades. Para el caso de los eventos con  $\Delta t_{emc} = 12$  horas en el perfil de velocidad relativa, las etapas de impulsión ( $v_{rel}$  constante) y desacoplamiento ( $v_{rel}$  crece) se aprecian claramente;

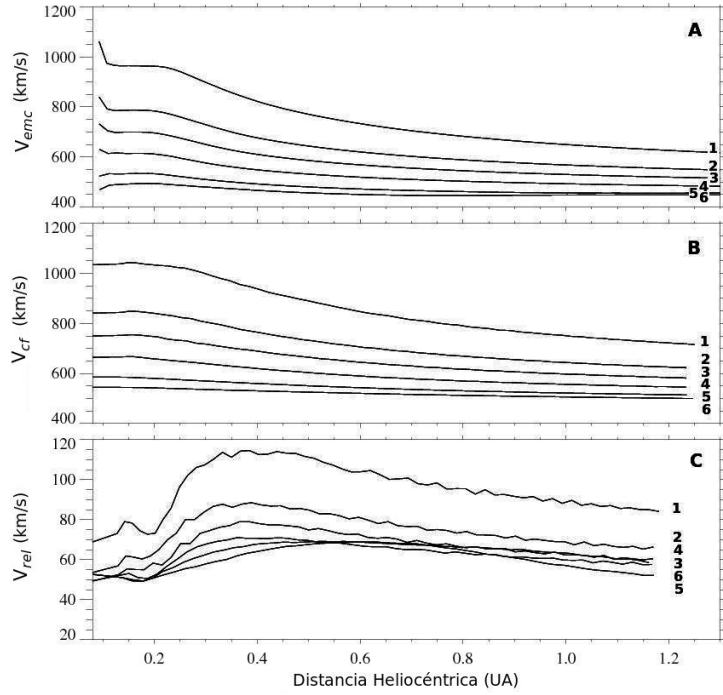


Figura 2.4: (A) Perfiles de velocidades de la nariz de la EMC ( $v_{emc}$ ); (B) sus ondas de choque frontal ( $v_{cf}$ ) y (C) velocidad relativa choque-EMC ( $v_{rel}$ ), en función de su posición heliocéntrica. Tiempo de inyección de 3 horas y con  $\Delta v_{emc}$  de 900 km/s (1), 600 km/s (2), 450 km/s (3), 300 km/s (4) 150 km/s (5) y 70 km/s (6).

mientras que la etapa de decaimiento ( $v_{rel}$  decrece) es más clara en los perfiles de  $v_{rel}$  con  $\Delta t_{emc} = 3$  horas.

### 2.3. Dinámica de la Frontera EMC-Funda

El comportamiento de las velocidades de la EMC y su choque indican que existe una evolución en la dinámica del sistema a través de la transferencia de momentum lineal. La ecuación de momentum que rige un gas no viscoso relaciona los cambios temporales de momentum lineal (lado izquierdo) con las variaciones espaciales de éste (lado derecho):

$$\frac{\partial \rho v^i}{\partial t} = -\nabla_j (\rho v^i v^j + p g^{ij}) \quad (2.1)$$

Donde  $v^i$ ,  $p$  y  $\rho$  son la velocidad, presión y densidad del gas respectivamente y  $g^{ij}$  el tensor métrico.

En este caso vamos a concentrarnos en lo que ocurre en la frontera entre la nariz de la EMC y la funda. Si seguimos el punto donde se calcula la ecuación (2.1), y suponemos que las variaciones de la densidad son lentas y pequeñas, entonces podemos aproximar para el caso de una simetría esférica:

$$\frac{\partial v^r}{\partial t} \approx -\frac{\partial}{\partial r} \left( v^r v^r + \frac{p}{\rho} \right) - 2 \frac{v^r v^r + p/\rho}{r}, \quad (2.2)$$

si además se cumple que  $v^r v^r + \frac{p}{\rho} \ll r$ , se tendrá finalmente:

$$\frac{\partial v^r}{\partial t} \approx -\frac{\partial}{\partial r} \left( v^r v^r + \frac{p}{\rho} \right) \quad (2.3)$$

Con la ecuación anterior podemos estimar, bajo las suposiciones mencionadas, la aceleración de un punto dado en el fluido. De esta manera las variaciones de

$$\phi = v^r v^r + \frac{p}{\rho}, \quad (2.4)$$

nos indican si un punto está siendo acelerado o desacelerado.

Podemos ahora utilizar la ecuación 2.4 para evaluar los flujos de momentum lineal en ambos lados de la frontera EMC-funda, calculamos su diferencia y la dividimos por el tamaño de la celda<sup>2</sup>:

$$\frac{\partial v^r}{\partial t} \approx \frac{\phi_{Eyecta} - \phi_{Funda}}{\Delta r}. \quad (2.5)$$

Finalmente, normalizamos por la aceleración inicial de la eyecta  $\dot{v}_0^r$  y obtenemos una relación adimensional para el flujo de momentum lineal normalizado:

$$\frac{1}{\dot{v}_0^r} \frac{\partial v^r}{\partial t} \approx \frac{\phi_{Eyecta} - \phi_{Funda}}{\dot{v}_0^r \Delta r}. \quad (2.6)$$

La Figura 2.5 muestra la evolución temporal de una EMC y su onda de choque. El panel superior indica las etapas de la velocidad de la EMC y su choque, mientras que el panel intermedio las de la velocidad relativa. En el panel inferior se utiliza la

<sup>2</sup>Todas las celdas del dominio tuvieron la misma longitud.

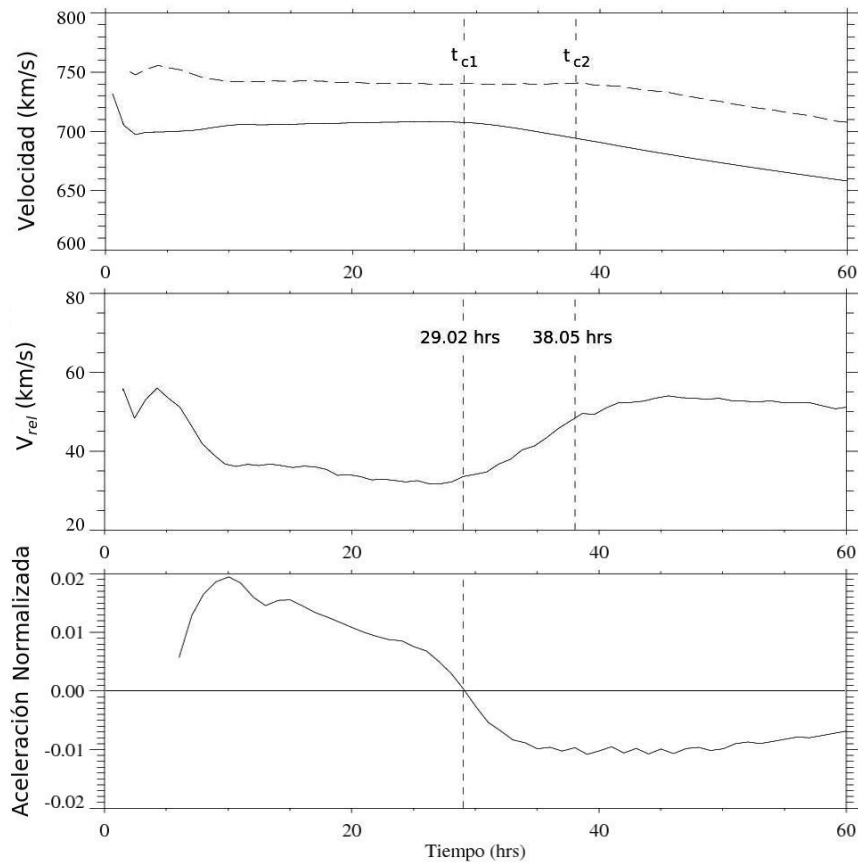


Figura 2.5: Evolución temporal del ejercicio numérico con  $\Delta t_{emc} = 12$  horas y  $\Delta v_{emc} = 450$  km/s. (*panel superior*) Velocidad de la nariz de la EMC (línea continua) y su onda de choque (línea discontinua). (*panel intermedio*) Velocidad relativa choque-EMC ( $v_{rel}$ ). (*panel inferior*) Aceleración normalizada de la nariz de la eyecta (ver texto).

ecuación 2.6 para calcular las variaciones de momentum lineal en la nariz de la EMC. Se encuentra que en este caso también existen dos etapas: una donde el valor es positivo y otra con valor negativo. Como es de esperarse, si se proyecta en la Figura 2.5 el tiempo en el que se anula el valor de la ecuación 2.6 (panel inferior) sobre el perfil de velocidad de la EMC (panel superior), nos damos cuenta que la inversión en las variaciones de momentum coincide con el cambio entre las etapas de la velocidad (impulsión y decaimiento).

La dinámica de la nariz de la EMC está ligada a las variaciones de momentum li-

neal, el cual ocurre en la primer distancia ( $d_{c1}$ ) y tiempo ( $t_{c1}$ ) críticos en la Figura 2.5, momento en el que inicia la desaceleración de la nariz de la EMC. ¿Qué ocurre cuando esta información de cambio de flujo de momentum alcanza el choque? Para responder esta pregunta seguimos una perturbación sonora que viaja desde la nariz de la EMC, a través de la funda, hasta llegar al choque. Dicha perturbación se origina al tiempo  $t_{c1}$  en la posición  $d_{c1}$  y alcanza al choque al tiempo  $t_{c2}$  a una distancia  $d_{c2}$  (proceso de desacoplamiento). Para este caso,  $t_{c2}$  coincide con el momento en el cual el choque cambia su propagación de una velocidad cuasi-constante a una velocidad decreciente. En el perfil de velocidad relativa,  $t_{c2}$  marca el final de la etapa de aceleración iniciando una desaceleración aparentemente asintótica. La duración de esta etapa de desacoplamiento entre la EMC y su choque es igual a  $t_{c2} - t_{c1}$ , que es justo lo que le toma a la onda de choque ‘enterarse’ que la EMC ha iniciado su etapa de decaimiento y que por ende ya no puede transferirle momentum lineal al choque. Cuando finalmente esta información llega a la onda de choque, ésta inicia su etapa de decaimiento.

Una relación similar a la existente entre la nariz de la EMC y el CF, que da origen a  $t_{c2}$  y  $d_{c2}$ , se tiene que presentar entre el choque reverso (CR) y la nariz de la EMC. Definiendo al tiempo crítico ( $t_{c0}$ ) y distancia crítica ( $d_{c0}$ ) del CR como el momento (posición) cuando la velocidad del choque reverso ( $v_{cr}$ ) inicia su desaceleración. Los valores de  $t_{c0}$  y  $d_{c0}$  se calcularon indirectamente por medio de los resultados de las simulaciones.

## 2.4. Distancias y Tiempos Críticos

El papel de las dos distancias críticas resulta importante para entender la propagación del sistema EMC-funda-choque, ya que dividen la evolución física del sistema en tres etapas diferentes. Mientras que el flujo de momentum lineal se mantiene positivo en la frontera EMC-funda, la velocidad de la eyecta mantiene un valor cuasi-constante. Este proceso puede ser interpretado como un equilibrio dinámico entre la impulsión que actúa sobre la eyecta y la oposición a su propagación por parte del ambiente (etapa de impulsión). Por otro lado, la impulsión que actúa sobre la eyecta se transmite a través de la funda hasta llegar al choque delantero. Esta transmisión de impulsión es el origen de la velocidad cuasi-constante del choque hasta que alcanza su respectiva distancia crítica  $d_{c2}$ .

La figura 2.6 muestra la relación que existe entre la velocidad de propagación de

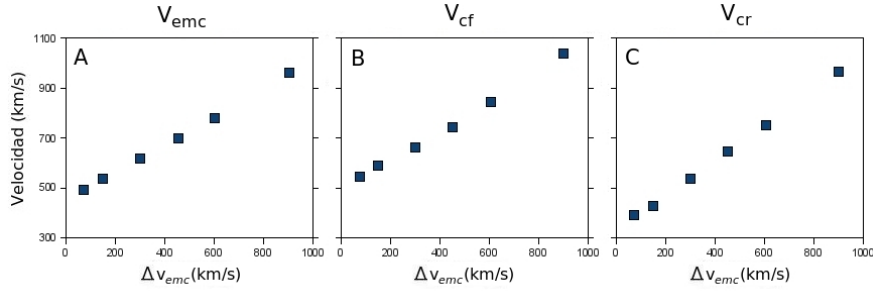


Figura 2.6: (A) Velocidad de propagación de la EMC ( $v_{emc}$ ), (B) del CF ( $v_{cf}$ ) y (C) del CR ( $v_{cr}$ ) durante la fase de impulsión en función de  $\Delta v_{emc}$  para un  $\Delta t_{emc} = 3$  hrs. Los resultados para inyecciones de 6 y 12 horas son, para fines prácticos, iguales.

la EMC ( $v_{emc}$ ), del CF ( $v_{cf}$ ) y del CR ( $v_{cr}$ ) en función de  $\Delta v_{emc}$  durante la etapa de impulsión. Parece existir una relación lineal entre la velocidad de propagación de la EMC y su velocidad inicial, una relación similar se presenta para las velocidades de propagación de la onda de choque frontal (CF) y reversa (CR). De estas relaciones se sigue que las velocidades de los choques y de la EMC están relacionadas linealmente con  $\Delta v_{emc}$  y por lo tanto, están relacionadas linealmente entre sí; esto sugiere que existen relaciones de impulsión entre el la EMC, CR y el CF. Por su parte el tiempo de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ) no afecta perceptiblemente la magnitud de la velocidad de propagación de la EMC y de los choques.

Dado que las velocidades de propagación no parecen depender del  $\Delta t_{emc}$ , es de esperar que los tiempos y distancias críticas sí lo sean, puesto que a mayor tiempo de inyección la EMC podrá mantener por un mayor tiempo su velocidad cuasi-constante (etapa de impulsión), lo cual repercutirá también en la etapa de velocidad cuasi-constante del choque.

La Figura 2.7 presenta la relación que guardan las distancias ( $d_{c0}$ ,  $d_{c1}$  y  $d_{c2}$ ) y tiempos críticos ( $t_{c0}$ ,  $t_{c1}$  y  $t_{c2}$ ) respecto al salto en la velocidad ( $\Delta v_{emc}$ ). En relación a los tiempos críticos existe al parecer una tendencia que apunta a que mayores velocidades iniciales de las EMCs provocan una disminución en los tiempos críticos de la EMC ( $t_{c1}$ ) y del CF ( $t_{c2}$ ) y un aumento en el tiempo crítico del CR ( $t_{c0}$ ); lo cual se refleja reduciendo la duración de las etapas de impulsión y desacoplamiento. Sin embargo, para las distancias críticas la tendencia es diferente y al menos en el caso de EMCs con  $\Delta t_{emc} = 3$  y 6 horas, las distancias críticas tienden a un valor límite. Para el caso de  $\Delta t_{emc} = 12$  horas, al parecer el valor límite se alcanza con  $\Delta v_{emc}$  mayores a 900 km/s.

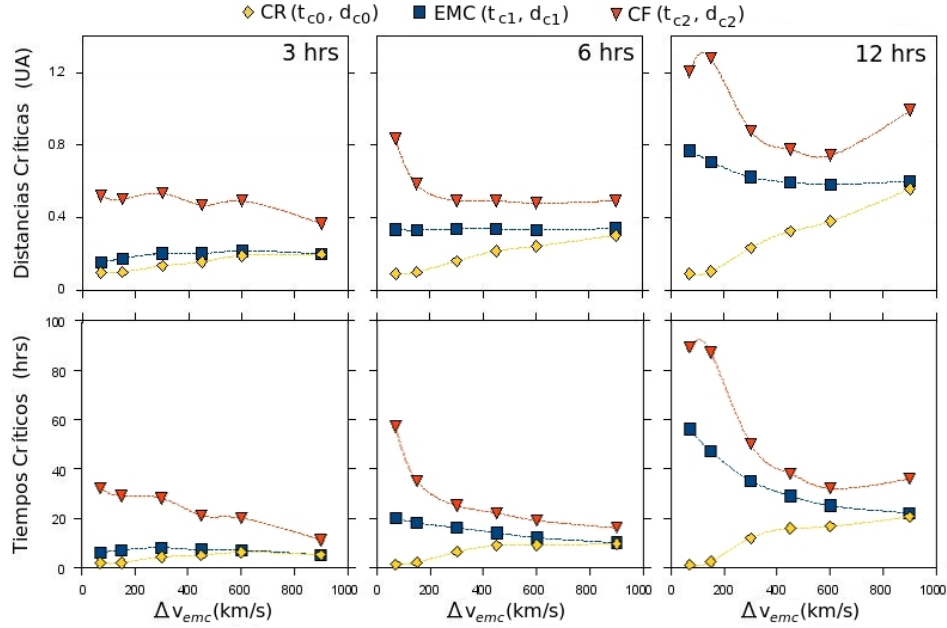


Figura 2.7: Tiempos y distancias críticas en función de  $\Delta v_{emc}$  para diferentes tiempos de inyección  $\Delta t_{emc} = 3, 6, 12$  horas. Los cuadrados son los tiempos ( $t_{c1}$ ) y distancias críticas ( $d_{c1}$ ) de la EMC; mientras que los triángulos corresponden a los valores del choque frontal (CF) ( $t_{c1}$ ,  $d_{c1}$ ) y los rombos a los valores del choque reverso (CR) ( $t_{c0}$ ,  $d_{c0}$ ).

Las gráficas de la Figura 2.7 indican también que, en general, a mayores tiempos de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ), aumentan los tiempos y las distancias críticas (mayor fase de impulsión). Por otro lado, para inyecciones de 3 y 6 horas, los incrementos en  $\Delta v_{emc}$  parecen provocar una disminución de los valores de  $t_{c1}$  y  $t_{c2}$  y un aumento en los de  $t_{c0}$ . En los eventos con  $\Delta t_{emc} = 12$  hrs se mantiene lo anterior salvo para el caso de  $t_{c2}$ , donde no se encuentra un comportamiento del todo claro. Estos resultados pueden deberse a que entre más rápida sea la perturbación y mayor sea su tiempo de inyección, más desarrollada será la estructura del material chocado (funda) y su efecto sobre los valores de  $t_{c2}$ .

### 2.4.1. Tiempos de Arribo

El tiempo de tránsito o de arribo es el intervalo que le toma a la EMC y al choque alcanzar 1 UA. Estos son parámetros muy importantes para fines del clima espacial.



La Figura 2.8 muestra, como uno esperaría, que el tiempo de arribo de las EMCs y sus CFs decrece conforme  $\Delta v_{emc}$  aumenta. Es interesante también, que en el caso del tiempo de arribo del CF, éste no parece variar notoriamente respecto a los tiempos de inyección  $\Delta t_{emc}$ .

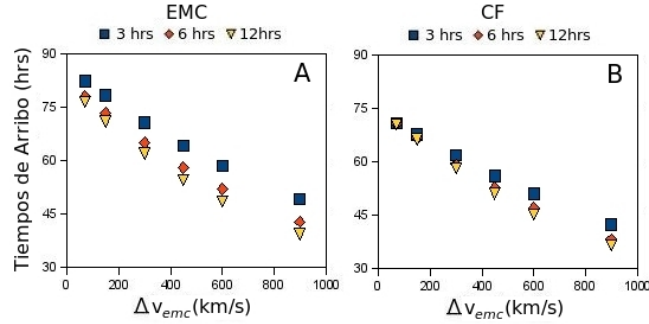


Figura 2.8: Tiempos de arribo (a 1 UA) de las EMC (A) y sus choques (B) en función de  $\Delta v_{emc}$ . Los cuadrados, rombos y triángulos representan los valores para tiempos de inyección de 3, 6 y 12 horas, respectivamente.

La Figura 2.9 muestra los tiempos de arribo de las EMCs y sus CFs en función de  $\Delta v_{emc}$ . Cuando se comparan los tiempos de arribo de cada EMC y su respectivo CF se encuentra que mientras mayor sea  $\Delta v_{emc}$  y  $\Delta t_{emc}$ , menor será la diferencia entre los tiempos de arribo de la EMC y de su choque.

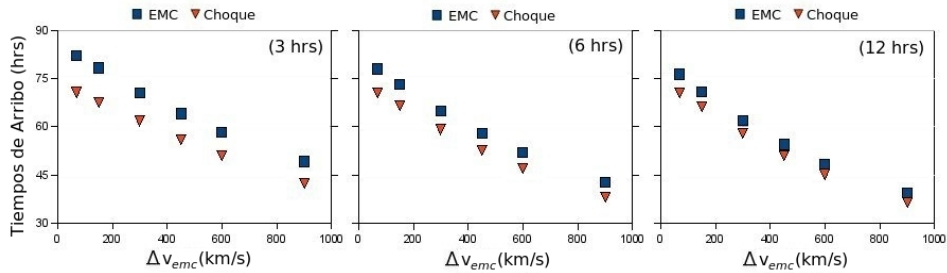


Figura 2.9: Tiempos de arribo de la EMC (cuadrados) y del CF (triángulos) en función de  $\Delta v_{emc}$  para los tres tiempos de inyección: 3, 6 y 12 horas.

En este sentido hay dos factores en este resultado. Por un lado, mientras mayor sea  $\Delta t_{emc}$  tanto mayor será  $d_{c1}$  (mayor etapa de impulsión) y por ende menor será la

duración de la etapa de desaceleración de la EMC, lo cual influirá en su tiempo de arribo, acercándolo al tiempo de arribo del choque. Por otro lado, mientras se incrementa  $\Delta v_{emc}$ , los tiempos de arribo de la EMC y de su choque disminuyen, puesto que sus velocidades de propagación resultan mayores, y por los mismo el sistema EMC-funda-choque tiene menos tiempo para evolucionar a su arribo a 1 UA.

### 2.4.2. Aceleraciones

Los tiempos de arribo son muy útiles para aplicaciones de clima espacial, ya que para la gran mayoría de las tormentas solares solamente es posible conocer el tiempo inicial de la EMC y la detección in-situ de su tránsito a 1 UA. Este intervalo depende de la velocidad de propagación de la EMC y del choque. Para el caso de la EMC, su velocidad está afectada por una desaceleración a partir de la primer distancia crítica ( $d_{c1}$ ), mientras que el decaimiento del choque iniciará a partir de la segunda distancia crítica ( $d_{c2}$ ). Como no es posible seguir observacionalmente la evolución del sistema EMC-funda-choque, es común calcular la desaceleración promedio a lo largo de todo el recorrido de una EMC hasta que se registra a 1 UA.

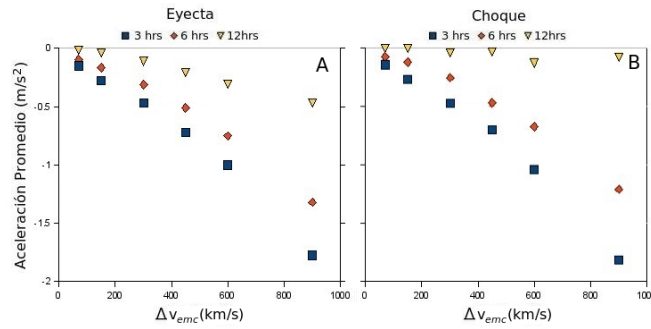


Figura 2.10: Aceleraciones promedio de la velocidad de la EMC (A) y de su choque (B) en función de  $\Delta v_{emc}$ . Los cuadros, rombos y triángulos corresponden a 3, 6 y 12 hrs de inyección respectivamente.

La Figura 2.10 muestra la aceleración promedio,

$$\bar{a} = \frac{v_{1UA} - v_{Ro}}{t_{arribo}} \quad (2.7)$$

donde  $v_{1UA}$  es la velocidad de la EMC o del choque a 1 UA,  $v_{Ro}$  es la respectiva velocidad de propagación antes de iniciar el decaimiento y  $t_{arribo}$  es el correspondiente tiempo de arribo, como función del incremento en velocidad  $\Delta v_{emc}$ .

Claramente la desaceleración promedio de la EMC aumenta en función del incremento de  $\Delta v_{emc}$ . La aceleración promedio del CF muestra un comportamiento similar con la excepción del caso con  $\Delta t_{emc} = 12 \text{ hrs}$ , donde la aceleración promedio es prácticamente nula puesto que las distancias críticas del choque son cercanas o superiores a 1 UA y por ello no se ha presentado aceleración en estos casos.

Finalmente, en la Figura 2.11 se comparan las aceleraciones promedio medidas por Gopalswamy et al. (2000) y las calculadas en las simulaciones numéricas. El panel izquierdo muestra los resultados como función de  $v_{emc}$  en la etapa impulsión, mientras que en el panel derecho los datos se ordenan como función de  $v_0 + \Delta v_{emc}$ . La mejor coincidencia se obtiene al comparar las aceleraciones como función de la velocidad de propagación de la EMC (Figura 2.11 (A)); encontrándose que entre menor es el tiempo de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ) los datos de las simulaciones son más cercanos a las observaciones de EMCs.

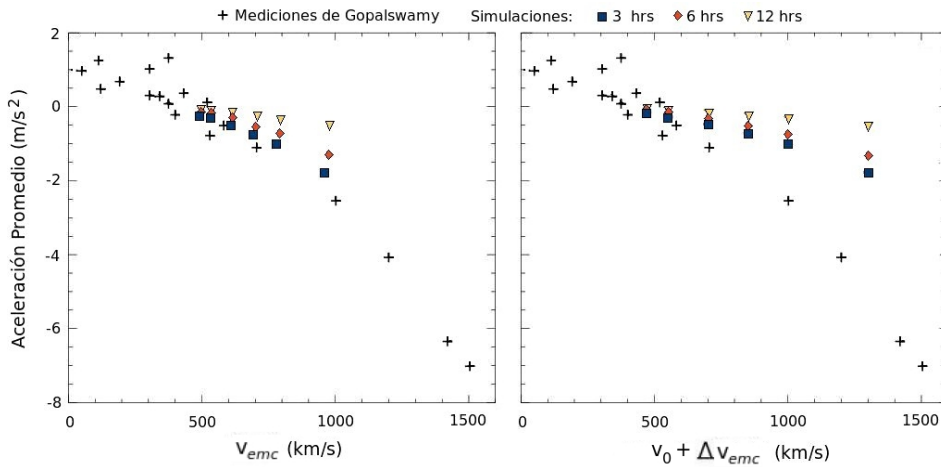


Figura 2.11: Comparación de las aceleraciones promedio medidas por Gopalswamy et al. (2000) y las obtenidas en las simulaciones. (A) Aceleración promedio vs  $v_{emc}$  durante la impulsión; (B) aceleración promedio vs velocidad de la perturbación ( $v_0 + \Delta v_{emc}$ ). En el caso de las observaciones, la aceleración promedio se calcula con las velocidades inferidas por medio de observaciones de coronógrafos y con mediciones in-situ a 1 UA.

Como se ha comentado, la aceleración que sufre la EMC depende de la velocidad relativa EMC-VS. Sin embargo, la aceleración promedio (ecuación [2.7]) depende también de la duración de su tránsito hasta 1 UA. Este tiempo está relacionado a  $t_{c1}$ ; el cual está determinado por las características del pulso y su duración ( $\Delta t_{emc}$ ). De acuerdo a la Figura 2.11, a tiempos de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ) menores, los resultados de las simulaciones son más parecidos a las observaciones. Por lo tanto, esta comparación podría interpretarse como una cota para los tiempos de inyección en las simulaciones, puesto que para  $\Delta t_{emc} > 6$  horas las simulaciones difieren significativamente de las observaciones. Por este motivo, pensamos que los tiempos mayores a 6 horas están fuera de los rangos esperados para las EMCs y por ello se dejarán fuera de estudios posteriores del presente trabajo. Otra razón que sugiere relegar los datos de tiempos de inyección de 12 horas es que de presentarse así en el medio interplanetario, los registros in-situ deberían mostrar el choque reverso, debido a que las distancias críticas asociadas a  $\Delta t_{emc} = 12$  hrs son cercanas a 1 UA (esto significa que la estructura de choque inicia su completo decaimiento en la región de la órbita terrestre).

En el Apéndice B se presenta una serie de tablas que resumen los resultados del estudio paramétrico mostrado en este capítulo.



# Capítulo 3

## Modelo Analítico

### Introducción

En este capítulo se presentará un modelo analítico que ha sido empleado en el estudio de la propagación de eyecciones de masa coronal (EMCs) a través del medio interplanetario (MI). Los resultados de este modelo se compararán con los datos de las simulaciones numéricas, lo cual mostrará las similitudes existentes entre ambos.

Las semejanzas que comparten los resultados de las simulaciones y el formalismo analítico permitirán interpretar las etapas de impulsión y decaimiento discutidas en el capítulo anterior. Además, al combinar resultados del modelo analítico y los efectos de la funda en la transmisión de la información, permitirá elaborar una aproximación de la evolución de una EMC rápida que describa, a grandes rasgos, los resultados de las simulaciones numéricas.

### 3.1. Modelo de Cantó

El formalismo de Cantó et al. (2000) describe la dinámica de la zona de interacción entre un fluido rápido que alcanza a uno lento (superficie de trabajo ST) . La Figura 3.1 (a) muestra el esquema de la interacción entre los dos fluidos, donde la ST es la estructura limitada por el frente de choque reverso o interior (CR) y el frente de choque frontal (CF). Esta estructura contiene el material chocado de los dos fluidos, los cuales están separados por una discontinuidad de contacto (DC). La Figura 3.1 (b) muestra el diagrama de velocidades de los dos fluidos en interacción, en donde la velocidad de propagación de la ST ( $v_{st}$ ) tiene un valor intermedio, entre el material rápido de la perturbación y el lento del ambiente. Es importante señalar que entre el material rápido y el lento que le sigue se forma una región vacía (“gap”) que origina la diferencia entre las velocidades del material de la perturbación y del viento ambiente.

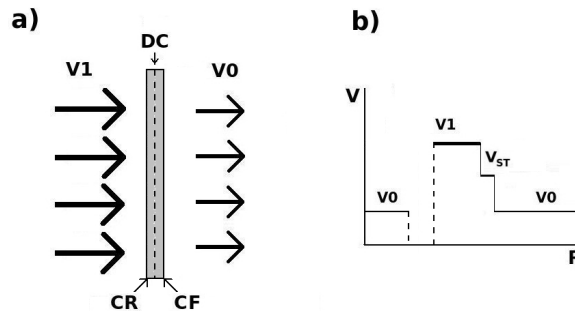


Figura 3.1: Esquema de una superficie de trabajo (ST). (a) Desde el marco de referencia de la ST: por el lado izquierdo se tiene el flujo rápido ( $V_1$ ) que se incorpora a la ST a través del choque reverso (CR); entre los frentes de choque de la ST se encuentra la discontinuidad de contacto (DC) que separa a los materiales chocados rápido del lento; por el lado derecho se tiene el choque frontal (CF) por el cual ingresa el material lento ( $V_0$ ) del medio ambiente. (b) Perfil de velocidades: primero (lado izquierdo) se tiene el medio ambiente con velocidad ( $V_0$ ) que fue inyectado después de la perturbación; le sigue una zona vacía de materia; a continuación se encuentra el material rápido de la perturbación; sigue la ST que se propaga una velocidad intermedia ( $v_{st}$ ) entre el flujo rápido y lento; finalmente el flujo lento del ambiente.

Este formalismo brinda una solución aproximada de la propagación del centro de masa de una estructura de choque cuyo ancho se considerada despreciable y se ha aplicado en el estudio de la evolución de las velocidades y tiempos de arribo de EMCs (Cantó et al., 2005). En el trabajo utilizaremos este modelo para estudiar los procesos dinámicos de gran escala que se presentan en la propagación de EMCs rápidas por medio

de la comparación de sus soluciones con los resultados de las simulaciones numéricas. En el Apéndice C se describe el desarrollo del formalismo de Cantó et al. (2000). A continuación sólo se presentarán algunos resultados.

### 3.1.1. Solución de una Variación de Salto

Se supondrá un viento ambiente que ocupa todo el dominio, este viento es expulsado con una velocidad  $v_0$ , mientras que la tasa de eyección de masa es  $\dot{m}_0$ . En el momento  $t = 0$  se presenta una variación de salto que modifica el valor de la velocidad y la tasa de eyección de masa a  $av_0$  y  $b\dot{m}_0$ , respectivamente, durante un tiempo  $\Delta t_{st}$ . Para el caso tratado  $a > 1$  y  $b > 1$ ; sin embargo, estas condiciones no son necesarias para resolver las ecuaciones de este formalismo.

La solución, para este caso particular, de velocidad de la ST resulta estar formada por dos diferentes etapas (ver Apéndice C): (1) velocidad constante y (2) desaceleración. La primer etapa termina a una distancia de la fuente  $d_c$  y a un tiempo  $t_c$  iniciando la segunda y última etapa.

A diferencia del modelo analítico que utiliza las variaciones de la velocidad ( $a$ ) y de pérdida de masa ( $b$ ), en las simulaciones numéricas se indican los cambios en velocidad y densidad por los parámetros  $\Delta v$  y  $\Delta n$ , respectivamente. Las equivalencias entre estas dos formas de manejar los datos se trata en el Apéndice D ecuaciones (D.5a), (D.5b) y (D.5c):

$$\begin{aligned} a &= \frac{v_0 + \Delta v}{v_0} \\ c &= \frac{n_0 + \Delta n}{n_0} \\ b &= ac \end{aligned}$$

relaciones que son equivalentes a:

$$\begin{aligned} \Delta v &= (a - 1)v_0 \\ \Delta n &= (c - 1)n_0 = \frac{b - a}{a}n_0 \end{aligned}$$

De una forma similar a como ocurrió en el caso numérico, para el formalismo analítico utilizaremos  $\Delta t_{st}$ ,  $\Delta n_{st}$ ,  $\Delta v_{st}$  y  $v_{st}$  para referirnos al tiempo de inyección, incremento



en la densidad, incremento en la velocidad y velocidad de propagación de la superficie de trabajo (ST) respectivamente.

La solución del problema particular de una variación de salto ya lo han realizado Cantó et al. (2005) y González et al. (2006). A continuación se presentarán únicamente los resultados, para mayor detalle revisar el Apéndice C.

### Etapa de Velocidad Constante

Debido a las propiedades de la perturbación (tipo pulso cuadrado) y de acuerdo a los desarrollos del Apéndice C, la ST se forma justo al ser inyectada (ecuaciones [C.3] y [C.2]). Su posición ( $r_{st}$ ) y velocidad ( $v_{st}$ ) están dadas por las ecuaciones (C.17) y (C.18):

$$r_{st} = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a + \sqrt{ab}} v_0 t$$

$$v_{st} = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a + \sqrt{ab}} v_0$$

Esta etapa se caracteriza por una velocidad de propagación de la ST constante, la cual se debe al equilibrio entre los flujos del material rápido y lento que se incorpora a ella. Este comportamiento continúa hasta la distancia ( $d_c$ ) y tiempo ( $t_c$ ) críticos, determinados por las ecuaciones (C.19a) y (C.19b):

$$d_c = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a - 1} v_0 \Delta t_{st}$$

$$t_c = \frac{a + \sqrt{ab}}{a - 1} \Delta t_{st}$$

donde  $d_c$  y  $t_c$  marcan, respectivamente, el lugar y tiempo en los cuales todo el material rápido de la perturbación se ha incorporado a la ST. A partir de este momento la ST deja de recibir material rápido acreta únicamente material lento del medio, iniciando así la etapa de desaceleración.

### Etapa de Desaceleración

Esta segunda etapa se extiende indefinidamente a partir de  $d_c$  y  $t_c$ . La solución para la posición de la ST está dada por la ecuación (C.21):

$$r_{st} = v_0 \left( t - b\Delta t_{st} + \sqrt{2(a-1)bt\Delta t_{st} - b(a-b)(\Delta t_{st})^2} \right)$$

al derivar respecto al tiempo se obtiene la velocidad de propagación, ecuación (C.22):

$$v_{st} = v_0 \left( 1 + \frac{(a-1)b\Delta t_{st}}{\sqrt{2(a-1)bt\Delta t_{st} - b(a-b)(\Delta t_{st})^2}} \right)$$

En esta etapa la velocidad de la ST decae asintóticamente hasta igualar la velocidad del medio ambiente.

En la Figura 3.2 se muestran las soluciones de las velocidades de STs y en ellas se observan las dos etapas de propagación: velocidad constante y desaceleración. Las distancias y tiempos críticos se señalan con líneas segmentadas y marcan la interfase entre las dos etapas. Las soluciones, para tres diferentes valores de  $a$  ( $\Delta v_{st}$ ), corresponden a un viento ambiente ( $v_0$ ) de 440 km/s con un tiempo de inyección  $\Delta t_{st} = 6$  horas y un valor de  $c = 2$  (incremento en la densidad  $\Delta n_{st} = n_0$ ).

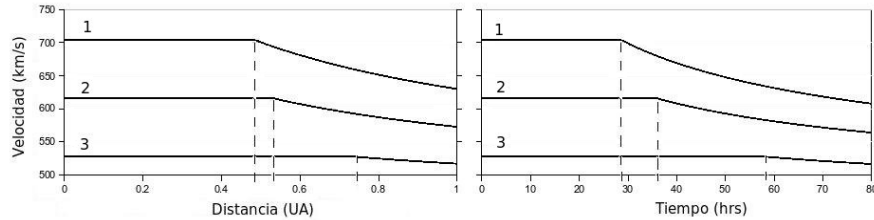


Figura 3.2: Soluciones de la velocidad de la ST ( $v_{st}$ ) respecto de la posición (izquierda) y del tiempo (derecha). Los valores utilizados para los cálculos fueron  $v_0 = 440$  km/s y un  $\Delta t_{st} = 6$  horas; mientras que  $a = 2.023$ ,  $b = 4.045$ ;  $a = 1.682$ ,  $b = 3.364$  y  $a = 1.341$ ,  $b = 2.682$  definieron los perfiles 1, 2 y 3 respectivamente. Las distancias y tiempos críticos se marcan en ambos gráficos con líneas segmentadas. Los correspondientes valores en las variaciones de densidad y velocidad fueron:  $\Delta n_{st} = n_0$ , (1)  $\Delta v_{st} = 450$  km/s, (2)  $\Delta v_{st} = 300$  km/s y (3)  $\Delta v_{st} = 150$  km/s.

La Figura 3.3 muestra un aspecto interesante del comportamiento de las distancias y tiempos críticos en la propagación de STs como función del incremento  $a$  en la velocidad

( $\Delta v_{st}$ ). Se aprecia que las curvas, cada una correspondiendo a distintas variaciones de densidad ( $c$ ), siguen evoluciones similares. También se observa que mientras las distancias poseen un mínimo para después crecer linealmente como  $v_0 \Delta t_{st} + \sqrt{c} v_0 \Delta t_{st} a$ , los tiempos críticos tienden al valor asintótico  $(1 + \sqrt{c}) \Delta t_{st}$  para valores grandes de  $a$  ( $\Delta v_{st}$ ).

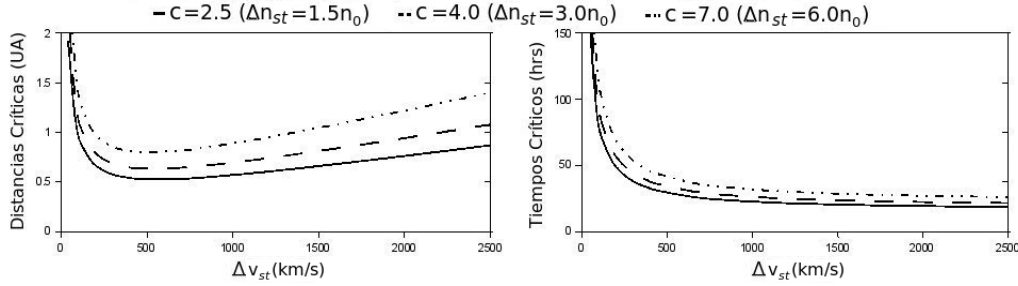


Figura 3.3: Distancias (izquierda) y tiempos críticos (derecha) para las soluciones de STs de acuerdo al formalismo de Cantó et al. (2000) en función del incremento en la velocidad  $\Delta v_{st}$  ( $a$ ) para un  $\Delta t_{st} = 6$  hrs. Las líneas continua, segmentada y segmentada-doble punteada corresponden a valores de  $c = 2.5$ ,  $c = 4.0$  y  $c = 7.0$  respectivamente. El viento ambiente ( $v_0$ ) tiene una velocidad de 440 km/s. Los incrementos en la densidad ( $\Delta n_{st}$ ) fueron de  $1.5n_0$ ,  $3n_0$  y  $6n_0$ .

Es importante señalar que las perturbaciones en densidad ( $\Delta n_{emc} = n_0$  o  $c = 2$ ) y velocidad ( $70 \text{ km/s} \leq \Delta v_{emc} \leq 900 \text{ km/s}$  o  $1,175 \leq a \leq 3,250$ ) de las simulaciones coinciden aproximadamente con los rangos donde las distancias críticas de las STs alcanzan sus mínimos (ver panel izquierdo de la Figura 3.3, curva  $c = 2.5$ ).

### 3.1.2. Resultados Analíticos y Numéricos

La propagación de una ST en una variación de tipo salto presenta dos etapas, tal como lo hacen los resultados numéricos de la velocidad de la EMC y de su choque frontal (CF). Las similitudes entre las soluciones analíticas de la velocidad de una ST y los perfiles de velocidad de las simulaciones numéricas invitan a comparar sus evoluciones y los factores físicos que las condicionan. Sin embargo, ¿a qué estructura correspondería una superficie de trabajo en las simulaciones numéricas?

La figura 3.4 presenta los perfiles de velocidad, temperatura y densidad para un ejercicio numérico a 40 horas después de la inyección de una EMC con un  $\Delta t_{emc} =$

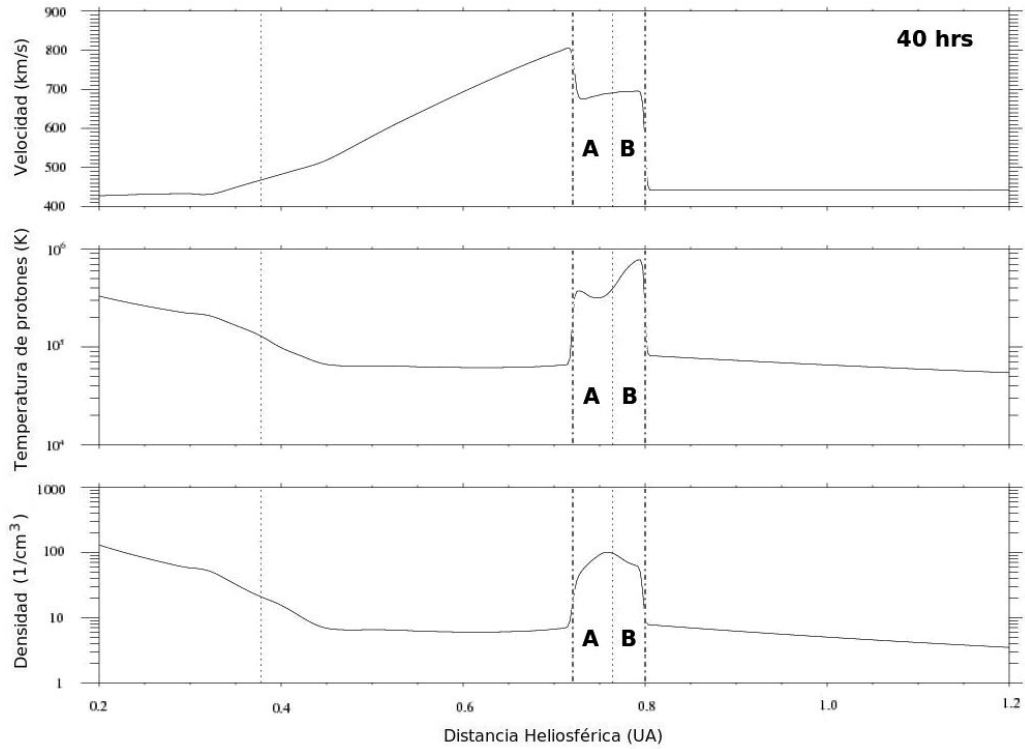


Figura 3.4: Estructura de choque en las simulaciones. Perfiles de velocidad, temperatura y densidad para un  $\Delta v_{emc} = 450$  km/s ( $a \approx 2,023$  y  $c = 2$ ),  $\Delta t_{emc} = 12$  hrs, a las 40 hrs de la simulación. Las líneas punteadas marcan los límites del material de la EMC, las líneas segmentadas-punteadas señalan los choques delantero y reverso. El material chocado de la EMC se marca con (A), mientras que el material chocado del ambiente se marca con (B).

12 hrs y un  $\Delta v_{emc} = 450$  km/s (el subíndice *emc* significa que se trata de valores de las simulaciones numéricas). Los límites de la estructura de choque se marcan con líneas segmentadas-punteadas indicando las posiciones de los choques reverso (CR) y frontal (CF), que corresponderían a las fronteras de la ST. Dentro de esta estructura se encuentra el material chocado de la EMC (A) y del viento ambiente (B), separados por una línea punteada que marca la nariz de la EMC, posición que corresponde a la discontinuidad de contacto. Esta interfase se puede indentificar por el máximo en el perfil de densidad del material chocado.

Existen diferencias entre las simulaciones numéricas y el modelo analítico. En las simulaciones es importante la evolución del material chocado (de la EMC y del VS), mientras que en las soluciones de una ST esta estructura no se toma en cuenta. En las

simulaciones aparece una zona de rarefacción en la parte trasera de la EMC, que se origina por la diferencia de velocidades del material de la EMC no chocado y del viento solar ambiente que le sigue. En las soluciones analíticas de la ST, no se presenta una zona de rarefacción sino un vacío (gap), que carece de efecto sobre la evolución de la ST.

En la Figura 3.4 se puede observar la zona de rarefacción que se forma en la parte trasera de la EMC, esta región de baja densidad inicia alrededor de 0.35 UA y finaliza en el choque reverso ( $\sim 0.75$  UA). La zona de rarefacción (baja densidad) genera un gradiente negativo de presión (en la región de la primer línea punteada de izquierda a derecha de la figura), el cual afecta la evolución de la parte trasera de la EMC modificando su velocidad e impidiendo el libre tránsito del material rápido de la EMC, provocando que parte de este material no pueda atravesar el choque reverso (CR). Además de lo anterior, la zona de rarefacción provoca un considerable aumento en el tamaño de la EMC; en el caso de la figura el material de la EMC tiene un ancho radial aproximado de 0.4 UA, mientras que el ancho del material chocado (de la EMC y la funda) casi alcanza 0.1 UA. Hay que recordar que en el caso de una ST la estructura del material chocado se considera despreciable.

Otro aspecto de gran importancia es el significado del tiempo crítico de la ST ( $t_c$ ); debido a que  $t_c$  se define como el momento cuando todo el material rápido se incorpora a la ST, lo cual ocurre cuando dicho material atraviesa el CR. De esta forma  $t_c$  también define el momento cuando el choque reverso (CR) inicia su decaimiento, correspondiente al  $t_{c0}$  de las simulaciones numéricas.

En la siguiente sección se compararán los resultados numéricos y analíticos; para realizar esto, se supondrá que el centro de masa de la estructura de choque es cercano a la discontinuidad de contacto, lo que permite relacionar la posición y velocidad de la ST con los respectivos valores de la nariz de la EMC.

En el caso numérico, el viento ambiente se inyecta con una velocidad inicial de 400 km/s y alcanza una velocidad final aproximada de 440 km/s a 1 UA. Con el fin de compensar este efecto, en el modelo analítico se calculan las soluciones para vientos ambientes de 400 y 440 km/s. Las perturbaciones cuadradas se caracterizaron por una variación en la densidad  $\Delta n_{st} = n_0$  ( $c = 2$ ) e incrementos en la velocidad  $\Delta v_{st} = 150, 300, 450, 600$  y  $900$  km/s respecto al viento ambiente y tiempos de inyección de 3, 6 y 12 horas. El dominio espacial abarcó de 0.08 a 1.2 UA.

## Velocidades de Propagación

La Figura 3.5 compara las velocidades de propagación de las EMCs y STs durante la etapa de impulsión (antes de presentarse sus tiempos críticos), en función del respectivo  $\Delta v$ . En el gráfico vemos que durante la fase de impulsión, la velocidad de propagación de la EMC y la ST coinciden muy bien, en particular para el caso de las soluciones analíticas con un viento ambiente de 440 km/s. El modelo analítico, resuelto con  $v_0 = 440$  km/s, predice la velocidad de propagación de la discontinuidad de contacto (nariz de la EMC) durante la fase de impulsión, por este motivo serán las soluciones con  $v_0 = 440$  km/s las que se comparen con los resultados de las simulaciones numéricas. Es importante señalar que la velocidad de propagación de una ST ( $v_{st}$ ) no depende del valor de  $\Delta t_{st}$  (ecuación [C.18]); un comportamiento similar se obtiene en las simulaciones numéricas.

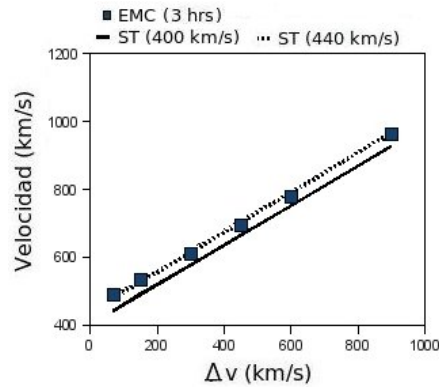


Figura 3.5: Velocidades de propagación de la EMC hasta antes de  $t_{c1}$ . Los cuadrados muestran los datos para inyecciones de 3 hrs. La línea sólida y la punteada, soluciones del modelo analítico, marcan las velocidades de propagación de la ST para vientos ambientes de 400 y 440 km/s respectivamente y un  $\Delta t_{st} = 3$  hrs. Todos los datos están como función del respectivo  $\Delta v$  y para todos los casos la variación en la densidad  $\Delta n = n_0$  ( $c = 2$ ). Es importante señalar que, para todo fin práctico, los valores de la velocidad de propagación de las simulaciones para diferentes  $\Delta t_{emc}$  no variaron; mientras que los valores de la velocidad de propagación de la ST no dependen del valor de  $\Delta t_{st}$ .

## Tiempos Críticos

Previamente, la Figura 3.3 mostró el comportamiento de los tiempos críticos para las soluciones de una ST de acuerdo al formalismo de Cantó et al. (2000). En la Figura 3.6 se hace una comparación de los tiempos críticos de una ST y los obtenidos

numéricamente. Se observa que, en general, los tiempos críticos de la ST (curvas) se alejan de los valores de las simulaciones (cuadrados, rombos y triángulos) conforme aumenta el tiempo de inyección. Para el caso de un  $\Delta t_{st} = 3$  horas la curva de tiempos críticos de la ST presentan valores intermedios a los  $t_{c2}$  y  $t_{c1}$  de las simulaciones; nótese que la magnitud de  $t_c$  superó los valores de las simulaciones para un  $\Delta t_{st} = 6$  horas.

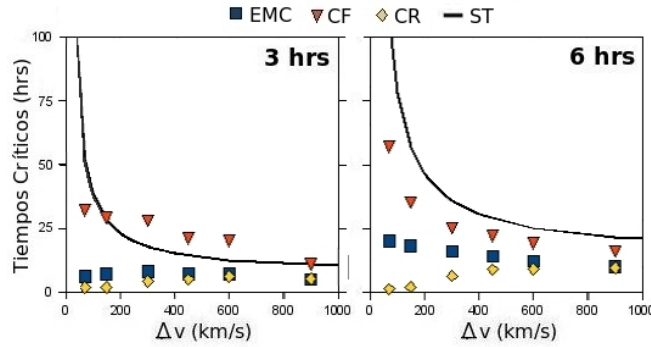


Figura 3.6: Tiempos críticos de las simulaciones numéricas y del modelo analítico en función de  $\Delta v$  para tiempos de inyección ( $\Delta t$ ) de 3 y 6 horas respectivamente. Los cuadrados, triángulos y rombos marcan los valores de los tiempos críticos de la EMC ( $t_{c1}$ ), del CF ( $t_{c2}$ ) y del CR ( $t_{c0}$ ). La línea señala los valores del tiempo crítico ( $t_c$ ) del modelo analítico con un viento ambiente de 440 km/s. En todos los casos la variación en la densidad  $\Delta n = n_0$  ( $c = 2$ ).

Es interesante resaltar que para todos los casos, los valores de los tiempos críticos de las ST ( $t_c$ ) parecen estar desplazados respecto a los correspondientes valores numéricos ( $t_{c0}$ ). Esto podría encontrar explicación en el efecto que tiene la zona de rarefacción que se encuentra en la cola de las EMCs (ver Figuras 2.2 y 3.4). Puesto que, en las simulaciones, la zona de rarefacción impide que parte del material rápido de la perturbación se incorpore a la estructura de choque. En el caso de una ST esto correspondería a una reducción del material rápido que penetra en ella, lo que equivaldría a una disminución de la masa rápida inyectada, i.e. una reducción del tiempo de inyección ( $\Delta t_{st}$ ) del material rápido; con la consecuente reducción de  $t_c$ .

Para corroborar lo anterior, se realizaron comparaciones entre los tiempos críticos de las simulaciones y del formalismo de Cantó, el cual fue resuelto con diferentes tiempos de inyección en un viento ambiente de 440 km/s.

Si se considera la estructura del material chocado, el tiempo crítico de la ST ( $t_c$ ) marcará el momento cuando el material rápido atraviesa el CR, representado en las

simulaciones por  $t_{c0}$ . El mejor ajuste entre los valores de  $t_{c0}$  y  $t_c$  se obtuvo para  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}/4$ , resultados que se muestran en la Figura 3.7. Es importante señalar que en los datos con  $\Delta v < 300$  km/s existieron fuertes diferencias, mientras que las variaciones entre los valores de  $t_{c0}$  y de  $t_c$  crecieron conforme aumentó  $\Delta t$ .

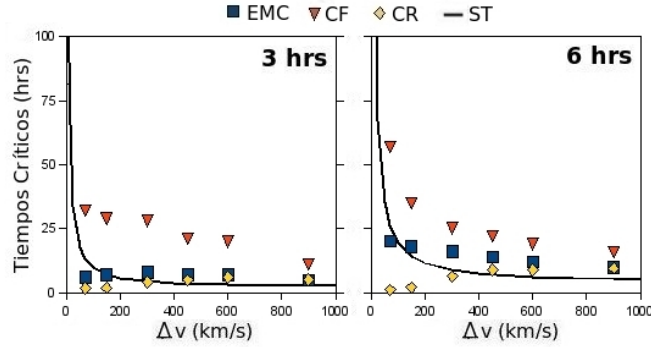


Figura 3.7: Tiempos críticos de las simulaciones numéricas y del modelo analítico en función del correspondiente  $\Delta v$ . Los cuadrados y triángulos marcan los valores de los tiempos críticos de la EMC ( $t_{c1}$ ), del CF ( $t_{c2}$ ) y del CR ( $t_{c0}$ ) con tiempos de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ) de 3 y 6 respectivamente. La línea señala los valores del tiempo crítico ( $t_c$ ) del modelo analítico con un viento ambiente de 440 km/s tiempos de inyección ( $\Delta t_{st}$ ) de 0.75 y 1.5 horas. Para todos los casos la variación en la densidad  $\Delta n = n_0$  ( $c = 2$ ).

### Velocidades de Arribo y Aceleraciones

Las velocidades de propagación de las EMCs y las STs durante la etapa impulsada muestran gran similitud (Figura 3.5). No ocurre así en el caso de las velocidades de arribo. En la Figura 3.8 (A) se muestran los resultados cuando se utiliza  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}$ , encontrándose que las velocidades de arribo de las EMCs son siempre superadas por las velocidades de las STs. Las soluciones con  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}/4$  (Figura 3.8 B) tampoco muestran una buena concordancia con las simulaciones, siendo inferiores los valores analíticos a los correspondientes numéricos.

Las diferencias más pronunciadas se presentaron en las EMCs más energéticas (mayores valores de  $\Delta v_{emc}$  y  $\Delta t_{emc}$ ). Esto podría deberse a que, en estos casos, los efectos debidos a la estructura de choque (el material chocado de la EMC y del ambiente) empieza a cobrar mayor importancia en las simulaciones, haciendo que la comparación de la estructura de material chocado de las simulaciones con una ST no sea del todo



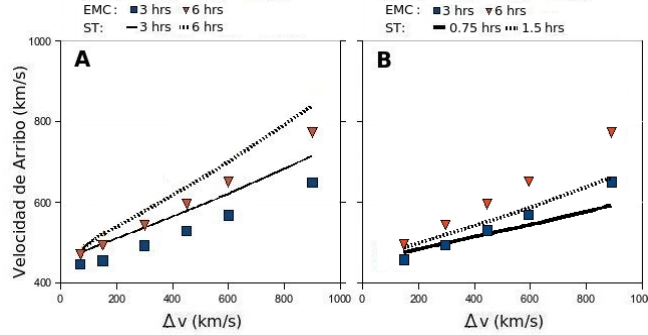


Figura 3.8: Velocidades de arribo en función del correspondiente  $\Delta v$  para una inyección de  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}$  (A) y  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}/4$  (B). Los cuadrados y rombos corresponden a las velocidades de EMCs con  $\Delta t_{emc}$  de 3 y 6 respectivamente. La línea sólida y punteada corresponden a soluciones del modelo analítico con  $\Delta t_{st} = 0.75$  y  $1.5$  hrs en un viento ambiente de  $440$  km/s. Para todos los casos la variación en la densidad  $\Delta n = n_0$  ( $c = 2$ ).

adecuada. Debido a que mientras una ST es la representación de toda la estructura de choque en una superficie localizada en el centro de masa del material chocado, en las simulaciones la estructura de choque no es despreciable y parece tener importancia en la evolución del sistema.

Debido a que existen diferencias entre las velocidades de arribo, es de esperarse que las aceleraciones medias (Gopalswamy et al., 2000) difieran también. En la Figura 3.9 se muestra la comparación entre las aceleraciones promedio (medidas hasta  $1$  UA) de las simulaciones y de las soluciones analíticas. Se presentaron diferencias entre los resultados analíticos y los datos numéricos para los casos de  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}$  y  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}/4$ , siendo las aceleraciones promedio de la ST de menor magnitud que las aceleraciones promedio de las EMC para el primer caso y en el segundo superaban la magnitud de los valores de las simulaciones.

### 3.1.3. Discusión

Una ST, originada por un pulso cuadrado en la velocidad y densidad, presenta dos etapas en su propagación: impulsión y decaimiento; la diferencia entre estas etapas radica en el balance entre los flujos de materia que se incorporan dentro de ella. En la etapa de impulsión se mantiene un equilibrio entre los flujos del material lento y rápido, dotando a la ST de una velocidad constante. Al cesar el flujo del material rápido de la

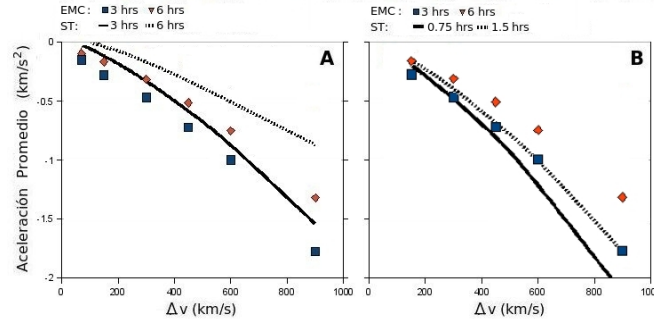


Figura 3.9: Aceleraciones medias hasta 1 UA de los resultados numéricos y analíticos para una inyección de  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}$  (A) y una de  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}/4$  (B) en función del correspondiente  $\Delta v$ . Los cuadrados, rombos y triángulos corresponden a los resultados de las simulaciones con  $\Delta t_{emc}$  de 3 y 6 hrs respectivamente. Las líneas sólida y punteada corresponden a los valores del modelo analítico con  $\Delta t_{st} = 0.75$  y 1.5 hrs en un viento ambiente de 440 km/s, para todos los casos la variación en la densidad  $\Delta n = n_0$  ( $c = 2$ ).

perturbación, únicamente el flujo de material lento del medio ambiente se incorpora a la ST, provocando su desaceleración.

Las velocidades de propagación de una ST son altamente similares a las velocidades de propagación de las EMCs; mientras que las soluciones de una ST con inyecciones de  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}/4$  no empataron del todo con los tiempos críticos, tiempos de arribo y aceleraciones promedio de las EMCs, sin embargo dichas diferencias no excedieron el 15 %.

Las similitudes entre los resultados analíticos y numéricos dan pauta para aproximar la dinámica de una EMC a través de la dinámica de una ST. De esta forma, extrapolando las ideas de la ST, se puede justificar la velocidad cuasiconstante de la EMC en la etapa de impulsión al balance entre el impulso proveniente del material rápido de la EMC y la oposición que el viento solar (VS) impone a su propagación. Finalmente, el cese de impulsión marca el inicio de la etapa donde el material lento del VS domina dinámicamente la evolución del sistema.

## 3.2. Aproximación del Desacoplamiento

La comparación entre los resultados numéricos y analíticos muestran similitudes e indican algunas diferencias. Por construcción, el modelo de Cantó et al. (2000) desprecia la estructura del material chocado para resolver la dinámica de una ST; pero al no considerar la estructura del material chocado se omiten los procesos que ocurren “dentro” de éste. La existencia de la distancia crítica del CF ( $d_{c2}$ ) es un ejemplo, ya que aparentemente ésta se debe al retardo en la transmisión de la información de la nariz de la EMC al choque frontal (CF).

Las simulaciones numéricas muestran que el sistema EMC-Funda-CF sigue una evolución de 3 etapas: impulsión, desacoplamiento y decaimiento (Capítulo 2). En esta sección se intentará construir una aproximación que reproduzca los resultados de las simulaciones numéricas.

Esta aproximación del *desacoplamiento* utiliza el formalismo de Cantó et al. (2000) para resolver la etapa de impulsión y decaimiento de la velocidad de la EMC ( $v_{emc}$ ). Para calcular los valores de las velocidades del CF ( $v_{cf}$ ) y del CR ( $v_{cr}$ ), en la respectiva etapa de impulsión, se utilizan las relaciones de Rankine-Hugoniot; mientras que la descripción de la etapa de decaimiento se hace por medio de la solución de Cavaliere and Messina (1976) adecuada a cada caso.

En adelante se utilizará el tiempo crítico de la ST para aproximar el valor del tiempo crítico del CR ( $t_{c0}$ ). Al conocerse el valor de  $t_{c0}$  se pueden calcular valores aproximados para el tiempo crítico de la EMC ( $t_{c1}$ ) y del CF ( $t_{c2}$ ). A continuación se presenta el desarrollo de la aproximación del ‘Desacoplamiento’, los fundamentos del mismo se discuten en el Apéndice D.

### Viento Solar Ambiente

En primera instancia se construye un viento solar ambiente, el cual consiste en un gas ideal neutro de protones y electrones con  $\gamma = 1.5$  en expansión libre, cuya velocidad radial es constante; los valores de la velocidad ( $v$ ), densidad numérica ( $n$ ) y

temperatura ( $T$ ) están dadas por las ecuaciones (D.1), (D.2) y (D.3):

$$\begin{aligned}v(r) &= v_0 \\n(r) &= n_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \\T(r) &= T_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{2(\gamma-1)}\end{aligned}$$

En la Tabla 3.1 se muestran las propiedades de este viento ambiente en la frontera interior (0.08 UA) y exterior (1 UA) del dominio.

Tabla 3.1: Aproximación del ‘desacoplamiento’. Valores de las propiedades del viento solar ambiente en la frontera interior y a 1 UA.

$R$ (UA)	$v_0$ (km/s)	$n$ ( $1/m^{-3}$ )	$T$ (K)
0.08	440	$806 \times 10^6$	$7.610 \times 10^5$
1.00	440	$5.56 \times 10^6$	$0.553 \times 10^5$

Ya establecido el viento ambiente, se inyecta un pulso cuadrado (EMC) en la velocidad ( $\Delta v_{emc}$ ), densidad ( $\Delta n_{emc}$ ) y en la temperatura ( $\Delta T_{emc}$ ); posteriormente se utilizan los resultados del formalismo de Cantó et al. (2000) para conocer cuándo se forma la estructura de choque, el valor de la velocidad de propagación de la ST y los valores de  $t_{c1}$  y  $d_{c1}$ .

## Impulsión

Durante la etapa de impulsión se presentará la inyección de la perturbación y la formación de la estructura de choque. Para describir esta etapa se necesitan conocer las velocidades de la EMC, del CF y del CR al igual que saber el valor del tiempo crítico del CR ( $t_{c0}$ ).

La formación de la estructura de choque, de acuerdo a las ecuaciones (C.2) y (C.3), se presentará instantáneamente en el lugar donde se da la inyección de la perturbación; mientras que la velocidad de propagación de la EMC ( $v_{emc}$ ) estará dada por la ecuación

(D.4):

$$v_{emc} = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a + \sqrt{ab}} v_0$$

Por otra parte, si se considera que la EMC impulsa al choque frontal (CF), esto nos permite estimar la velocidad de propagación de este choque ( $v_{cf}$ ) utilizando las relaciones de Rankine-Hugoniot (ecuación (D.7)):

$$v_{cf} = \frac{(\gamma + 1) M^2}{2(M^2 - 1)} v_{emc} - \frac{2 + M^2(\gamma - 1)}{2(M^2 - 1)} v_0$$

de una forma similar se obtiene la velocidad ( $v_{cr}$ ) del choque reverso (CR) (ecuación (D.8)):

$$v_{cr} = \frac{(\gamma + 1) M^2}{2(M^2 - 1)} v_{emc} - \frac{2 + M^2(\gamma - 1)}{2(M^2 - 1)} (v_0 + \Delta v_{emc})$$

Finalmente el tiempo crítico y la distancia crítica del CR estarán dados por las ecuaciones (D.10-D.11):

$$t_{c0} = \frac{a + \sqrt{ab}}{a - 1} \frac{\Delta t_{emc}}{4}$$

$$d_{c0} = v_{cr} t_{c0}$$

## Desacoplamiento

Para describir esta etapa se requieren los valores de los tiempos críticos de la EMC ( $t_{c1}$ ) y del CF ( $t_{c2}$ ); ambos relacionados con la rapidez de la transmisión de la información a través del material chocado de la EMC y la funda respectivamente.

El tiempo crítico de la EMC ( $t_{c1}$ ) se calculará por medio de una aproximación lineal que mide el tiempo de recorrido de la información del a través del material chocado de la EMC, información que se desplaza a la velocidad del sonido ( $c_S$ ). De esta forma el tiempo crítico ( $t_{c1}$ ) está dado por la ecuación (D.12):

$$t_{c1} = \frac{c_S}{v_{cr} + c_S - v_{emc}} t_{c0}$$

y la distancia crítica de la EMC la dará la ecuación (D.13):

$$d_{c1} = v_{emc}t_{c1}$$

El cálculo del tiempo  $t_{c2}$  y la distancia crítica ( $d_{c2}$ ) del CF, los cuales marcan el término de la etapa de desacoplamiento, se realiza por medio de una aproximación a primer orden del tránsito de la información, propagándose a la velocidad del sonido ( $c_S$ ), desde la nariz de la EMC hasta el CF, ecuaciones (D.17) y (D.18):

$$t_{c2} \approx \frac{-\chi + \sqrt{\chi^2 + 2(v_{cf} - v_{emc})c'_S t_{c1}}}{c'_S} + t_{c1}$$

$$d_{c2} \approx v_{cf}t_{c2}$$

donde  $\chi = v_{emc} + c_S - v_{cf}$ .

### Decaimiento

A partir de  $t_{c1}$  la velocidad de la EMC inicia su desaceleración (decaimiento), la cual seguirá el decaimiento de la velocidad de una ST; por esto  $v_{emc}$  a partir de  $t_{c1}$  estará dada por la ecuación (D.19):

$$v_{emc} = v_0 \left( 1 + \frac{(a-1)b\xi}{\sqrt{2(a-1)bt\xi - b(a-b)\xi^2}} \right)$$

en donde  $\xi$  surge por haber tomado en consideración la estructura del material chocado de la ST. El valor de  $\xi$  está dado por:

$$\xi = \frac{a-1}{a + \sqrt{ab}} t_{c1}$$

De forma similar a la EMC, cuando el CF supera  $t_{c2}$  cesa su impulsión (no recibe más energía, i.e.  $E(t) = E_0$ ) y da inicio su decaimiento, etapa que será descrita por la solución particular del desarrollo de Cavaliere and Messina (1976) para un perfil de densidad que decae como  $r^{-2}$ , ecuación (D.21b):

$$v_{cf} = v_{cf0} \sqrt{\frac{r_{cf0}}{r_{cf}}}$$

Mientras que para tiempos posteriores a  $t_{c0}$  ocurrirá lo mismo para el CR pero, a diferencia de del CF, el choque reverso se desplazará en un campo de densidades cuasiconstante, generado por la zona de rarefacción. Por esto su velocidad estará dada por la ecuación (D.22b):

$$v_{cr} = v_{cf0} \left( \frac{r_{cf0}}{r_{cf}} \right)^{2/3}$$

### Ejemplo

La Figura 3.10 muestra un ejemplo de las soluciones obtenidas con esta aproximación. Debido a la forma de su construcción, el modelo reproduce las tres etapas que se obtienen en las simulaciones numéricas. Mostrando las etapas de impulsión y decaimiento (Figura 3.10 (A)), la primera está caracterizada por una velocidad de propagación constante para la EMC y su choque; mientras que en la segunda ambas velocidades disminuyen su valor gradualmente.

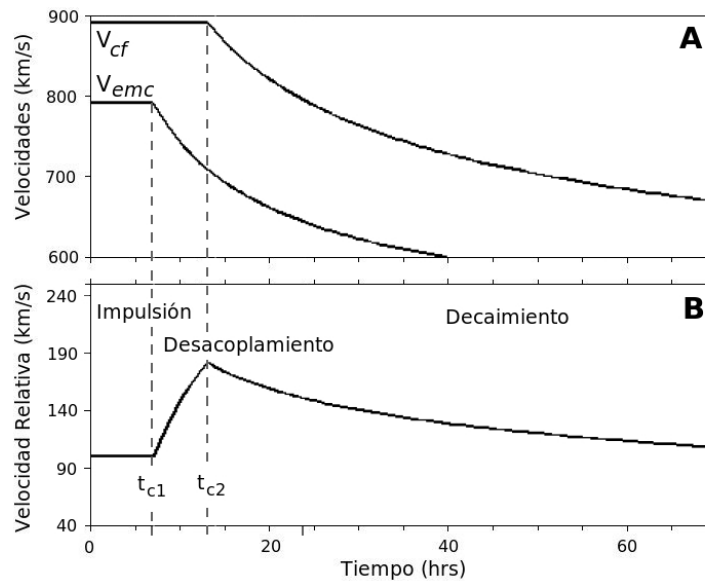


Figura 3.10: Aproximación del 'desacoplamiento', (arriba) evolución de velocidad de la EMC y su CF (A); (abajo) velocidad relativa choque-EMC. Los resultados corresponden a un pulso cuadrado con  $\Delta t_{emc} = 6$  hrs,  $\Delta v_{emc} = 600$  km/s y  $M = 6.2$ . Las líneas segmentadas marcan los tiempos críticos de la EMC y del CF.

Por su parte, la velocidad relativa CF-EMC ( $v_{rel}$ ) exhibe los tres procesos en la evolución del sistema: impulsión, desacoplamiento y decaimiento. La Figura 3.10 (B) muestra el proceso de impulsión con una velocidad relativa constante; en el proceso de desacoplamiento la velocidad relativa crece respecto del valor de impulsión y finalmente en el decaimiento el valor de la velocidad relativa disminuye constantemente. El límite de cada proceso del sistema está dado por los tiempos críticos, los cuales se marcan con líneas segmentadas.

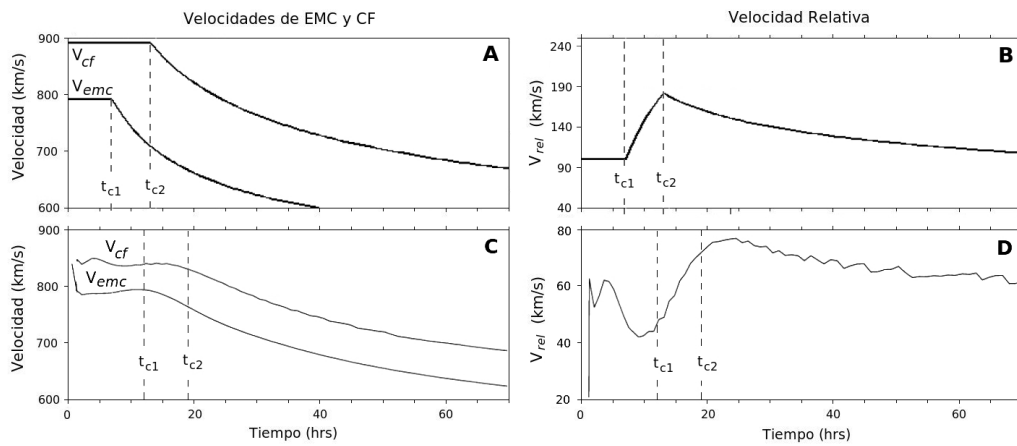


Figura 3.11: Comparación de un evento numérico (páneos inferiores) y su contraparte en la aproximación del ‘desacoplamiento’ (páneos superiores). Columna izquierda: evolución de las velocidades de la EMC y el choque frontal. Columna derecha: evolución de la velocidad relativa CF-EMC vs tiempo. El evento corresponde a un  $\Delta t_{emc} = 6$  horas, una  $\Delta v_{emc} = 600$  km/s, a un  $M = 6.2$ . Las líneas segmentadas marcan los tiempos críticos de la EMC y del choque deltantero.

La Figura 3.11 muestra una comparación entre los resultados de las simulaciones numéricas (gráficos inferiores) y los de la aproximación del ‘desacoplamiento’ (gráficos superiores). La aproximación analítica tiene una buena similitud con los resultados numéricos. Las diferencias se concentran en los valores de los tiempos críticos y la magnitud de la velocidad de propagación del CF, siendo mayor en la aproximación analítica que en las simulaciones; sin embargo, la velocidad del choque en la aproximación analítica no rebasa el 8% de diferencia con su contraparte numérica.



### 3.2.1. Aproximaciones y Simulaciones

A continuación se comparan los resultados de la aproximación del ‘desacoplamiento’ con los resultados de las simulaciones numéricas, de la misma manera que se hizo en la primera parte del capítulo con los resultados de las soluciones de las STs. En la Tabla 3.2 se muestran los cálculos que se realizaron utilizando 10 de las 18 simulaciones que se estudiaron en el Capítulo 2, omitiendo los eventos con las EMCs menos rápidas y los casos de tiempos de inyección de 12 horas.

Tabla 3.2: Eventos estudiados con la aproximación analítica del ‘desacoplamiento’.

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc}$ (km/s)	$\Delta n_{emc}$
3, 6	150	$n_0$
3, 6	300	$n_0$
3, 6	450	$n_0$
3, 6	600	$n_0$
3, 6	900	$n_0$

### Distancias y Tiempos Críticos

La Figura 3.12 muestra las comparaciones de las distancias y tiempos críticos de las simulaciones y de la aproximación del ‘desacoplamiento’. Los tiempos críticos del CR ( $t_{c0}$ ) se calcularon por medio de los valores de  $t_c$  obtenidos mediante el formalismo de Cantó et al. (2000); usando estos valores se aproximaron los tiempos críticos de la EMC ( $t_{c1}$ ) y del CF ( $t_{c2}$ ), estimando el tiempo de propagación de la información a través del material chocado de la EMC y la funda respectivamente. Las distancias críticas se obtuvieron con el producto del tiempo crítico y la velocidad correspondiente a cada caso.

La figura muestra que para tiempos inyección ( $\Delta t_{emc}$ ) cortos (3 horas) hay una realtiva concordancia entre los valores numéricos y analíticos, mientras que para el caso de 6 horas de inyección las similitudes se acrecentan. Nótese que el incremento en velocidad ( $\Delta v_{emc}$ ) no parece afectar la concordancia entre la curva y los puntos, como sí lo hace  $\Delta t_{emc}$ .

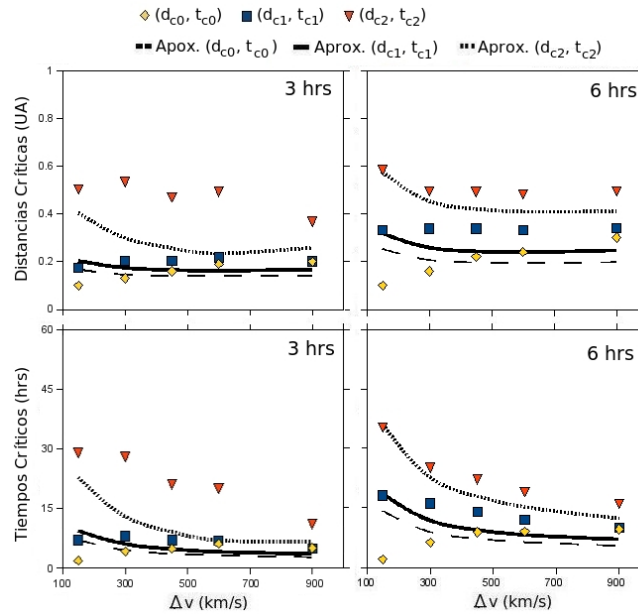


Figura 3.12: Distancias (arriba) y tiempos (abajo) críticos en función de  $\Delta v_{emc}$  para los diferentes tiempos de inyección. Los cuadros y los rombos corresponden a los valores de las simulaciones para la EMC, el CF y el CR respectivamente. Las líneas continua, punteada y segmentada muestran los valores respectivos de la EMC, CF y CR. La aproximación se realizó con un  $v_0 = 440$  km/s y un  $c = 2$ .

### Velocidades y Aceleraciones

La velocidad de la EMC durante la etapa de propagación impulsada se obtiene a partir del modelo de Cantó et al. (2000); sin embargo, las velocidades de los choques se calculan utilizando ecuaciones de Rankine-Hugoniot. La Figura 3.13 muestra la comparación entre las soluciones analítica y numérica de las velocidades del CF (panel A) y del CR (panel B) en su respectiva etapa de impulsión. Se observa una concordancia aceptable entre la curva y los puntos numéricos; sin embargo, en los dos casos las velocidades de los choques en la aproximación analítica se distanciaron ligeramente a las correspondientes velocidades de las simulaciones. Que los valores de las velocidades del CF resulten mayores en el modelo analítico repercute necesariamente en los resultados de las velocidades relativas, los cálculos de  $t_{c1}$  y  $t_{c2}$ , así como en las velocidades de arribo.

La Figura 3.14 muestra las velocidades de arribo a 1 UA de las EMCs y sus res-

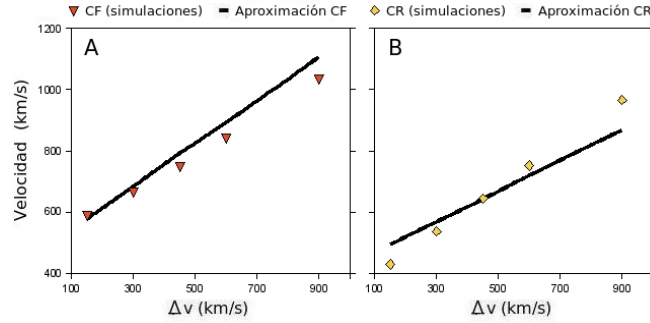


Figura 3.13: Velocidades del CF (A) (en la etapa de impulsión) y del CR (B) en función de  $\Delta v_{emc}$ . Los cuadros señalan los valores de las simulaciones, mientras que la línea muestra los resultados de la aproximación analítica con un  $v_0 = 440$  km/s y un  $c = 2$ . Los valores de las velocidades de los choques en sus etapas de impulsión, para fines prácticos, no dependieron del tiempo de inyección.

pectivos CFs; éste es un parámetro importante ya que puede compararse directamente con observaciones in-situ de naves espaciales. En general, se observa una buena concordancia entre los valores numéricos y las curvas de la aproximación para el caso de la velocidad de arribo de los CFs. En el caso de las velocidades y tiempos de arribo de las EMCs, la aproximación analítica arrojó valores ligeramente diferentes a los numéricos. Creemos que esto puede deberse a que los  $t_{c1}$  siempre fueron menores en el caso analítico, lo que provoca que la desaceleración inicie antes en el caso analítico que en el numérico, con el consecuente efecto sobre la velocidad de arribo.

En la Figura 3.15 se comparan las aceleraciones promedio entre los resultados de las aproximaciones y de las simulaciones numéricas. Como se anunció anteriormente, las aceleraciones de la aproximación analítica siempre tuvieron una mayor magnitud que las correspondientes a las simulaciones. Esto se acentuó con el aumento del tiempo de inyección.

### Diferencias entre Simulaciones y Modelo Analítico

Las mejores concordancias entre las aproximaciones analíticas y las simulaciones numéricas se obtuvieron para  $\Delta t_{emc}$  pequeños. Mientras que las mayores discrepancias se concentran en las distancias ( $d_{c2}$ ) y tiempos críticos ( $t_{c2}$ ) del CF, así como en la velocidad de propagación impulsada del CF. Sin embargo, las diferencias entre las simulaciones numéricas y las aproximaciones estuvieron dentro o por debajo del 15 %.

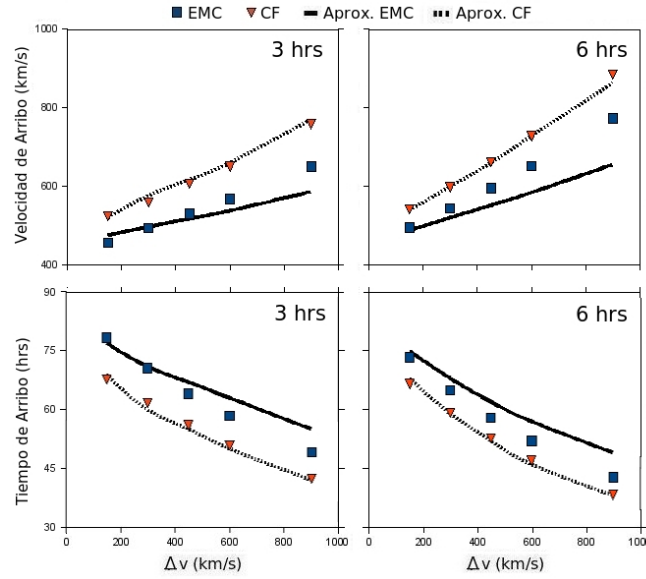


Figura 3.14: Velocidades de arribo de EMC y choques en función de  $\Delta v_{emc}$  para distintos  $\Delta t_{emc}$ . Los cuadros y los rombos corresponden a los valores de las simulaciones para la EMC y el CF respectivamente, la línea continua muestra los datos de la EMC y la punteada los del choque para el caso de la aproximación analítica con un  $v_0 = 440$  km/s y un  $c = 2$ .

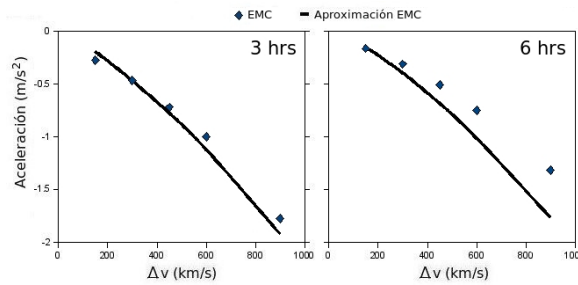


Figura 3.15: Aceleraciones promedio de las EMCs en función de  $\Delta v_{emc}$  para los distintos  $\Delta t_{emc}$ . Los rombos corresponden a los valores de las simulaciones y la línea continua la aproximación del ‘desacoplamiento’ con un  $v_0 = 440$  km/s y un  $c = 2$ .

La Figura 3.16 muestra las diferencias entre los resultados de las simulaciones y las aproximaciones para las velocidades de propagación y de arribo de la EMC y del CF. La diferencia absoluta de cada caso siempre estuvo por debajo del 15 %. La Figura 3.17 muestra las diferencias porcentuales entre las aproximaciones y las simulaciones para los diferentes tiempos de arribo. Los cálculos analíticos resultaron ser cercanos

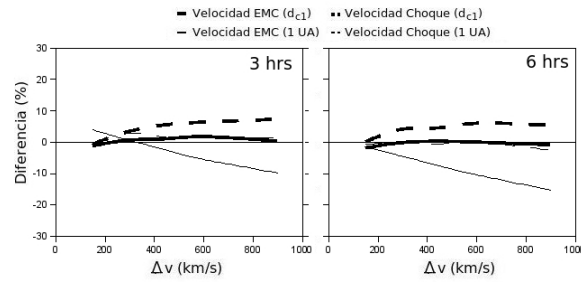


Figura 3.16: Diferencias porcentuales entre los valores de la aproximación analítica y las simulaciones numéricas en función del correspondiente  $\Delta v$  para los tiempos de inyección de 3 y 6. Las líneas gruesas corresponden a los valores en la etapa de impulsión y las delgadas a los valores de arribo. La línea continua y segmentada corresponden a las velocidades de la EMC y del choque respectivamente.

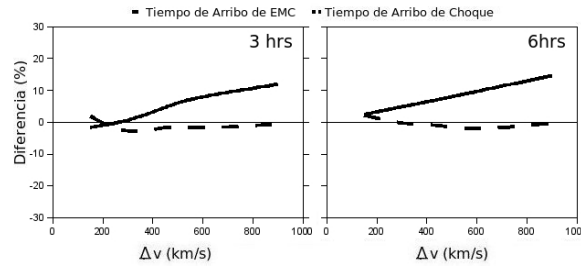


Figura 3.17: Diferencias entre los valores de la aproximación analítica y de las simulaciones analíticas en función del correspondiente  $\Delta v$  para los tiempos de inyección de 3 y 6 horas. La línea continua y segmentada corresponden a las diferencias porcentuales en los tiempos de arribo de la EMC y del choque respectivamente.

a los obtenidos en las simulaciones, teniendo variaciones absolutas menores al 10%, reduciéndose este valor en el caso de inyecciones de 3 horas.

Un procedimiento similar se podría implementar utilizando observaciones in-situ de EMCs en lugar de los datos de las simulaciones numéricas, tal estudio podría brindar la posibilidad de mejorar los parámetros y reducir el margen de error en las predicciones de tiempos de arribo de EMCs y de sus choques interplanetarios.

# Capítulo 4

## Conclusiones

La evolución del sistema EMC-funda-CF (eyección de masa coronal-funda-choque frontal) presenta varias etapas. De acuerdo a las simulaciones numéricas, las velocidades de las EMCs rápidas y sus CFs exhiben dos intervalos: impulsión y decaimiento. El primero se caracteriza por mostrar una velocidad cuasiconstante, mientras que en el segundo la velocidad decrece. Del estudio numérico también se concluye que la evolución de este sistema está formada por tres etapas: (1) impulsión, (2) desacoplamiento, y (3) decaimiento.

Por medio del formalismo de Cantó et al. (2000) se puede entender la velocidad cuasiconstante de la nariz de la EMC como un balance entre la impulsión (que proviene del material rápido de la EMC) y la oposición a su propagación (que presenta el viento ambiente) durante la etapa de impulsión. Cuando el balance impulsión-oposición se rompe, no es posible mantener una velocidad constante provocando la desaceleración de la EMC. El momento cuando termina este equilibrio de impulsión-oposición define el tiempo crítico ( $t_{c1}$ ) de la EMC.

De acuerdo a los estudios de las simulaciones numéricas, cuando la EMC alcanza su distancia crítica ( $d_{c1}$ ) ocurre un cambio de signo en las variaciones de momentum lineal en la nariz de la EMC. La existencia de la segunda distancia ( $d_{c2}$ ) y tiempo críticos ( $t_{c2}$ ) se deben al retraso de la información del cese de impulsión de la EMC sobre el CF (que el formalismo de Cantó et al. (2000) no toma en cuenta). Este retraso ( $t_{c2} - t_{c1}$ ) representa el tiempo que le toma a una onda sonora atravesar la funda para alcanzar al

CF. Durante la etapa de impulsión la EMC impulsa al CF, lo cual permite explicar la velocidad cuasiconstante de este último. Una relación similar se presenta entre el CR y la EMC, quienes deben de mantener una velocidad relativa cuasiconstante hasta el tiempo crítico del choque reverso ( $t_{c0}$ ). Cuando el CF se “entera” del fin de su impulsión por parte de la EMC, la velocidad del choque frontal inicia su decaimiento. Mientras tanto, la velocidad de la EMC continúa disminuyendo para igualar la velocidad del viento ambiente. Este proceso se prolonga hasta que el sistema alcanza el equilibrio con su ambiente.

De acuerdo al estudio paramétrico del Capítulo 2, las velocidades de las EMCs, los CFs y los CRs durante la etapa de impulsión son proporcionales al incremento de velocidad de las EMCs ( $\Delta v_{emc}$ ). Por otro lado, la diferencia entre los tiempos de arribo de los choques y las EMCs se reduce en los casos de las EMCs más energéticas (i.e., conforme aumentan  $\Delta t_{emc}$  y  $\Delta v_{emc}$ ).

Un resultado interesante del estudio paramétrico se obtuvo de la comparación de las aceleraciones promedio de las simulaciones y las calculadas por Gopalswamy et al. (2000). No es del todo claro si las velocidades de las EMCs, inferidas de las imágenes de los coronógrafos, corresponderían en el modelo numérico a las velocidades iniciales ( $v + \Delta v_{emc}$ ) o a las velocidades intermedias ( $v_{emc}$ ) en las simulaciones numéricas. De tratarse del último caso, la comparación de las aceleraciones sugeriría que los tiempos de inyección  $\Delta t_{emc}$  están acotados, ya que los datos numéricos que concuerdan con las observaciones corresponden a  $\Delta t_{emc}$ 's de 6 y 3 horas; mientras que los resultados obtenidos a partir de  $\Delta t_{emc} = 12$  hrs se alejan del comportamiento medido de EMCs.

El formalismo de Cantó et al. (2000) predice las velocidades de las EMCs (discontinuidad de contacto) en la etapa de impulsión y aproxima suficientemente bien las velocidades en la etapa de decaimiento, los tiempos y velocidades de arribo. Cuando los resultados numéricos con inyecciones de  $\Delta t_{emc}$  fueron comparados con las soluciones de STs con tiempos de inyección de  $\Delta t_{st} = \Delta t_{emc}/4$ , se logran aproximaciones del tiempo crítico del CR ( $t_{c0}$ ).

Finalmente, a partir de las hipótesis que nacen de las simulaciones y del formalismo de Cantó et al. (2000), se desarrolló la aproximación analítica del ‘Desacoplamiento’. Esta aproximación, por construcción, reproduce las tres etapas de la evolución del sistema y los perfiles de velocidad de la EMC y del CF con discrepancias menores de 15% en los parámetros de importancia.

---

## Aplicación al Medio Interplanetario

De acuerdo a las observaciones de Manoharan (2006) y Pohjolainen et al. (2007), las EMCs rápidas parecen alcanzar en los inicios de su evolución una velocidad cuasi-constante de propagación; esta etapa de velocidad cuasiconstante aparentemente no rebasa los  $70 R_{\odot}$  (0.326 UA). De acuerdo a los resultados de este trabajo, si las EMCs rápidas inician su etapa de desaceleración alrededor de los  $70 R_{\odot}$ , esto significa que la etapa de impulsión ( $d_{c1}$ ) no sobrepasa esta distancia. De acuerdo a lo anterior y dado que en las simulaciones, con  $\Delta t_{emc} \leq 6$  hrs, el valor de  $d_{c2}$  siempre fue menor a 0.9 UA, podemos concluir que las EMCs y sus CFs están desacoplados al alcanzar la órbita terrestre ( $215 R_{\odot}$  aproximadamente). Esta afirmación requiere un cuidadoso estudio basado en observaciones.

## Trabajo a Futuro

Finalmente existen algunos puntos que merecen un trabajo futuro. Refinar el valor de los tiempos de inyección ( $\Delta t_{emc}$ ), para lograr una mejor concordancia con las observaciones. También, el conocer las repercusiones que tienen sobre la evolución del sistema EMC-funda-CF los flujos tangenciales de materia, la dinámica del plasma y el campo magnético, procesos que no se tomaron en cuenta en esta tesis. Estudiar con más profundidad los procesos del choque reverso (CR) que, en este trabajo, quedaron en segundo plano. Finalmente, pero no menos importante, es necesario hacer un estudio estadístico de observaciones de EMCs y choques interplanetarios para poder comparar los resultados de las simulaciones y los modelos analíticos.





# Apéndice A

## Aproximación Hidrodinámica Unidimensional

Con el fin de reducir la complejidad y facilitar el estudio del sistema EMC-Funda-Choque delantero se consideraron únicamente los efectos hidrodinámicos en un espacio unidimensional. El simplificar el fenómeno a interacciones hidrodinámicas y despreciar los efectos magnéticos reduce la riqueza física del sistema, sin embargo esto tiene un fundamento físico.

Para un plasma el valor de la  $\beta$  dicta qué procesos (magnéticos o termodinámicos) dominan sobre su evolución dinámica. La  $\beta$  se define como el cociente de las densidades de energía térmica y magnética (Shercliff, 1965):

$$\beta_T = \frac{nk_B T}{B^2/2\mu_0} \quad (\text{A.1})$$

siendo  $n$ ,  $T$  y  $B$  los valores de la densidad de partículas, temperatura y campo magnético del plasma mientras que  $k_B$  y  $\mu_0$  son la constante de Boltzman y la permitividad magnética del vacío. Si el valor de  $\beta_T \gg 1$ <sup>1</sup> se tendrá que las dinámicas del plasma estarán dominadas por los procesos termodinámicos; mientras que si  $\beta_T \ll 1$  serán los efectos magnéticos los que rijan la evolución del plasma.

En la ecuación (A.1) no se toman en cuenta los procesos inerciales del plasma,

---

<sup>1</sup>Se ha utilizado el subíndice “T” para especificar que se trata de una  $\beta$  térmica.

que cobran importancia a gran escala. Los efectos inerciales están relacionados con la densidad de energía cinética del plasma. Por ello se define la  $\beta$  cinemática (Zirin, 1989) como:

$$\beta_C = \frac{\rho v^i v_i}{B^2 / \mu_0} \quad (\text{A.2})$$

en donde  $\rho$  es la densidad de masa del plasma y  $v^i$  su velocidad de “bulto”. La interpretación de la  $\beta_C$  resulta similar a la térmica: mientras mayor sea éste cociente, tanto mayor será la predominancia de los efectos inerciales sobre la evolución física del plasma.

La figura A.1 muestra los perfiles calculados para la  $\beta_C$  (línea continua) y la  $\beta_T$  (línea segmentada). Los cálculos fueron realizados considerando conservación de masa, de flujo magnético y la expansión de un gas ideal. Mientras la  $\beta_T$  crece lentamente y es hasta superar la unidad astronómica que su valor resulta superior a la unidad; en el segundo caso es a partir de los  $20 R_\odot$  que  $\beta_C > 1$  y a 1 UA es dos órdenes de magnitud superior a la unidad. Se tiene así que más allá de  $20 R_\odot$  la evolución a gran escala del VS estará dominada por los procesos inerciales.

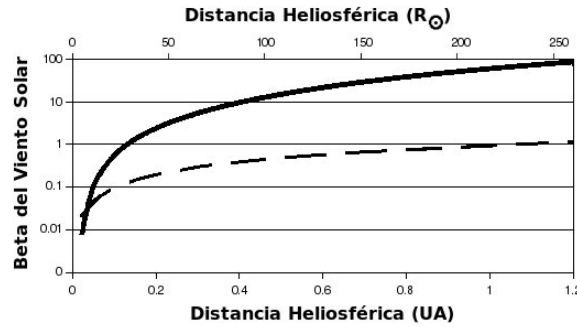


Figura A.1: Perfiles de las  $\beta$ 's cinética (línea continua) y térmica (línea segmentada). Calculados de acuerdo a las condiciones encontradas a 1 UA (ver Capítulo 1) y suponiendo conservaciones de flujo magnético, de masa y de energía.

Gary (2001) calculó la  $\beta_T$  del plasma (Figura A.2) para diversos valores del campo magnético solar, concluyendo que más allá de la atmósfera solar la  $\beta_T$  llega a tener valores mayores a la unidad. De esta forma a partir de la región de aceleración del viento solar (VS), aproximadamente a  $20 R_\odot$ , los efectos termodinámicos e inerciales cobran mayor importancia que los magnéticos. (ver figura A.2) Por lo tanto el despreciar el campo

magnético afecta en términos secundarios la física macroscópica de los fenómenos de gran escala que se presentan en el VS.

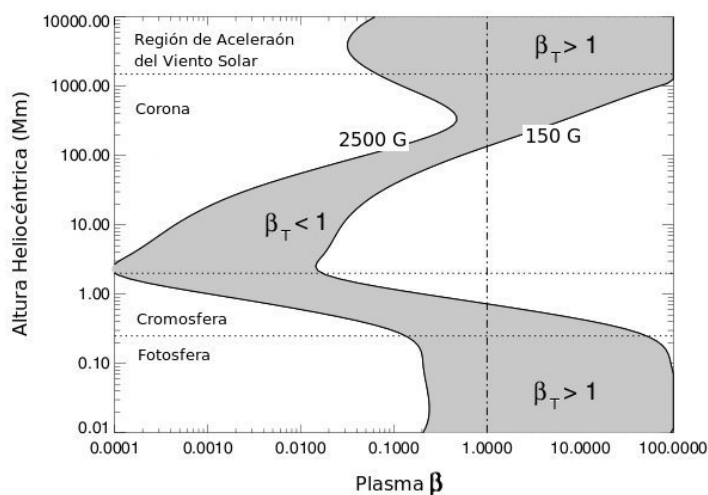


Figura A.2: Perfiles de las  $\beta_T$  para diferentes valores iniciales del campo magnético solar. Los extremos están calculados para valores de 150 y 2500 G. Se muestran separadas por líneas segmentadas la Fotosfera, la Cromosfera, la Corona y la Región de Aceleración. La región de aceleración del viento solar indica la posición del punto súper-magneto-sónico y el final de la atmósfera solar. (Adaptado de Gary (2001))

### Aproximación Uni-Dimensional

El aproximar a las EMC rápidas por medio de procesos unidimensionales altera o desaparece efectos electrodinámicos y los relacionados con flujos de masa:

- las fuerzas magnéticas ortogonales al movimiento, pues los productos vectoriales se desprecian anulan al existir una sola dirección para el desplazamiento y el campo magnético ( $\mathbf{v} \times \mathbf{B} \equiv \mathbf{0}$ ).
- los flujos transversales de materia, puesto que al existir una sola dirección de movimiento no se pueden presentar. Esto afectará especialmente el comportamiento del choque y su impulsor, puesto que esta relación varía de acuerdo al número de dimensiones espaciales.

- inhomogeneidades direccionales y locales, dado que por simetría no existe dirección preferencial.

A pesar de lo anterior, en el problema se mantienen los procesos inerciales y termodinámicos. Debido a que estos son los efectos dinámicos dominantes a gran escala en el VS, se sigue que los resultados de esta aproximación podrán ser extrapolados a los procesos tridimensionales.

# Apéndice B

## Resultados de las Simulaciones Numéricas

Resumen de los resultados del estudio paramétrico de las simulaciones numéricas.

Tabla B.1: Resultados del estudio paramétrico. Para cada ejercicio numérico se muestran: las primeras distancias y tiempos críticos ( $d_{c1}$  y  $t_{c1}$ ).

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc}$ (km/s)	$d_{c1}$ (UA)	$t_{c1}$ (hrs)
3, 6, 12	70	0.16, 0.34, 0.77	6.1, 20.1, 56.0
3, 6, 12	150	0.17, 0.33, 0.71	7.0, 18.1, 47.1
3, 6, 12	300	0.20, 0.34, 0.62	8.0, 16.1, 35.1
3, 6, 12	450	0.20, 0.34, 0.60	7.1, 14.0, 29.0
3, 6, 12	600	0.22, 0.33, 0.58	7.0, 12.0, 25.0
3, 6, 12	900	0.20, 0.34, 0.60	5.0, 10.0, 22.0

Tabla B.2: Resultados del estudio paramétrico. Para cada ejercicio numérico se muestran: las segundas distancias y tiempos críticos ( $d_{c2}$  y  $t_{c2}$ ).

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc}$ (km/s)	$d_{c2}$ (UA)	$t_{c2}$ (hrs)
3, 6, 12	70	0.52, 0.83, 1.21	32.1, 57.0, 89.1
3, 6, 12	150	0.50, 0.58, 1.28	29.0, 35.1, 87.1
3, 6, 12	300	0.53, 0.49, 0.88	28.0, 25.1, 50.0
3, 6, 12	450	0.47, 0.49, 0.78	21.0, 22.0, 38.1
3, 6, 12	600	0.49, 0.48, 0.74	20.0, 19.0, 32.0
3, 6, 12	900	0.37, 0.49, 0.99	11.0, 16.0, 36.0

Tabla B.3: Resultados del estudio paramétrico. Para cada ejercicio numérico se muestran: las velocidades de propagación en la etapa de impulsión de la eyecta ( $v_{emc}$ ) y del (choque  $v_{cf}$ ).

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc}$ (km/s)	$v_{emc}$ (km/s)	$v_{cf}$ (km/s)
3, 6, 12	70	492, 498, 497	545, 534, 521
3, 6, 12	150	534, 538, 536	588, 570, 562
3, 6, 12	300	612, 617, 618	664, 651, 651
3, 6, 12	450	696, 702, 707	747, 750, 737
3, 6, 12	600	778, 792, 798	840, 841, 843
3, 6, 12	900	964, 976, 979	1034, 106, 1038

Tabla B.4: Resultados del estudio paramétrico. Para cada ejercicio numérico se muestran: los tiempos de arribo de la eyecta ( $t_{emc}$ ) y del choque ( $t_{cf}$ ).

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc}$ (km/s)	$t_{emc}$ (hrs)	$t_{cf}$ (hrs)
3, 6, 12	70	82.2, 78.0, 76.4	70.7, 70.5, 70.5
3, 6, 12	150	78.3, 73.2, 70.9	67.6, 66.5, 66.2
3, 6, 12	300	70.6, 64.9, 61.9	61.7, 59.2, 58.0
3, 6, 12	450	64.0, 57.9, 54.4	56.0, 52.6, 50.9
3, 6, 12	600	58.4, 52.0, 48.4	50.9, 47.0, 45.1
3, 6, 12	900	49.1, 42.3, 39.3	42.3, 38.1, 36.5

Tabla B.5: Resultados del estudio paramétrico. Para cada ejercicio numérico se muestran: las velocidades de arribo de la eyecta ( $v_{Aemc}$ ) y del choque ( $v_{Acf}$ ).

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc}$ (km/s)	$v_{Aemc}$ (km/s)	$v_{Acf}$ (km/s)
3, 6, 12	70	448, 471, 492	509, 516, 519
3, 6, 12	150	456, 494, 525	523, 542, 559
3, 6, 12	300	493, 543, 593	559, 598, 643
3, 6, 12	450	530, 595, 667	606, 661, 732
3, 6, 12	600	568, 651, 744	650, 727, 822
3, 6, 12	900	650, 773, 912	758, 885, 1028

Tabla B.6: Datos para calcular el tiempo ( $t_{c0}$ ) y distancia crítica ( $d_{c0}$ ) del choque reverso (CR). Para cada ejercicio numérico se muestran: las velocidades del CR ( $v_{cr}$ ) y la velocidad del sonido ( $c_S$ ) en el material chocado de la EMC.

$\Delta t_{emc}$ (hrs)	$\Delta v_{emc}$ (km/s)	$v_{cr}$ (km/s)	$c_S$ (km/s)
3, 6, 12	70	392, 392, 392	146, 113, 107
3, 6, 12	150	429, 429, 429	144, 123, 112
3, 6, 12	300	536, 536, 536	160, 132, 124
3, 6, 12	450	643, 643, 643	174, 159, 139
3, 6, 12	600	751, 751, 751	216, 161, 140
3, 6, 12	900	966, 966, 966	270, 130, 197.1





# Apéndice C

## Formalismo de Cantó

Los siguientes desarrollos son tomados del trabajo de Cantó et al. (2000).

Considérese un flujo hipersónico moviéndose en la dirección  $r$  con una velocidad  $v_0(\tau)$  y tasa de inyección de masa  $\dot{m}_0(\tau)$ , siendo  $\tau$  el tiempo en el cual el flujo fue inyectado. Si se aproxima el flujo hipersónico como un flujo libre (i.e. despreciando los gradientes de presión térmica), la velocidad a una distancia  $r$  de la fuente a un tiempo  $t$  está dada por:

$$v(r, t) = v_0(\tau) = \frac{r}{t - \tau}. \quad (\text{C.1})$$

La Superficie de Trabajo (ST) se formará a una distancia  $r_s$  dada por:

$$r_s = \left[ \frac{v_0^2}{(dv_0/d\tau)} \right]_{min} \quad (\text{C.2})$$

donde el valor mínimo (*min*) es tomado en el periodo de variación de la función  $v_0$ . La ST, que se forma por el material eyectado al tiempo  $\tau_c$ , se formará al tiempo  $t_s$  dado por:

$$v_0(\tau_c) = \frac{r_s}{t_s - \tau_c}. \quad (\text{C.3})$$

Si el ancho de la ST resulta despreciable respecto a una escala caracterísitca del sistema, las velocidades del material que se incorpora en ella corriente arriba ( $v_1 = v[\tau_1]$ ) y

corriente abajo ( $v_2 = v[\tau_2]$ ) están dadas por:

$$v_1 = \frac{r_{st}}{t - \tau_1}, \quad (\text{C.4})$$

$$v_2 = \frac{r_{st}}{t - \tau_2}, \quad (\text{C.5})$$

donde  $\tau_1$  y  $\tau_2$  son los tiempos en los que se inyectaron los materiales que se incorporan a la ST al tiempo  $t$ . Cabe señalar que  $\tau_1$  y  $\tau_2$  son funciones del tiempo.

Si los flujos transversales de materia son despreciables, la superficie de trabajo no pierde una apreciable cantidad de masa en su propagación y debido a esto la masa ( $m_{st}$ ) que se ha incorporado a la ST está dada por:

$$m_{st} = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) d\tau . \quad (\text{C.6})$$

Por tratarse de un flujo libre, la velocidad de la ST deberá de coincidir con la velocidad de su centro de masa, de esta forma ocurrirá:

$$v_{st} = \frac{1}{m_{st}} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) v_0(\tau) d\tau , \quad (\text{C.7})$$

además que la posición de la ST ha de coincidir con la posición de su centro de masa, por lo tanto:

$$r_{st}(t) = (t - \tau_2) v_{st} + \frac{1}{m_{st}} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) v_0(\tau) (\tau_2 - \tau) d\tau \quad (\text{C.8})$$

donde el segundo término del lado derecho de la ecuación representa la posición de la ST cuando  $t = \tau_2$ , mientras que el primer término indica el cambio de la posición de la superficie de trabajo de acuerdo al cambio del tiempo  $t$ .

Cuando se combinan las ecuaciones (C.7) y (C.8) se obtiene:

$$r_{st} = t v_{st} - r_0 , \quad (\text{C.9})$$

donde  $r_0$  es:

$$r_0 = \frac{1}{m_{st}} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) v_0(\tau) \tau d\tau . \quad (\text{C.10})$$

Finalmente manipulando las ecuaciones (C.4) y (C.5) se obtiene:

$$t = \frac{v_2 \tau_2 - v_1 \tau_1}{v_2 - v_1} \quad (\text{C.11})$$

$$r_{st} = \frac{v_1 v_2 (\tau_2 - \tau_1)}{v_2 - v_1} . \quad (\text{C.12})$$

De esta forma al sustituir las ecuaciones (C.6), (C.7), (C.10), (C.11) y (C.12) en la ecuación (C.9) se sigue la relación:

$$\frac{v_1 v_2 (\tau_2 - \tau_1)}{v_2 - v_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) d\tau = \frac{v_2 \tau_2 - v_1 \tau_1}{v_2 - v_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) v(\tau) d\tau - \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) v(\tau) \tau d\tau \quad (\text{C.13})$$

La solución de (C.13) junto con (C.11) brindan la relación entre  $t$ ,  $\tau_1$  y  $\tau_2$ ; al ser conocida tal relación se puede utilizar en la ecuación (C.12) para tener finalmente la solución de  $r_{st} = r_{st}(t)$ .

### Un Caso Particular: Pulso Cuadrado

Quizás el caso más sencillo para abordar el problema de una perturbación en el modelo propuesto sea la de un pulso cuadrado en las funciones de velocidad y eyección de masa. Puesto que, además de adaptarse a las circunstancias de las simulaciones numéricas, posee soluciones analíticas.

Sean las funciones velocidad y tasa de eyección de masa,

$$v(t) = \begin{cases} av_0 & 0 < t < \Delta t_{st}, \quad a > 1 \\ v_0 & t < 0, \quad t > \Delta t_{st} \end{cases} \quad (\text{C.14})$$

$$\dot{m}(t) = \begin{cases} b\dot{m}_0 & 0 < t < \Delta t_{st}, \quad b > 0 \\ \dot{m}_0 & t < 0, \quad t > \Delta t_{st} \end{cases} \quad (\text{C.15})$$

done  $\Delta t_{st}$  es el tiempo de duración del pulso, i.e. la duración de la inyección del material con propiedades diferentes al viento ambiente. Es importante señalar que existen soluciones para  $0 < a < 1$ ; sin embargo en este trabajo, donde se estudian perturbaciones rápidas, el valor de  $a$  se asumirá superior a la unidad. En la Figura C.1 se muestran esquemas de las funciones de velocidad de inyección (ecuación [C.14]) y la tasa de eyección de masa (ecuación [C.15]). Se puede observar que los pulsos en la velocidad de inyección y en la tasa de eyección de masa poseen una duración  $\Delta t_{st}$ ; también se debe señalar que se está suponiendo, para ambos casos, que las constantes  $a$  y  $b$  son mayores a la unidad.

Existirán dos diferentes etapas en el devenir del sistema: uno es el tiempo durante el cual los efectos de la inyección del material rápido afectan a la ST y el otro es cuando estos efectos cesan. Estas dos etapas se resolverán por separado.

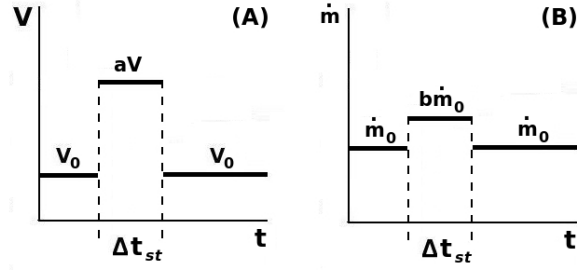


Figura C.1: Esquemas de las funciones de la fuente (A) velocidad de inyección y (B) tasa de eyección de masa en función del tiempo. El tiempo de inyección tiene una duración  $\Delta t_{st}$ ; en este caso las constantes  $a$  y  $b$  son positivas.

### Etapa de Velocidad Constante

En esta etapa el material rápido está fluyendo constantemente a la ST por su choque interno (choque reverso), permitiéndole propagarse a una velocidad constante. De acuerdo a la fuente del flujo (ecuaciones [C.14] y [C.15]) se sigue:

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) d\tau &= \int_0^{\tau_2} b\dot{m}_0 d\tau + \int_{\tau_1}^0 \dot{m}_0 d\tau \\ &= b\dot{m}_0\tau_2 - \dot{m}_0\tau_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau)v(\tau) d\tau &= \int_0^{\tau_2} ab\dot{m}_0v_0 d\tau + \int_{\tau_1}^0 \dot{m}_0v_0 d\tau \\ &= ab\dot{m}_0v_0\tau_2 - \dot{m}_0v_0\tau_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau)v(\tau)\tau d\tau &= \int_0^{\tau_2} ab\dot{m}_0v_0\tau d\tau + \int_{\tau_1}^0 \dot{m}_0v_0\tau d\tau \\ &= \frac{ab}{2}\dot{m}_0v_0\tau_2^2 - \frac{1}{2}\dot{m}_0v_0\tau_1^2 \end{aligned}$$

Que al ser sustituidas en la ecuación (C.13) y después de ser manipulada se obtiene:

$$(a-1)(\tau_1^2 - \tau_2^2 ab) = 0$$

como  $a > 1$ , la solución no trivial para las  $\tau$ 's es  $\tau_1 = \pm\sqrt{ab}\tau_2$ . Dado que en el tiempo  $t$  el material lento eyectado en el tiempo  $\tau_1$  se incorpora a la ST por el choque exterior

(choque frontal), este material tuvo que ser inyectado antes que el material rápido que se incorpora por el choque interior (choque reverso) de la ST; pero el material rápido que se incorpora a la ST al tiempo  $t$  fue eyectado en  $\tau_2$ . Por lo anterior, mientras mayor sea el valor de  $\tau_2$  (material “más joven”) menor tendrá que ser el valor de  $\tau_1$  (material “más viejo”), en otras palabras  $\tau_1$  tiene que decrecer al crecer  $\tau_2$ . Debido a esto la solución física será:

$$\tau_1 = -\sqrt{ab} \tau_2 \quad (\text{C.16})$$

que al ser sustituida en las ecuaciones (C.12) y (C.11) se llega a:

$$r_{st} = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a + \sqrt{ab}} v_0 t \quad (\text{C.17})$$

$$v_{st} = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a + \sqrt{ab}} v_0 \quad (\text{C.18})$$

De las ecuaciones C.12 y C.11 utilizando la relación  $\tau_2 = \Delta t_{st}$ , se concluye que este comportamiento continuará hasta la distancia y tiempo críticos ( $d_c$  y  $t_c$ ), que están dados por las ecuaciones:

$$d_c = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a - 1} v_0 \Delta t_{st} \quad (\text{C.19a})$$

$$t_c = \frac{a + \sqrt{ab}}{a - 1} \Delta t_{st} \quad (\text{C.19b})$$

### Etapa de Desaceleración

Debido a que después de  $t_c$  ya no se incorpora más materia ni momentum lineal rápidos a la ST, las integrales relacionadas con esto se anulan. Así que siguiendo un camino similar al anterior se tiene:

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) d\tau &= \int_{\Delta t_{st}}^{\tau_2} 0 d\tau + \int_0^{\Delta t_{st}} \dot{m}_0 d\tau + \int_{\tau_1}^0 \dot{m}_0 d\tau \\ &= 0 + b\dot{m}_0 \Delta t_{st} - \dot{m}_0 \tau_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau) v(\tau) d\tau &= \int_{\Delta t_{st}}^{\tau_2} 0 d\tau + \int_0^{\Delta t_{st}} ab\dot{m}_0 v_0 d\tau + \int_{\tau_1}^0 \dot{m}_0 v_0 d\tau \\ &= 0 + ab\dot{m}_0 v_0 \Delta t_{st} - \dot{m}_0 v_0 \tau_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{m}(\tau)v(\tau)\tau d\tau &= \int_{\Delta t_{st}}^{\tau_2} 0 d\tau + \int_0^{\Delta t_{st}} ab\dot{m}_0v_0\tau d\tau + \int_{\tau_1}^0 \dot{m}_0v_0\tau d\tau \\ &= 0 + \frac{ab}{2}\dot{m}_0v_0(\Delta t_{st})^2 - \frac{1}{2}\dot{m}_0v_0\tau_1^2 \end{aligned}$$

Sustituyendo en la ecuación (C.13) y reordenando términos se llega a:

$$r_{st}^2 - 2v_0(t - b\Delta t_{st})r_{st} - 2abv_0^2t\Delta t_{st} + v_0^2t^2 + abv_0^2(\Delta t_{st})^2 = 0 \quad (C.20)$$

cuya solución física es:

$$r_{st} = v_0 \left( t - b\Delta t_{st} + \sqrt{2(a-1)bt\Delta t_{st} - b(a-b)(\Delta t_{st})^2} \right) \quad (C.21)$$

para conocer la velocidad de la superficie de trabajo ( $v_{st}$ ) solo se ha de derivar la ecuación (C.21) respecto del tiempo:

$$v_{st} = v_0 \left( 1 + \frac{(a-1)b\Delta t_{st}}{\sqrt{2(a-1)bt\Delta t_{st} - b(a-b)(\Delta t_{st})^2}} \right) \quad (C.22)$$

finalmente se verifica que la velocidad de la  $v_{st}$  tiende a la velocidad ambiente al crecer el tiempo, como se había previsto.

La Figura C.2 muestra ejemplos de las soluciones que se obtienen por medio de resolver las ecuaciones (C.18) y (C.22) que describen la velocidad del centro de masa de una ST ( $v_{st}$ ) en las dos distintas etapas que forman su evolución respectivamente. En la figura resultan claras las etapas de velocidad constante y desaceleración.

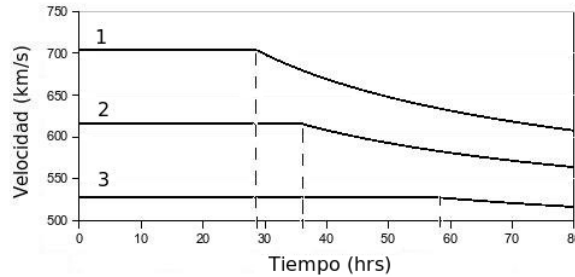


Figura C.2: Soluciones de la velocidad de la ST ( $v_{st}$ ) en función del tiempo. Los valores utilizados para los cálculos fueron  $v_0 = 440$  km/s y un  $\Delta t_{st} = 6$  horas; a mientras que  $a = 2.023$ ,  $b = 4.045$ ,  $a = 1.682$ ,  $b = 3.364$  y  $a = 1.341$ ,  $b = 2.682$  definieron los perfiles 1, 2 y 3 respectivamente. Los tiempos críticos se marcan con las líneas segmentadas.

# Apéndice D

## Aproximación del Desacoplamiento

A continuación se intentará describir la evolución del sistema EMC rápida-funda-CF con el objetivo de confirmar las hipótesis de las tres formas de propagación (impulsión, desacoplamiento y decaimiento) que se dedujeron en el estudio paramétrico de las simulaciones numéricas. La corroboración se intentará hacer por medio de la aproximación de los resultados de las simulaciones numéricas utilizando el formalismo de Cantó et al. (2000) para reproducir el comportamiento de la EMC, mientras que para describir el CF y CR se implementarán las relaciones de salto de Rankine-Hugoniot y las soluciones de Cavaliere and Messina (1976).

En la etapa de impulsión se supondrá a la EMC como un pistón supersónico que impulsa a los choques frontal (CF) y reverso (CR) en una geometría esférica unidimensional. El principal efecto del material chocado de la EMC y del VS chocado (funda) será el retardo de la información del cese de impulsión eyecta-choques. Este retardo se calculará por medio del tiempo que le toma a una onda sonora atravesar dicho material chocado. En el decaimiento, se supondrá que la EMC ha dejado de impulsar al CF; además de que el antes impulsor y el choque tenderán al equilibrio con su medio ambiente y los choques tenderán a disiparse.



## El Viento Solar

El medio ambiente donde se desplazará la EMC rápida se supondrá un gas ideal neutro de protones y electrones sometido a una expansión esférica cuya velocidad radial ( $v$ ) será constante. Debido a lo anterior la densidad ( $n$ ) y la temperatura ( $T$ ) del gas estarán dadas por:

$$v(r) = v_0 \quad (D.1)$$

$$n(r) = n_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (D.2)$$

$$T(r) = T_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^{2(\gamma-1)} \quad (D.3)$$

donde  $v_0 = 440$  km/s,  $n_0 = n(r_0)$  y  $T_0 = T(r_0)$  son valores conocidos de la velocidad, densidad y temperatura para una posición heliocéntrica  $r_0$  dada y finalmente  $\gamma = 1.5$ .

Al resolver las ecuaciones (D.2) y (D.3), con las condiciones a 1 UA tomadas de las simulaciones numéricas, se obtienen los perfiles mostrados en la Figura D.1; resultados similares a los del viento solar ambiente de las simulaciones.

## Impulsión

En el VS ambiente se inyectará durante un tiempo  $\Delta t_{emc}$  una perturbación tipo escalón con incrementos en la velocidad ( $\Delta v_{emc}$ ), densidad ( $\Delta n_{emc}$ ) y temperatura ( $\Delta T_{emc}$ ) para simular una EMC. Tal perturbación, de acuerdo a las soluciones de la propagación de una superficie de trabajo (Apéndice C), formará un estructura de choque instantáneamente. Por tal motivo tanto la EMC como sus choques frontal (CF) y reverso (CR) iniciarán sus evoluciones al presentarse la inyección del material rápido en el tiempo  $t = 0$ .

De acuerdo a las comparaciones realizada en el Capítulo 3 entre los resultados del modelo analítico y de las simulaciones numéricas, se encontró una gran concordancia entre el valor de la velocidad de propagación de una ST ( $v_{st}$ ) y de una EMC ( $v_{emc}$ ) en las respectivas etapas de impulsión. Por esto, se tomará el valor de  $v_{emc}$  como:

$$v_{emc} = \frac{a(1 + \sqrt{ab})}{a + \sqrt{ab}} v_0 \quad (D.4)$$

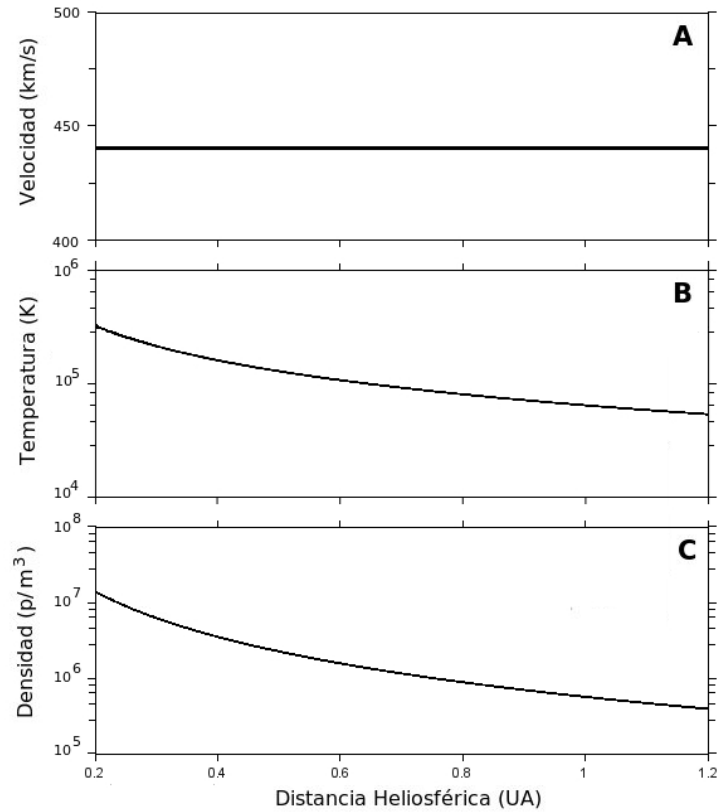


Figura D.1: Perfiles de (A) velocidad ( $v$ ), (B) temperatura ( $T$ ) y (C) densidad ( $n$ ) del viento solar ambiente para el modelo.

donde los valores de  $a$ ,  $c$  y  $b$  estarán dados por:

$$a = \frac{v_0 + \Delta v_{emc}}{v_0} \quad (\text{D.5a})$$

$$c = \frac{n_0 + \Delta n}{n_0} \quad (\text{D.5b})$$

$$b = ac \quad (\text{D.5c})$$

Se supondrá que desde el tiempo  $t = 0$  el CF está siendo impulsado por el material chocado de la EMC, suposición que tiene origen en la velocidad cuasiconstante obtenida en los perfiles de velocidades relativas ( $v_{rel}$ ) de las simulaciones numéricas. De forma

similar, el material rápido de la EMC deberá estar impulsado al material chocado de la EMC desde el inicio de su inyección.

La Figura D.2 muestra un esquema de la hipótesis impulsor-choque, donde la EMC representa el pistón que impulsa a un choque que le presede; se supondrá que el pistón (EMC) y el material chocado comparten una misma velocidad  $v_{emc}$ .

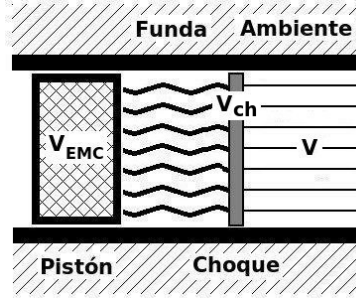


Figura D.2: Esquema del modelo de choque impulsado por un pistón. De izquierda a derecha: la EMC (pistón) que se mueve a una velocidad  $v_{emc}$ , la funda (viento ambiente chocado), el choque que se desplaza con una velocidad  $v_{ch}$  y finalmente el medio ambiente que se mueve con una velocidad  $v$ .

La velocidad ( $v_{ch}$ ) de un choque que se propaga en un gas ideal con  $\gamma$  dado, que se mueve con velocidad  $v$  y que es impulsado por un pistón con velocidad  $v_{emc}$ , en un espacio unidimensional, debe de cumplir las relaciones de Rankine-Hugoniot:

$$\frac{v_{ch} - v}{v_{ch} - v_{emc}} = \frac{(\gamma + 1) M^2}{2 + M^2 (\gamma - 1)}$$

siendo  $M$  el número de Mach prechoque. Al reordenar términos se obtiene que la velocidad del choque ( $v_{ch}$ ) estará dada por:

$$v_{ch} = \frac{(\gamma + 1) M^2}{2(M^2 - 1)} v_{emc} - \frac{2 + M^2 (\gamma - 1)}{2(M^2 - 1)} v \quad (D.6)$$

Por medio de la ecuación (D.6), se puede aproximar el valor de la velocidad del CF ( $v_{cf}$ ) y del CR ( $v_{cr}$ ) como:

$$v_{cf} = \frac{(\gamma + 1) M^2}{2(M^2 - 1)} v_{emc} - \frac{2 + M^2 (\gamma - 1)}{2(M^2 - 1)} v_0 \quad (D.7)$$

$$v_{cr} = \frac{(\gamma + 1) M^2}{2(M^2 - 1)} v_{emc} - \frac{2 + M^2 (\gamma - 1)}{2(M^2 - 1)} (v_0 + \Delta v_{emc}) \quad (D.8)$$

La principal diferencia entre  $v_{cf}$  y  $v_{cr}$  radica en que mientras el CF se propaga através del viento ambiente con velocidad  $v_0$ , el CR se propaga en el viento rápido de la perturbación con velocidad  $v_0 + \Delta v_{emc}$ , lo anterior se deduce tomando el marco de referencia adecuado a cada circunstancia.

De acuerdo a la solución de Cavaliere and Messina (1976) para un choque impulsado que recibe energía linealmente proporcional con el tiempo ( $E(t) = E_0 t$ ) en un campo de densidades que decae como  $r^{-2}$ , nuestro caso, la posición del choque ( $R_C$ ) estará dada por:

$$R_C = \kappa t \quad (\text{D.9})$$

siendo  $\kappa$  una constante que depende del tipo de gas, del campo de densidades del ambiente y de la energía del choque. De acuerdo a la ecuación (D.9) la velocidad de propagación del choque será una constante. En nuestra aproximación las velocidades del CF y del CR concuerdan con las soluciones de Cavaliere and Messina (1976).

## Desacoplamiento

La *etapa de impulsión*, periodo donde las velocidades de la EMC ( $v_{emc}$ ), del CF ( $v_{cf}$ ) y del CR ( $v_{cr}$ ) mantienen valores cuasiconstantes, terminará en el tiempo  $t_{c0}$ . Este momento señala cuando el material de la perturbación, que no fue absorbido por la zona de rarefacción, atraviesa el choque reverso (CR) iniciando el decaimiento de  $v_{cr}$ .

De acuerdo a las soluciones del formalismo de Cantó et al. (2000) para un pulso cuadrado,  $t_c$  representa el momento en el que todo el material de la perturbación ha atravesado el choque reverso de la estructura de choque; por lo que definiremos el tiempo crítico del CR ( $t_{c0}$ ) como:

$$t_{c0} = \frac{a + \sqrt{ab}}{a - 1} \frac{\Delta t_{emc}}{4} \quad (\text{D.10})$$

donde el valor de  $\Delta t_{emc}$  está dividido por 4 pues, de acuerdo a lo explorado en el Capítulo 3, de esta forma se encontró el mejor concordancia entre los valores de  $t_c$  y  $t_{c0}$ . Por último y debido al valor constante de  $v_{cr}$ , la posición en donde iniciará el decaimiento del CR (el tiempo crítico  $d_{c0}$ ) estará determinado por:

$$d_{c0} = v_{cr} t_{c0} \quad (\text{D.11})$$

El material rápido, que inicialmente impulsa a la EMC, atraviesa el CR en el tiempo  $t_{c0}$  y en algún momento la información del agotamiento de la impulsión del material rápido alcanzará a la nariz de la EMC, iniciando el decaimiento de  $v_{emc}$ , desaceleración que inicia en el tiempo  $t_{c1}$ .

Para el cálculo de  $t_{c1}$  se utilizará una aproximación lineal puesto que, cuando se presenta  $t_{c0}$ , la estructura del material chocado es delgada; a diferencia del momento cuando se da  $t_{c2}$ , cuando el material chocado está evolucionado y debido a esto se implementará una aproximación a primer orden para este caso. La Figura D.3 muestra las diferencias entre la estructura de choque cuando se presenta el tiempo crítico del CR ( $t_{c0}$ ) a las 4 horas y el respectivo del CF ( $t_{c2}$ ) a las 21 horas. Para el primer caso el la distancia que recorrerá la información es de aproximadamente 0.007 UA (panel superior de la figura), mientras que en el segundo caso la distancia a recorrer es de alrededor de 0.05 UA (panel inferior de la figura). De igual forma se puede apreciar como los perfiles de temperatura muestran variaciones distinguibles para el caso de 21 horas, mientras que a las variaciones de temperatura a las 4 horas no son tan notorias.

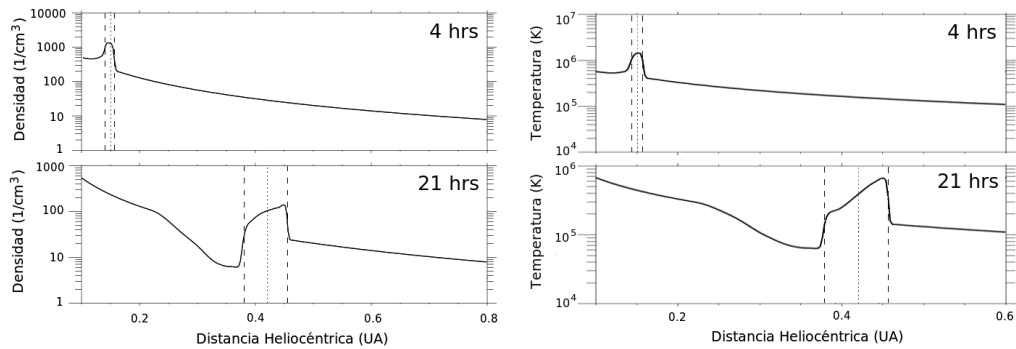


Figura D.3: Perfiles de densidad (páneos izquierdos) y de temperatura (páneos derechos) de las simulaciones numéricas para los momentos en los que se presentan los tiempos críticos del CR (panel superior) y y del CF (panel inferior). Las líneas segmentadas marcan los choques reverso y frontal, mientras que la línea punteada señala la posición de la nariz de la EMC. Nótese que las escalas espaciales en los páneos izquierdos y derechos son diferentes. Este ejemplo tiene  $\Delta v_{emc} = 450$  km/s y un  $\Delta t = 6$  hrs.

Conocido  $t_{c0}$  se puede aproximar el valor de  $t_{c1}$ , lo cual se hará calculando el retardo en la transmisión de la información del CR a la nariz de la EMC; por lo que el primer

tiempo crítico  $t_{c1}$  deberá de cumplir:

$$c_S(t_{c1} - t_{c0}) = [v_{emc}(t_{c0}) - v_{cr}(t_{c0})] t_{c0} + [v_{emc}(t_{c0}) - v_{cr}(t_{c0})] (t_{c1} - t_{c0})$$

en la ecuación anterior el lado izquierdo representa la distancia que recorrerá la información (a la velocidad del sonido  $c_S$ ) en el intervalo de tiempo  $t_{c1} - t_{c0}$ , mientras que el primer término del lado derecho expresa el ancho inicial del material chocado de la EMC y el segundo término representa el ancho que se acumula hasta que la onda sonora alcanza la nariz de la EMC. En la ecuación anterior se ha supuesto que el material chocado es delgado y que su temperatura varía poco, lo que permitió utilizar la aproximación lineal; al reordenar se obtiene:

$$t_{c1} = \frac{c_S}{v_{cr} + c_S - v_{emc}} t_{c0} \quad (D.12)$$

dado que la velocidad de la EMC ( $v_{emc}$ ) es constante hasta  $t_{c1}$  se seguirá que la posición asociada al primer tiempo crítico estará dada por:

$$d_{c1} = v_{emc} t_{c1} \quad (D.13)$$

De forma similar a como se presentaron los procesos entre el CR y la nariz de la EMC, al darse el cese de impulsión sobre la EMC en el tiempo  $t_{c1}$ , iniciará su desaceleración. Mientras tanto, el choque continuará su etapa de impulsión hasta que la información del decaimiento de  $v_{emc}$  lo alcance; evento que definirá a  $d_{c2}$  y  $t_{c2}$  iniciando el decaimiento del CF. Para conocer el valor de  $t_{c2}$  se ha de resolver:

$$\int_{t_{c1}}^{t_{c2}} c_S dt = \int_0^{t_{c1}} (v_{cf} - v_{emc}) dt + \int_{t_{c1}}^{t_{c2}} [v_{cf} - v_{emc}(t_{c1})] dt \quad (D.14)$$

En esta ecuación el lado izquierdo representa la distancia que debe de recorrer la información, el primer término del lado derecho es el ancho que la funda tiene cuando la onda sonora es emitida ( $t = t_{c1}$ ) y el segundo término representa el espesor que se acumula hasta el momento en que la información arriba al choque frontal en el tiempo  $t_{c2}$ .

Debido a que  $v_{emc}(t_{c1})$  y  $v_{cf}(t_{c1})$  son constantes, las integrales del lado derecho de la ecuación (D.14) se linealizarán; mientras que en el lado izquierdo se utilizará el teorema del valor intermedio de la integral. Con esto se llega a:

$$c_S^*(t_{c2} - t_{c1}) = [v_{cf}(t_{c1}) - v_{emc}(t_{c1})] t_{c2} \quad (D.15)$$

siendo  $c_S^*$  el valor intermedio de la velocidad del sonido que cumple la igualdad, valor que se puede aproximar a primer orden como:

$$c_S^* \approx c_{S1} + \frac{1}{2}c'_{S1}(t_{c2} - t_{c1}) \quad (\text{D.16})$$

donde  $c_{S1}$  es el valor de la velocidad del sonido en  $t_{c1}$  y  $c'_{S1}$  es la derivada de la velocidad del sonido respecto al tiempo evaluada en  $t_{c1}$ . Al sustituir la ecuación (D.16) en la ecuación (D.15) y renombrando  $v_{cf}(t_{c1}) = v_{cf1}$  y  $v_{emc}(t_{c1}) = v_{emc1}$  se llega a la ecuación cuadrática:

$$c'_{S1}t_{c2}^2 + 2(v_{emc1} + c_{S1} - v_{cf1} - c'_{S1}t_{c1})t_{c2} + (c'_{S1}t_{c1} - 2c_{S1})t_{c1} \approx 0$$

cuya solución física aproxima el valor del tiempo crítico del choque cuando  $c'_{S1} \neq 0$ :

$$t_{c2} \approx \frac{-\chi + \sqrt{\chi^2 + 2(v_{cf1} - v_{emc1})c'_{S1}t_{c1}}}{c'_{S1}} + t_{c1} \quad (\text{D.17})$$

siendo  $\chi = v_{emc1} + c_{S1} - v_{cf1}$ . Como la velocidad de propagación del choque es constante durante su impulsión, la segunda distancia crítica estará determinada por:

$$d_{c2} = v_{cf1}t_{c2} \quad (\text{D.18})$$

## Decaimiento

Debido al cese de impulsión, para tiempos mayores a  $t_{c1}$ , la velocidad de la EMC disminuirá monótonamente hasta equiparar la velocidad de su ambiente. Este decaimiento responderá a la solución de una ST en la etapa de decaimiento con:

$$v_{emc} = v_0 \left( 1 + \frac{(a-1)b\xi}{\sqrt{2(a-1)bt\xi - b(a-b)\xi^2}} \right) \quad (\text{D.19})$$

y  $\xi$  estará definida como:

$$\xi = \frac{a-1}{a+\sqrt{ab}}t_{c1} \quad (\text{D.20})$$

El valor de  $\xi$  proviene de la necesidad de empatar el momento donde inicia el decaimiento del centro de masa de la ST con el momento donde inicia el decaimiento de la EMC (discontinuidad de contacto). Efecto que surge de dotar a la ST de estructura que no posee inicialmente.

Cuando el CF rebasa  $d_{c2}$  decaerá como una onda explosiva; decaimiento que se da en un campo de densidades que varía como  $r^{-2}$ , por lo cual la solución tipo Sedov-Taylor (Sedov, 1946; Taylor, 1950) no es aplicable. De acuerdo a Cavaliere and Messina (1976) las expresiones para la posición ( $R_{ch}$ ) y velocidad ( $V_{ch}$ ) de choques, que se propagan sin recibir energía ( $E(t) = E_0$ ) en campos de densidad que decaen  $r^{-2}$ , son:

$$R_{ch} = \zeta_f t^{\frac{2}{3}}$$

$$V_{ch} = \varsigma_f R_{ch}^{-\frac{1}{2}}$$

donde  $\zeta_f$  y  $\varsigma_f$  son constantes que dependen de las condiciones iniciales del choque y de la  $\gamma$  del gas.

Este tipo de soluciones concuerdan con el estudio de Pintér and Dryer (1990), donde se analizan observaciones de la evolución de choques interplanetarios que presentaron las etapas de impulsión y de decaimiento. En este estudio se concluye que en la etapa de impulsión, los choques interplanetarios parecen mantener una velocidad constante y que al cesar la impulsión su velocidad aparenta decaer como  $R_{ch}^{-1/2}$ .

De acuerdo a lo anterior se asumirán la posición ( $r_{cf}$ ) y velocidad del CF ( $v_{cf}$ ), en la etapa de decaimiento, como:

$$r_{cf} = r_{cf2} \left( \frac{t}{t_{c2}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{D.21a})$$

$$v_{cf} = v_{cf2} \sqrt{\frac{r_{cf2}}{r_{cf}}} \quad (\text{D.21b})$$

donde  $r_{cf}(t_{c2}) = r_{cf2}$  y  $v_{cf}(t_{c2}) = v_{cf2}$  son la posición y la velocidad del choque en su tiempo crítico ( $t_{c2}$ ).

Finalmente la descripción del decaimiento de la velocidad del CR no resulta clara, debido a que no se conoce con certeza el perfil de densidad que ocasiona la zona de rarefacción, ambiente donde se propaga el CR en su etapa de decaimiento. Sin embargo, con base en los resultados numéricos, se puede aproximar la densidad a un valor constante en la región de rarefacción (ver Figuras 2.2 B y 3.4). De acuerdo a Cavaliere and Messina (1976) la posición ( $r_{cr}$ ) y velocidad ( $v_{cr}$ ) del CR tendrán la forma:

$$R_{ch} = \zeta_r t^{\frac{2}{3}}$$

$$V_{ch} = \varsigma_r R_{ch}^{-\frac{3}{2}}$$



con  $\zeta_r$  y  $\varsigma_r$  son constantes que dependen de las condiciones iniciales del choque y de la  $\gamma$  del gas. De acuerdo a las ecuaciones anteriores, se tendrá que la posición ( $r_{cr}$ ) y velocidad ( $v_{cr}$ ) del choque reverso estarán dados por:

$$r_{cr} = r_{cr0} \left( \frac{t}{t_{c0}} \right)^{\frac{2}{5}} \quad (\text{D.22a})$$

$$v_{cr} = v_{cf0} \left( \frac{r_{cf0}}{r_{cf}} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{D.22b})$$

donde  $r_{cr}(t_{c0}) = r_{cr0}$  y  $v_{cr}(t_{c0}) = v_{cr0}$  son la posición y la velocidad del choque en su tiempo crítico ( $t_{c0}$ ).

El decaimiento de las velocidades se prolongará hasta que la velocidad de la EMC iguale a la de su medio ambiente y los choques decaigan por completo.

## Resultados del Modelo

Para realizar los cálculos se utilizaron los valores del número de Mach que calcula una subrutina de las simulaciones. La velocidad del sonido ( $c_s$ ) dentro de la funda se calculó empleando las relaciones de Rankine-Hugoniot.

Las figuras D.4 y D.5 muestran los perfiles de velocidad de la eyecta (A), del choque frontal (B) y la velocidad relativa choque-eyecta (B) en función de la distancia heliocéntrica. Las soluciones se contruyeron con tiempos de inyección  $\Delta t_{emc} = 3$  y 6 con incrementos en densidad  $\Delta n_{emc} = n_0$ . Los números 1, 2, 3, 4 y 5 corresponden a  $\Delta v_{emc} = 150, 300, 450, 600, 900$  km/s respectivamente; mientras que el dominio espacial abarcó de 0.08 UA a 1.3 UA. (Para todos los casos el valor de  $c = 2$  mientras que  $b = 1.341, 1.682, 2.023, 2.363$  y  $3.045$  para los perfiles 1, 2, 3, 4 y 5 respectivamente.)

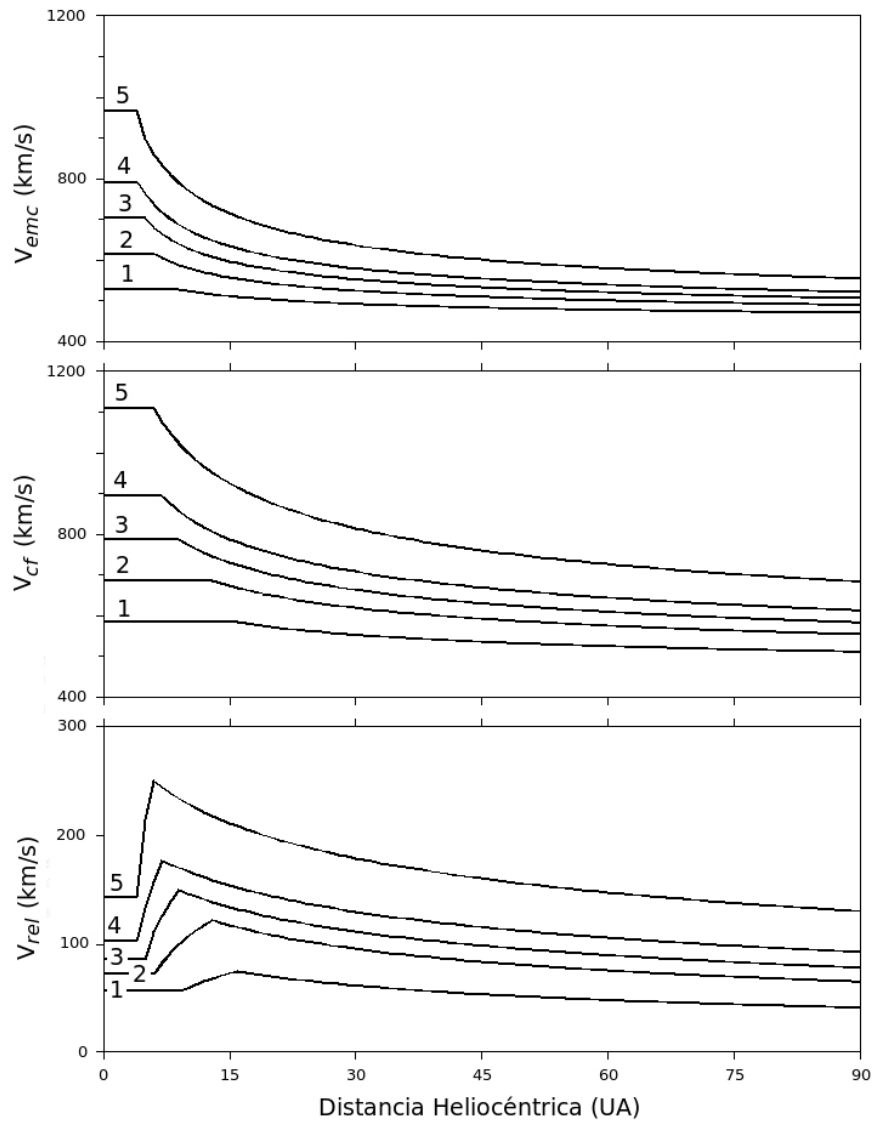


Figura D.4: Resultados de las aproximaciones para un  $\Delta t_{emc} = 3$  hrs en función de la distancia heliosférica. Se muestran la velocidad de la eyecta (A), la velocidad del choque (B) y la velocidad relativa choque-eyecta (C). Los números 1, 2, 3, 4 y 5 indican el caso de cada perfil:  $\Delta v_{emc} = 150, 300, 450, 600$  y  $900$  km/s respectivamente.

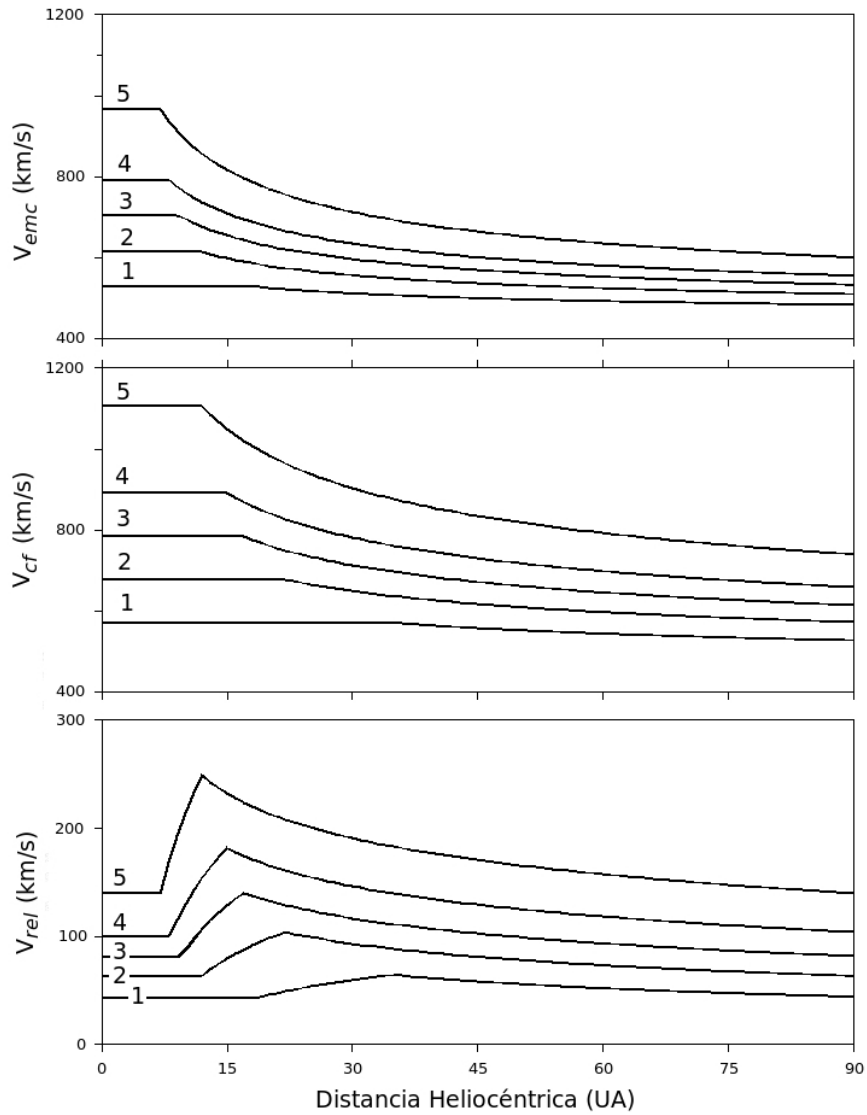


Figura D.5: Resultados de las aproximaciones para un  $\Delta t_{emc} = 6$  hrs en función de la distancia heliosférica. Se muestran la velocidad de la eyecta (A), la velocidad del choque (B) y la velocidad relativa choque-eyecta (C). Los números 1, 2, 3, 4 y 5 indican el caso de cada perfil:  $\Delta v_{emc} = 150, 300, 450, 600$  y  $900$  km/s respectivamente.

# Bibliografía

- Aschwanden, M. (2006). *Physics of the Solar Corona*. Springer.
- Baumjohann, W. and Paschmann, G. (1989). Determination of the polytropic index in the plasma sheet. *Geoph. Res. Lett.*, 16:295–298.
- Burlaga, L. (1984). Mhd processes in the outer heliosphere. *SSR*, 39:255–316.
- Cantó, J., González, R., Raga, A., de Gouveia dal Pino, E., Lara, A., and González-Esparza, J. (2005). The dynamics of velocity fluctuations in the solar wind -i. coronal mass ejections. *MNRAS*, 357:572–578.
- Cantó, J., Raga, A., and D’Alessio, P. (2000). Analytic solutions to the problem of jets with time-dependent injection velocities. *MNRAS*, 313:656.
- Cavaliere, A. and Messina, A. (1976). Propagation of blast waves. *APJ*, 209:424–428.
- Chen, J. (2007). Initiation and propagation of coronal mass ejections. *J. Astrophys. Astr.*, 000:000–000.
- Chen, J. and Krall, J. (2003). Acceleration of coronal mass ejections. *JGR*, 108:1410.
- Dryer, M. (1994). Interplanetary studies: propagation of disturbances between the sun and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.*, 67:363.
- Forbes, T., Linker, J., Chen, J., Cid, C., Kota, J., Lee, M., Potgieter, M., Schmidt, J., Siscoe, G., Mann, G., Mikic, Z., Vainio, R., Antiochos, S., and Riley, P. (2006). Cme theory and models. *SSR*, 123:251–302.
- Friedberg, J. P. (1987). *Ideal Magnetohydrodynamics*. Plenum Press.
- Gary, G. A. (2001). Plasma beta above a solar active region: Rethinking the paradigm. *Sol. Physics*, 203:71–86.

- González, R., Montes, G., Cantó, J., and Loinard, L. (2006). Predicted radio-continuum emission from the little homunculus of the  $\eta$  carinae nebula. *MNRAS*, 373:391–396.
- González-Esparza, J., Cantó, J., González, R., Lara, A., and Raga, A. (2003). Propagation of cme in the interplanetary medium: Numerical and analytical results. *Adv. Space Res.*, 32:513–518.
- Gonzalez-Esparza, J., Lara, A., Santillan, A., and Gopalswamy, N. (2003). A numerical study on the evolution of cmes and shocks in the interplanetary medium. *Solar Wind 10, AIP Conference proceedings*, 679:206–209.
- González-Esparza, J., Santillán, A., and Ferrer, J. (2004). A numerical study of interaction between two ejecta in the interplanetary medium: one- and two-dimensional hydrodynamic simulations. *Annales Geophysicae*, 22:3741–3749.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Lepping, R., Kaiser, M., Berdichevsky, D., and St. Cyr, O. (2000). Interplanetary acceleration of coronal mass ejections. *Geophys. Res. Lett.*, 27:145.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Kaiser, M., and Howard, R. A. (2001). Predicting the 1-au arrival times of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 106(29):207.
- Gosling, J. and Riley, P. (1996). The acceleration of slow coronal mass ejection in the high speed wind. *Geophys. Res. Lett.*, 23:2867.
- Hundhausen, A., Crooker, N., Joselyn, J., and Feynman, J. (1999). *An introduction in Coronal Mass Ejections*, volume 99. Geophys. Res. Lett.
- Jian, L., Russell, C., Luhmann, J., and Skoug, R. (2006). Properties of interplanetary coronal mass ejections at one au during 1995-2004. *Solar Physics*, 239:393.
- Kivelson, G. and Russell, T. (1995). *Introduction to Space Physics*. Cambridge University Press.
- Landau, D. L. and Lifshitz, M. E. (2005). *Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics Vol. 6*. Elsevier.
- Lopez, R. (1987). Solar cycle invariance in solar wind proton temperature relationships. *JGR*, 92:11189–11194.
- Manoharan, P. (2006). Evolution of coronal mass ejections in the inner heliosphere: A study using white-light and scintillation images. *Sol. Phys.*, 235:345–368.

- Mikić, Z. and Lee, M. (2006). An introduction to theory and models of cmes, shocks and solar energetic particles. *Spa. Science Reviews*, 123:57–80.
- Pintér, S. and Dryer, M. (1990). Conversion of piston-driven shocks from powerful solar flares to blast wave shocks in the solar wind. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 41:137–148.
- Pohjolainen, S., van Driel-Gesztelyi, L., j. L. Cuhlane, Manoharan, P. K., and Elliott, H. A. (2007). Cme propagation characteristics from radio observations. *Sol. Phys.*, 244:167–188.
- Reiner, M. J., Kaiser, M. L., and Bougeret, J. L. (2007). Coronal and interplanetary propagation of cme/shocks from radio, in situ and white light observations. *APJ*, 663:1369–1385.
- Richardson, J. and Smith, C. (2003). The radial temperature profile of the solar wind. *GRL*, 30:1206.
- Santillán, A., González-Esparza, J., and nez, M. Y. (2001). Numerical simulations of interplanetary shock waves using zeus-3d. *Computational Fluid Dynamics proceedings of the Fourth UNAM Supercomputing Conference*.
- 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., and 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.
- Shercliff, J. (1965). *A textbook of Magnetohydrodynamics*. Pergamon Press.
- Smith, C., Matheus, W., Zank, G., Ness, N., Oughton, S., and Richardson, J. (2001). Heating of the low-latitude solar wind by dissipation of turbulent magnetic fluctuations. *JGR*, 106:8253–8272.
- Stone, M. J. and Norman, L. M. (1992a). Zeus-2d: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions: I. the hydrodynamic algorithms and tests. *ApJSS*, 80:753.
- Stone, M. J. and Norman, L. M. (1992b). Zeus-2d: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions: II. the magnetohydrodynamic algorithms and tests. *ApJSS*, 80:791.

- Stone, M. J. and Norman, L. M. (1992c). Zeus-2d: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions: Iii. the radiation hydrodynamic algorithms and tests. *ApJSS*, 80:791.
- Tascione, T. F. (1988). *Introduction to the Space Environment*. Orbit Book Company.
- Taylor, S. G. (1950). The formation of a blast wave by a very intense explosion. i. theoretical discussion. *Proc. Roy. Soc.*, 201:159.
- Veselovsky, I. S. and Prokhorov, A. V. (2008). Statistical distributions and classification of x-ray flares according to their duration on the sun. *Astronomicheskii Vestnik*, 42:186–192.
- Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K. P., and Howard, R. A. (2000). Large-angle spectrometric coronagraph measurements of the energetics of coronal mass ejections. *ApJ*, 534:456–467.
- Vršnak, B., Ruždjak, D., Sudar, D., and Gopalswamy, N. (2004). Kinematics of coronal mass ejections between 2 and 30 solar radii. *A&A*, 423:717–728.
- Wu, S., Guoa, W., Plunkett, S., Schmieder, B., and Simnett, G. (2000). Coronal mass ejections (cmes) initiation: models and observations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62:1489–1498.
- Zhang, J. and Dere, K. P. (2006). A statistical study of main and residual accelerations of coronal mass ejections. *Astrophys. J.*, 649:1100.
- Zirin, H. (1989). *Astrophysics of the Sun*. Cambridge University Press.
- Zurbuchen, T. and Richardson, I. (2006). In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections. *SSR*, 123:31–43.