



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE  
HIDALGO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

SIMULACIÓN DE LA DINÁMICA DEL VIENTO SOLAR  
Y LAS EYECCIONES DE MASA CORONAL EN EL  
RÉGIMEN HIDRODINÁMICO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

P R E S E N T A :

LUIS FELIPE MENDOZA MENDOZA

TUTOR

DR. FRANCISCO SHIDARTHA GUZMÁN MURILLO



MORELIA, MICHOACÁN, AGOSTO 2021

# Declaración de Responsabilidad

- Declaro que esta tesis titulada "Simulación de la dinámica del viento solar y las eyecciones de masa coronal en el régimen hidrodinámico" es un trabajo original de mi investigación y ha sido escrita completamente por mí.
- Declaro que este trabajo de tesis de investigación no constituye en ninguna de sus partes un plagio del trabajo material o intelectual de ningún otro autor.
- Declaro que esta tesis es prácticamente en su totalidad producto de mi propio trabajo, la contribución colaborativa ha sido indicada claramente y reconocida.
- Declaro que este trabajo de tesis no contiene material que haya sido aceptado o presentado para obtener cualquier otro grado académico, otro título o diploma en una universidad o cualquier otra institución de educación superior distinta a la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo.
- Declaro que se han proporcionado las debidas referencias sobre toda la literatura y los recursos de apoyo, respetando íntegramente el contenido científico de los trabajos aquí citados, y que la presente tesis es original en su totalidad y no se deriva de ningún otro trabajo citado.

Autor



Luis Felipe Mendoza Mendoza

# Agradecimientos

La escritura de esta tesis fue toda una aventura y como toda aventura tuvo sus altibajos, mirando en retrospectiva todo el esfuerzo y dedicación puestos en las siguientes páginas hace que todo haya valido la pena. Sin duda no lo hubiera logrado sin el apoyo de un grupo de personas que estuvieron en todo momento. En las siguientes líneas expresare mis agradecimientos.

Primeramente quiero agradecer a mi asesor, el Dr. Francisco Shidarta Guzmán Murillo que me apoyo en todo momento con su experiencia, conocimiento, y motivándome cuando lo necesite. Agradecerle también por facilitarme herramientas que me permitieron desarrollar este trabajo de tesis.

A todos mis amigos de facultad y ahora roomies por su apoyo incondicional en cada aspecto de mi vida sin ellos nada de esto sería posible, un agradecimiento especial a Rafa que me indicó la existencia de este posgrado y su motivación para aceptar el reto.

Otra muy persona especial a la que quiero agradecer es a Xitlali por ser mi compañera de vida y sacarme de mi negación en los momentos clave.

Agradecer a mi familia ya que ellos colocaron las bases para ser lo que soy como persona y su apoyo en todo momento cuando necesite de ellos, especialmente a mis padres que dieron todo de ellos para poder completar mis estudios de licenciatura, y poder dar el siguiente paso a nivel académico.

Sin olvidar a los compañeros que se hicieron amigos mientras cursamos el primer semestre y descubrimos el significado de la frase, *no pain no gain*.

También agradezco a la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas por la oportunidad de hacer la maestría y todas las atenciones que me fueron brindadas. Finalmente agradecer a CONACyT por la beca asignada.

A todos ustedes solo puedo decirles GRACIAS.

# Índice general

<b>Declaración de Responsabilidad</b>	<b>I</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>II</b>
<b>Resumen</b>	<b>VI</b>
<b>Abstract</b>	<b>VII</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. El Sol y su estructura . . . . .	1
1.1.1. Núcleo . . . . .	2
1.1.2. Zona de radiación . . . . .	3
1.1.3. Zona de convección . . . . .	3
1.1.4. Fotosfera . . . . .	3
1.1.5. Cromosfera . . . . .	5
1.1.6. Región de transición . . . . .	5
1.1.7. Corona . . . . .	6
1.1.8. Ciclos solares . . . . .	6
1.2. Clima Espacial . . . . .	6
1.2.1. Viento solar . . . . .	8
1.2.2. Eyecciones de masa coronal . . . . .	8
1.2.3. Tormenta geomagnética . . . . .	9
1.3. El propósito de esta tesis . . . . .	11

<b>2. Modelo Hidrodinámico del Viento Solar y las EMC</b>	<b>13</b>
2.1. Ecuaciones de Euler . . . . .	14
2.1.1. Ley de conservación de masa . . . . .	14
2.1.2. Ley de conservación de momento . . . . .	16
2.1.3. Ley de conservación de energía . . . . .	17
2.2. Solución a las ecuaciones de Euler en una dimensión . . . . .	18
<b>3. Métodos numéricos</b>	<b>22</b>
3.1. Método de volúmenes finitos . . . . .	23
3.1.1. Problema de Riemann . . . . .	25
3.2. Construcción de los flujos numéricos . . . . .	27
3.2.1. Reconstrucción de variables . . . . .	30
3.2.2. Evolución temporal . . . . .	31
3.2.3. Condiciones de frontera . . . . .	32
3.3. Pruebas con hidrodinámica . . . . .	34
3.3.1. Tubo de choque de Sod en 1D . . . . .	34
3.4. Refinamiento del dominio . . . . .	37
<b>4. Modelos de vientos solares y EMCs</b>	<b>39</b>
4.1. Reproducción de modelos con simetría esférica . . . . .	40
4.1.1. Vientos solares . . . . .	42
4.1.2. Unidades . . . . .	42
4.1.3. Eyecciones de masa coronal . . . . .	51
4.2. Satélites . . . . .	64
4.2.1. Orbitador Solar Parker . . . . .	66
4.2.2. STEREO . . . . .	66
4.2.3. Orbitador Solar . . . . .	67
4.3. Sistemas coordenados . . . . .	67
4.3.1. Sistema geocéntrico . . . . .	68
4.3.2. Sistema heliocéntrico . . . . .	69
4.4. Vientos hidrodinámicos y EMCs en 3D . . . . .	70

4.4.1. Simulación de EMCs . . . . .	78
4.5. EMCs históricas . . . . .	79
4.5.1. Evento Carrington . . . . .	79
4.5.2. Evento del día de la toma de la Bastilla . . . . .	82
4.5.3. Evento 30 Marzo 2001 . . . . .	86
4.5.4. Tormenta de Halloween, 2003 . . . . .	87
<b>5. Conclusiones</b>	<b>94</b>

# Resumen

En este trabajo de tesis se presenta el uso e implementación de dos nuevos códigos que resuelven las Ecuaciones de Euler, para modelar la dinámica del viento solar. El primero de ellos es un código que resuelve las ecuaciones de Euler en simetría esférica, el segundo es un código en tres dimensiones en coordenadas cartesianas. Los códigos resuelven las ecuaciones de la hidrodinámica, usando la discretización de volúmenes finitos con reconstructores de variables de segundo orden y aproximación de formulación de flujos de la clase HLL. Las ecuaciones se escriben en forma de balance de flujos, lo que permite la evolución de las variables conservativas. La evolución se lleva a cabo usando el método de líneas con un integrador de tiempo de segundo orden. Pudimos simular la formación de vientos solares de ambiente que replican vientos de la literatura en términos de densidad, velocidad y temperatura del plasma. Sobre el viento estacionario es posible lanzar Eyecciones de Masa Coronal hasta su arribo a la Tierra. Por último, incorporamos la medición de las variables en la posición real de algunos satélites que monitorean al Sol y el viento solar.

**Palabras clave:** Hidrodinámica, Física Computacional, Vientos solares, Eyecciones de Masa Coronal, Satélites

# Abstract

This thesis work presents the use and implementation of two new codes that solve Euler equations to model the dynamics of the solar wind. The first of them is a code that solves Euler equations with spherical symmetry, the second one is a code in three dimensions in Cartesian coordinates. The codes carry out the solution of the hydrodynamic equations, using finite volume discretization with reconstructors of second order variables and flux formulae approximation of the HLL class. The equations are written in flux balance law form, which allows the evolution of the conservative variables. The evolution is carried out using the method of lines with a second order time integrator. We were able to simulate the formation of ambient solar winds that replicate winds from the literature in terms of density, velocity and temperature of the plasma. On top of the stationary wind it is possible to launch Coronal Mass Ejections until its arrival to Earth. Finally, we incorporate the measurement of variables at the real position of some satellites whose purpose is to monitor the Sun and the solar wind.

**Key words:** Hydrodynamics, Computational Physics, Solar Winds, Coronal Mass Ejections, Satellites

# Capítulo 1

## Introducción

El Sol ha acompañado el nacimiento y desarrollo de la humanidad, en el proceso ha sido considerado una deidad, fuente de inspiración para cuentos, poemas etc., actualmente es objeto de estudio a fin de desentrañar los misterios que tienen tanto a físicos como astrónomos en vilo desde hace décadas. De entre los muchos misterios la dinámica solar es clave para la comprensión del clima espacial. Comprender la estructura del Sol es de suma importancia en lo que al clima solar concierne, dado que esta misma es la causante de los fenómenos que estudiaremos en este trabajo.

### 1.1. El Sol y su estructura

Observando la formación de estrellas en la galaxia podemos saber que el Sol se formó a partir de una nube de gas y polvo que a medida que ganaba masa fue comprimiéndose debido a la gravedad. La edad del Sol se estima en 4.5 mil millones de años. Es una estrella de clasificación G2V (una enana amarilla) con una masa de alrededor de 330000 veces la de la Tierra y con un diámetro aproximadamente 100 veces más grande, contiene el 99% de la masa del sistema solar y está compuesto en gran parte por Hidrógeno, una pequeña parte de Helio y unas trazas de elementos más pesados como Oxígeno y Carbono.

Así como la Tierra está dividida en capas, el Sol tiene una división similar. Dado que la zona interior del Sol no la podemos ver, se hace uso de la heliosismología que

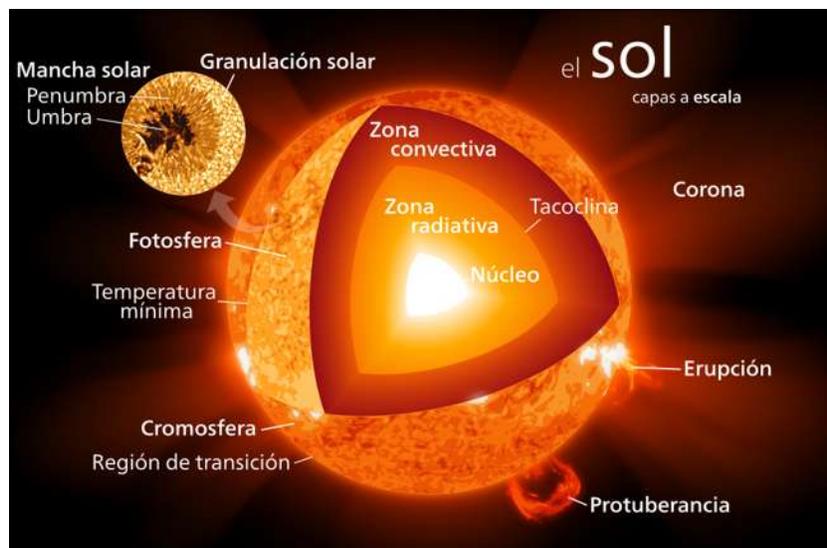


Figura 1.1: Esquema de la estructura del Sol. Fuente [Kelvinsong (2015)].

estudia las ondas producidas en su interior lo que lleva a discernir las capas del Sol. Acorde al modelo estándar hay dos principales secciones del Sol: el interior que a su vez se subdivide en tres regiones: núcleo, zona radioactiva, y zona de convección. Por encima de estas capas se encuentra la atmósfera que cuenta con su propia subdivisión: fotosfera, cromosfera y corona, lo anterior se puede ver ilustrado en la Figura 1.1. A continuación se hará una descripción de cada una de las capas que componen al Sol.

### 1.1.1. Núcleo

En el núcleo es donde tiene origen la energía que nos llega en forma de luz y calor, esto debido a reacciones termonucleares en las que el Hidrógeno se convierte en Helio. Con una temperatura de 15 millones de grados Kelvin y una densidad de  $150 \text{ g/cm}^3$  (aproximadamente 8 veces la densidad del oro que es de  $19.3 \text{ g/cm}^3$ ) estas condiciones son las que propician las reacciones termonucleares, se extiende aproximadamente 175,000 km o lo que es equivalente a 0.25 radios solares ( $R_{\odot}$ ). Cada segundo estas reacciones convierten 4 millones de toneladas de materia en energía, la cual es liberada lentamente por las capas exteriores al núcleo.

### 1.1.2. Zona de radiación

La energía generada en el núcleo llega a la zona de radiación, la cual es transportada a la zona de convección por medio de radiación. La extensión de esta zona abarca 0.4 radios solares, aquí comienza el descenso en la temperatura y densidad al alejarse del núcleo, en el caso de la densidad esta cae desde los  $20 \text{ g/cm}^3$ , densidad similar a la del oro, hasta  $0.2 \text{ g/cm}^3$  que es 5 veces menor a la densidad del agua. Para la temperatura el cambio es igual de significativo pasando de  $7,000,000 \text{ K}$  a  $2,000,000 \text{ K}$ , estos cambios son desde el fondo hasta la superficie de esta zona.

Los encargados de llevar la energía producida en el núcleo hasta la superficie son los fotones, sin embargo un fotón puede tardar hasta un millón de años en abandonar la zona de radiación, esto debido a que están en constante choque con los otros fotones en un material mucho muy denso.

### 1.1.3. Zona de convección

La energía producida en el núcleo tarda alrededor de  $170,000$  años en llegar a la superficie de la zona de convección, aquí la temperatura decae unos  $2,000,000 \text{ K}$ , esta región se encuentra alrededor de  $200,000 \text{ km}$  por debajo de la fotosfera. La convección. gas caliente que asciende y el gas más frío desciende, es el fenómeno que domina esta parte del núcleo.

Entre las últimas zonas descritas existe una capa llamada *tacoclina* mostrada en la Figura 1.2, que se cree es donde se genera el campo magnético del Sol debido al efecto dinamo, que es el mismo fenómeno debido al cual la Tierra posee un campo magnético. Esta interfase se encuentra a una distancia de  $\approx 0.7$  radios solares con un espesor promedio de  $\approx 0.04$  radios solares.

### 1.1.4. Fotosfera

La atmósfera solar inicia aquí con la fotosfera, que es la zona del Sol que vemos al levantar la cabeza al cielo y que emite el  $99\%$  de la energía producida por el interior. Aquí la temperatura es mucho menor que en las zonas internas con  $5700$  grados Kelvin.

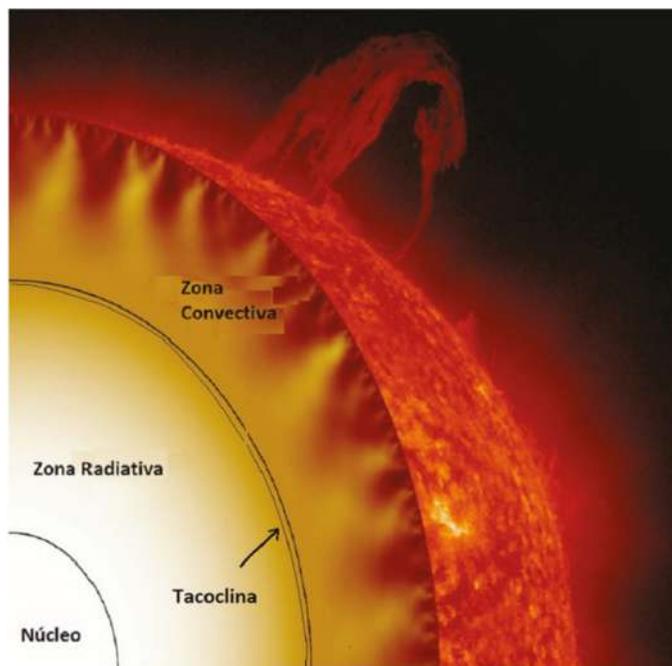


Figura 1.2: Tacoclina, la interfase entre la zonas de radiación y convección. Fuente: <https://www.redalyc.org/jatsRepo/4759/475960592007/html/index.html>

La característica más importante de esta región son las manchas solares vistas por primera vez por Galileo Galilei en el año de 1609, dichas manchas cuya cantidad varía siguiendo un ciclo de 11 años, son además regiones de intenso campo magnético. Las manchas solares son áreas más oscuras en comparación a la superficie solar que las rodea y más frías también, con una temperatura aproximada de 4500 grados Kelvin. Su tamaño común es de unos 10,000 km y su duración puede alcanzar varias semanas.

Estas manchas solares fueron usadas por Richard Carrington en 1859 para determinar que la rotación del Sol es diferencial, esto quiere decir que rota a velocidades distintas a diferentes latitudes. El ecuador rota más rápido que los polos, en el ecuador una rotación tarda 25 días mientras que en los polos toma 36 días. Otro fenómeno de interés es la granulación de la superficie solar, que se observa como un gran número de celdas separadas por líneas delgadas, esta granulación es evidencia de la convección. Tienen una longitud aproximada de 1000 km y su duración es muy corta, llegando a durar entre 5 a 10 minutos. En la Figura 1.3 se observan ambos fenómenos, granulación y manchas solares.

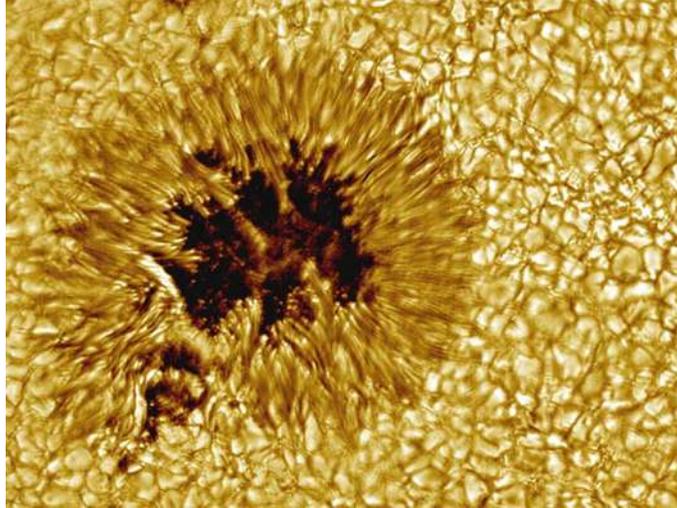


Figura 1.3: Mancha solar y alrededor se observa la granulación de la superficie. Fuente <https://apod.nasa.gov/apod/ap051106.html>

### 1.1.5. Cromosfera

Por encima de la fotosfera tenemos la cromosfera una capa delgada con un grosor aproximado de 1500 km y una temperatura mayor que en la fotosfera de alrededor de 10000 K. Anteriormente esta zona solo podía ser vista durante los eclipses solares cuando la luna cubría la fotosfera, ahora con la invención del coronógrafo es posible observar esta zona debido a su tono rojizo el cual es causado por la presencia de Hidrógeno alfa ( $H_{\alpha}$ ) siendo este una línea muy específica en el espectro de emisión del Hidrógeno. La cromosfera es una región bastante dinámica y donde tiene lugar la formación de jets de gas conocidos como espículas.

### 1.1.6. Región de transición

Por encima de la cromosfera, a unos 2000 km sobre la superficie del Sol se encuentra la región de transición donde la temperatura sufre un cambio bastante drástico llegando al millón de grados Kelvin y el gas se encuentra ionizado.

### 1.1.7. Corona

La corona es la región más caliente de la atmósfera solar con una temperatura promedio de varios millones de grados Kelvin, siendo el proceso de calentamiento uno de los misterios sin resolver que tiene la física solar. La corona baja es una zona muy inhomogénea a consecuencia de procesos dinámicos como erupciones solares que involucran reconexiones magnéticas altamente energéticas.

### 1.1.8. Ciclos solares

La variación en la cantidad de manchas solares provoca el llamado ciclo solar que es un cambio en la actividad del Sol pasando de una intensa actividad a una relativa calma y viceversa. Este ciclo se divide en dos partes, el mínimo solar donde pueden pasar días sin que aparezcan manchas o solo unas pocas, por el contrario en el máximo solar pueden verse cientos de manchas solares al día, en la Figura 1.4 se ilustra la diferencia entre ambas fases. Cada una de estas fases dura entre cinco y seis años, de hecho el ciclo solar 24 terminó en diciembre de 2019 dando inicio a al incremento de la actividad hasta alcanzar el máximo que se espera sea en 2025. La Figura 1.5 muestra la cantidad de manchas solares vistas durante los 24 ciclos previos, a partir de esta información se observa que la actividad es variable con cada máximo y esto dificulta enormemente las predicciones de que tan intensos serán los ciclos venideros, y por esto es que se monitorea la actividad solar en todo momento y saber con antelación si un evento que puede afectar la Tierra ha dado comienzo.

## 1.2. Clima Espacial

Todos estamos familiarizados con el concepto de clima en mayor o menor medida y afecta directamente nuestras vidas desde que sea un día caluroso o muy frío o pasando a eventos como huracanes, ciclones o tifones que causan daños en la infraestructura e inclusive la pérdida de vidas. Bajo este precepto se acuñó el término clima espacial para referirse a las condiciones de la dinámica del Sol, viento solar y la atmósfera

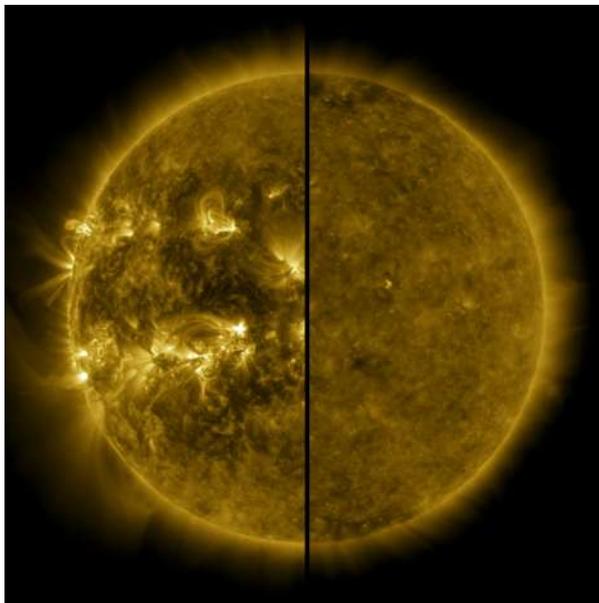


Figura 1.4: Diferencia entre el máximo y mínimo solar, a la izquierda el máximo capturado en abril de 2014 y a la derecha el mínimo capturado en diciembre de 2019. [NASA/SDO] [https://www.nasa.gov/mission\\_pages/sunearth/solar-events-news/what-is-the-solar-cycle](https://www.nasa.gov/mission_pages/sunearth/solar-events-news/what-is-the-solar-cycle).

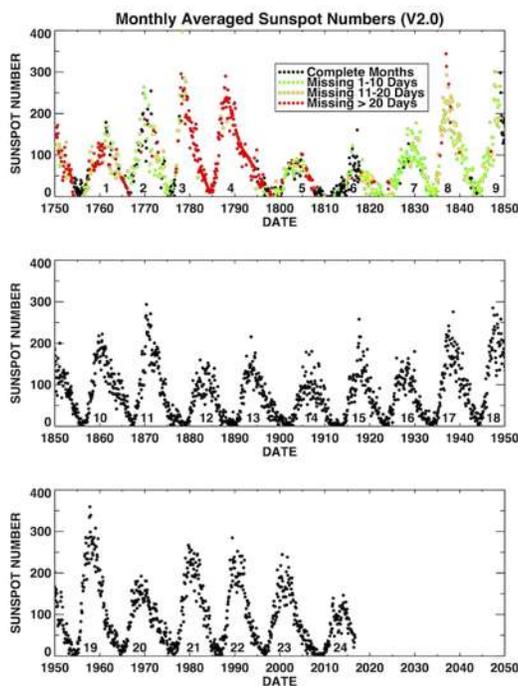


Figura 1.5: Número de manchas solares observadas desde mediados de 1700's, se observa el ciclo aproximado de 11 años en la actividad solar. [NASA/ARC] <https://solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml>

superior que pueden afectar la infraestructura espacial como lo son los satélites de navegación o estaciones que orbitan el planeta.

### 1.2.1. Viento solar

La luz y calor expelidos por el Sol no es lo único que proviene del mismo, gas ionizado también conocido como plasma que es un gas cuyas partículas se encuentran ionizadas, pero con una carga total cuasineutral. El plasma que emite el Sol que además posee campo magnético es lo que se conoce como viento solar, el viento solar fue descubierto en la década de los 50s gracias a los cometas, ya que su cola siempre apuntaba en dirección contraria al Sol, sin importar que se estuviera acercando o alejando del Sol. El viento solar se extiende por todo el sistema solar distribuido en el espacio, y como el sistema solar está impregnado por este viento, se considera a escalas mayores como parte del Sol, la llamada heliosfera.

### 1.2.2. Eyecciones de masa coronal

Dentro de los fenómenos solares que tienen impacto en la vida de la Tierra el más peligroso son sin duda las Eyecciones de Masa Coronal (EMC), que como podemos inferir por su nombre, es la expulsión de masa coronal. Pueden lanzar al espacio millones de toneladas de masa inbuidas de campo magnético. La densidad, velocidad, temperatura y campo magnético de las EMC son mucho mayores que los del viento solar de ambiente, lo cual puede generar problemas en la red satélital y en casos extremos en la red eléctrica en la superficie de la Tierra.

Durante el máximo solar que es el periodo más activo del Sol, es cuando la probabilidad de que una EMC ocurra es mayor, sin embargo no todas son peligrosas y algunas otras no llegan a golpear al planeta, pongamos de ejemplo un aspersor que se mueve a velocidad constante, si caminamos alrededor del mismo puede que nos moje directamente o solo nos llegue una leve brisa o que no nos toque gota alguna. En la realidad no podemos depender de la suerte, si bien el campo magnético de la Tierra es capaz de protegernos de la mayoría de las EMC, eventualmente puede ocurrir un

evento de grandes proporciones que no tendremos la suerte de evadir y tampoco el campo magnético terrestre podrá protegernos. Algunos casos documentados que han tenido repercusiones son:

- En Agosto de 1972 se registró la tormenta solar más rápida hasta la fecha tardando 14.6 horas en llegar al planeta, provocó la detonación de varias minas navales. Este evento pudo tener consecuencias mucho mayores dado que fue en la era espacial concretamente entre las misiones Apolo 16 y 17.
- La tormenta solar más potente registrada es conocida como el evento Carrington ocurrida el 1 de Septiembre de 1859, provocó fallos masivos en la red de telégrafos, avistamientos de auroras boreales en el Caribe, y en las Rocallosas varios mineros comenzaron a desayunar en la madrugada debido a que creyeron que ya había amanecido.
- El 9 de Marzo de 1989 tuvo origen (esto es el día que fue expulsada por el Sol) una EMC que provocó que alrededor de 6 millones de personas en la provincia de Quebec se quedaran sin energía eléctrica por un periodo de nueve horas debido a fallas en los transformadores. Cabe mencionar que esto ocurrió el día 13 de Marzo. Los cuatro días de diferencia nos da una idea de lo que puede tardar una EMC en alcanzar la Tierra.
- En Julio de 2012 una EMC cuya fuerza era comparable con la del evento Carrington paso cerca de la Tierra por diferencia de nueve días, si hubiese hecho contacto con la Tierra los daños pudieron ser de entre 600 billones a 2.6 trillones de dólares solo en los Estados Unidos y la recuperación de la infraestructura tardaría de cuatro a diez años.

### 1.2.3. Tormenta geomagnética

El impacto de una EMC con la Tierra provoca un fenómeno conocido como tormenta geomagnética o tormenta solar, dicho fenómeno afecta las líneas del campo

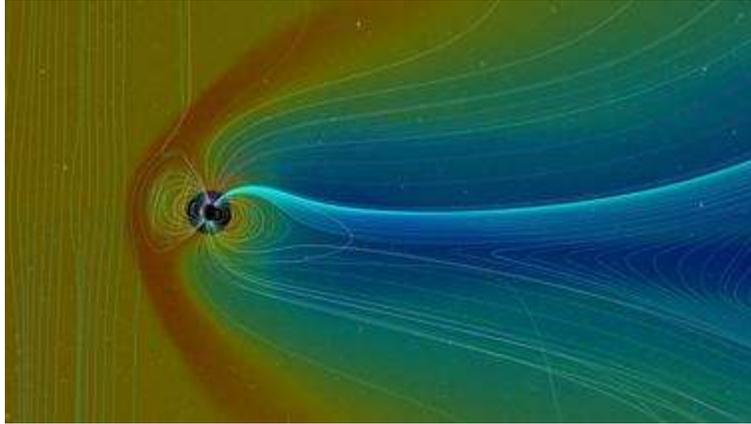


Figura 1.6: Magnetosfera y las líneas de campo magnético en la Tierra. Fuente: <https://svs.gsfc.nasa.gov/4188>

magnético del planeta, estas líneas son similares a las que se pueden observar en el clásico experimento de la limadura de hierro en un imán.

Estas líneas forman una especie de burbuja magnética llamada magnetosfera que desvía gran parte del viento solar, sin esta burbuja protectora el viento solar destruiría la atmósfera terrestre. Sin la magnetosfera la vida en la Tierra no hubiera existido, si tomamos como ejemplo a Marte que perdió su magnetosfera y parcialmente su atmósfera, lo que lo convirtió en el páramo desolado y árido que es actualmente. La magnetosfera de la Tierra se muestra en la Figura 1.6.

Las tormentas magnéticas son causadas por la reconexión magnética como se muestra en la Figura 1.7, esto es cuando dos líneas de campo magnético opuestas se rompen y se reconectan con otras, liberando enormes cantidades de energía en el proceso, si esta reconexión es medianamente fuerte podemos observar auroras boreales en el cielo. Cuando una EMC es de gran intensidad además de la reconexión magnética, el viento solar añade energía provocando fallas en la red de satélites y en algunas ocasiones provoca interrupciones en el suministro eléctrico y fallos en las señales de radio.

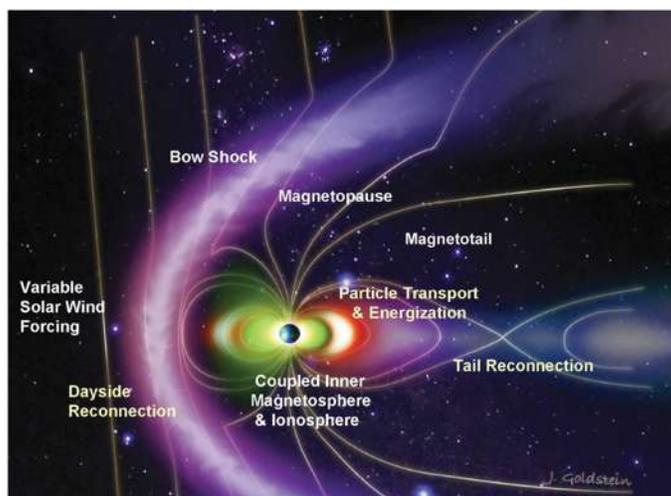


Figura 1.7: Onda de choque provocada por una EMC, causante de la reconexión magnética (*tail reconnection*) Fuente: <https://www.swri.org/press-release/swri-map-magnetic-reconnection-earth-magnetotail>

### 1.3. El propósito de esta tesis

Monitorear la actividad del Sol es de suma importancia debido a que los cambios y fenómenos en el mismo pueden resultar en daños en la Tierra que podrían afectar nuestro estilo de vida o en un escenario apocalíptico, acabar con la vida como la conocemos. Los eventos conocidos como Eyecciones de Masa Coronal (EMC) y sus consecuencias como son las tormentas solares, son las que desatan los problemas mencionados anteriormente.

La construcción de un modelo que permita saber con datos físicos de densidad, temperatura y velocidad si una EMC puede causar una tormenta solar es la esencia de este trabajo, asimismo incluir la trayectoria y mediciones de los satélites, basados en sus posiciones reales en el espacio a un tiempo dado, dedicados a medir el viento solar y sus variaciones para conocer de primera mano que un evento ha iniciado y comenzar los preparativos necesarios. Esta herramienta sirve tanto como prevención como para análisis de eventos pasados, o simular una cantidad de eventos que permitan crear un catálogo de condiciones que con la pronta medición de un satélite en órbita conozcamos si la EMC que es peligrosa y tomar medidas preventivas con base en ello.

El propósito de trabajo es la construcción y prueba de un código capaz de simular la formación del viento solar estacionario y las eyecciones de masa coronal. Además de la capacidad para simular la dinámica del plasma solar, el código incluye la posición real de los satélites cuyo propósito es medir las características del plasma solar, que es dependiente del tiempo.

Las pruebas avanzadas incluyen la capacidad de emular eventos pasados históricos. Más allá, el propósito de una herramienta de este tipo, es tener la capacidad de predecir las propiedades del plasma eyectado en las EMCs al llegar a la Tierra, a partir de la información detectada por las sondas cercanas al Sol y poder estimar los posibles riesgos.

Si bien existen varios modelos y programas para simular la dinámica solar, algunos de ellos son solucionadores del tipo caja negra, en los que no se conoce como se solucionan las ecuaciones. En parte debido a estas limitaciones es que se ha construido esta nueva herramienta, que permite simular la dinámica solar en un régimen predominantemente hidrodinámico. Además pudiendo incluir las mediciones de algunos satélites que tienen como misión el estudio del clima espacial con base en sus trayectorias reales en el espacio.

Esperamos que este trabajo contribuya al estudio del clima espacial, que permita estudiar el espacio de parámetros y al final permita tener un mejor entendimiento de la influencia que tienen los fenómenos solares en el planeta.

La tesis está organizada de la siguiente manera. En el capítulo 2 se describen las ecuaciones de la hidrodinámica que gobiernan la dinámica de un fluido. En el capítulo 3 se describen los métodos numéricos implementados para resolver las ecuaciones. En el capítulo 4 se presentan modelos numéricos de vientos solares y EMC, y nuestros resultados. Finalmente en el capítulo 5 presentamos algunas conclusiones y comentarios finales.

## Capítulo 2

# Modelo Hidrodinámico del Viento

## Solar y las EMC

Un modelo de viento solar debe ser capaz de describir la dinámica de un plasma ionizado, que puede responder a la presencia de campos magnéticos. En tal escenario las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica tienen la capacidad de modelar la dinámica de las propiedades del fluido y del campo magnético a la vez. Un primer enfoque, menos completo, pero un buen primer paso hacia la construcción de una herramienta completa, consiste en modelar la dinámica del plasma del viento solar y las tormentas solares resolviendo las ecuaciones de la hidrodinámica, es decir, considerando escenarios en los que la influencia del campo magnético sobre el plasma es despreciable en comparación con los efectos de la dinámica mecánica de un fluido, es decir, donde las presiones y densidad de momento son los campos dominantes.

Este es el escenario que se considera en este trabajo. El conjunto de ecuaciones que gobierna la dinámica macroscópica de tal fluido son las ecuaciones de conservación de la masa de un elemento de volumen, las ecuaciones de conservación de momento en un elemento de volumen conocidas como ecuaciones de Euler, y finalmente la conservación de la energía en un elemento de volumen del fluido. En conjunto todas ellas suelen denotarse por las ecuaciones de Euler que describimos a continuación.

## 2.1. Ecuaciones de Euler

Las ecuaciones de Euler son un conjunto de ecuaciones que describen el comportamiento de un fluido, son un sistema de ecuaciones diferenciales parciales. Las variables que se usan para modelar el fluido se clasifican en dos grupos, primitivas y conservativas, las primeras tienen este nombre dado que son las variables de estado del fluido mientras que las conservativas tienen su origen en las leyes de conservación.

Este conjunto de ecuaciones se aplican a líquidos o gases a altas presiones, por lo tanto la viscosidad y fuerzas externas son despreciadas. Las variables primitivas son densidad de masa  $\rho(x, y, z, t)$ , presión  $p(x, y, z, t)$  y velocidad  $\mathbf{v}(x, y, z)$ , las conservativas de igual manera la densidad de masa  $\rho(x, y, z, t)$ , densidad de momento  $\rho\mathbf{v}$  y la densidad de energía interna del gas  $e$ . Se trata de variables que dependen del espacio y del tiempo, y que caracterizan las propiedades del fluido en un elemento de volumen que es microscópicamente grande y macroscópicamente pequeño. Se ha especificado que el espacio está descrito en coordenadas cartesianas, sin embargo, el espacio puede estar descrito en cualquier sistema coordenado, de hecho en una sección usaremos coordenadas esféricas para la descripción de un caso particular.

### 2.1.1. Ley de conservación de masa

La base para la deducción de las ecuaciones de Euler es la ecuación de continuidad, se aplica un balance de materia a un elemento de volumen como el que se muestra en la Figura 2.1.

Realizando un balance de masa en las caras que indican las flechas, que son perpendiculares al eje  $x$ , la velocidad de entrada de masa en  $x$  es  $(\rho v_x)|_x \Delta y \Delta z$  mientras que la velocidad de salida en  $x + \Delta x$  es  $(\rho v_x)|_{x+\Delta x} \Delta y \Delta z$ . Expresiones análogas pueden construirse para los ejes  $y$  y  $z$ . La velocidad de acumulación en el elemento de volumen está dada por  $(\Delta x \Delta y \Delta z)(\partial \rho / \partial t)$ . El balance de masa en el elemento de volumen queda de la siguiente manera

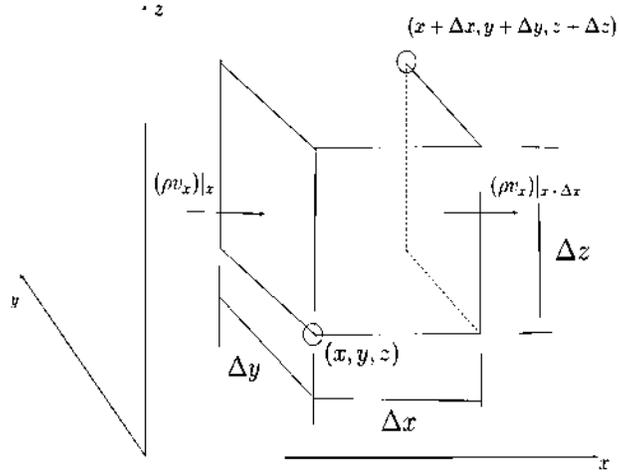


Figura 2.1: Elemento de volumen fijo  $\Delta x \Delta y \Delta z$  en el cual un fluido pasa. Las flechas indican la entrada y salida de materia.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z = & [(\rho v_x)|_x - (\rho v_x)|_{x+\Delta x}] \Delta y \Delta z \\ & + [(\rho v_y)|_y - (\rho v_y)|_{y+\Delta y}] \Delta x \Delta z + [(\rho v_z)|_z - (\rho v_z)|_{z+\Delta z}] \Delta x \Delta y, \end{aligned} \quad (2.1)$$

dividiendo la ecuación (2.1) entre  $\Delta x \Delta y \Delta z$  nos queda la siguiente expresión

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{(\rho v_x)|_x - (\rho v_x)|_{x+\Delta x}}{\Delta x} + \frac{(\rho v_y)|_y - (\rho v_y)|_{y+\Delta y}}{\Delta y} + \frac{(\rho v_z)|_z - (\rho v_z)|_{z+\Delta z}}{\Delta z}, \quad (2.2)$$

tomando el límite cuando  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  y  $\Delta z$  tiende a cero para  $x$ ,  $y$  y  $z$ , obtenemos la ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \left( \frac{\partial}{\partial x} \rho v_x + \frac{\partial}{\partial y} \rho v_y + \frac{\partial}{\partial z} \rho v_z \right). \quad (2.3)$$

Esta ecuación describe la evolución de la densidad de masa en el elemento de volumen, la forma más común de expresarla es haciendo uso del concepto de divergencia. Haciendo la igualdad con cero

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.4)$$

obtenemos la ley de conservación de masa.

### 2.1.2. Ley de conservación de momento

Usando el mismo elemento de volumen en la Figura 2.1, haremos el análisis para la componente  $x$  mientras que para el resto de componentes las expresiones se pueden obtener de manera análoga. El transporte de momento tiene dos mecanismos: convección que es el flujo total de fluido y transporte molecular, debido a los gradientes de velocidad.

Comenzando por la convección, el transporte de momento para la componente  $x$ , para el mismo eje la velocidad de entrada en  $x$  es  $\rho v_x v_x|_x \Delta y \Delta z$  y la velocidad de salida en  $x + \Delta x$  es  $\rho v_x v_x|_{x+\Delta x} \Delta y \Delta z$ . Para el resto de las caras las expresiones son similares, por ejemplo la entrada en  $z$  es  $\rho v_z v_x|_z \Delta x \Delta y$  y la salida en  $y + \Delta y$  es  $\rho v_y v_x|_{y+\Delta y} \Delta x \Delta z$ .

El transporte molecular puede considerarse como esfuerzos  $\tau$  debido a la viscosidad y dada la naturaleza de las ecuaciones de Euler la viscosidad y todos los términos asociados a ella no son considerados. La presión del fluido y la fuerza de gravedad son consideradas, esto se ve representado para la componente  $x$  como

$$(p|_x - p|_{x+\Delta x}) \Delta y \Delta z + \rho g_x \Delta y \Delta z.$$

La acumulación en  $x$  del elemento de volumen es  $(\Delta x \Delta y \Delta z)(\partial \rho v_x / \partial t)$ , el balance después de dividir entre  $(\Delta x \Delta y \Delta z)$  y tomando límites cuando este volumen tiende a cero, es la ecuación de movimiento en la componente  $x$  del flujo de momento

$$\frac{\partial \rho v_x}{\partial t} = - \left( \frac{\partial \rho v_x v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_y v_x}{\partial y} + \frac{\partial \rho v_z v_x}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} - \rho (\nabla \Phi)_x,$$

donde  $\nabla \Phi$  corresponde a la aplicación de una fuerza externa, en este caso asociada a un potencial  $\Phi$ . De forma análoga para las componentes  $y$  y  $z$  las ecuaciones son

$$\frac{\partial \rho v_y}{\partial t} = - \left( \frac{\partial \rho v_y v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_y v_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho v_y v_z}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} - \rho (\nabla \Phi)_y,$$

$$\frac{\partial \rho v_z}{\partial t} = - \left( \frac{\partial \rho v_z v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_z v_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho v_z v_z}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho (\nabla \Phi)_z.$$

Los términos  $\rho v_x$ ,  $\rho v_y$  y  $\rho v_z$  conforman el vector de flujo de momento  $\rho \mathbf{v}$ , lo mismo ocurre con  $(\nabla \Phi)_x$ ,  $(\nabla \Phi)_y$ ,  $(\nabla \Phi)_z$ , que conforman la fuerza externa a la que posiblemente está sujeto el plasma, como la fuerza gravitacional debida a la presencia del mismo Sol. La misma lógica se aplica para los términos  $\partial p / \partial x$ ,  $\partial p / \partial y$ ,  $\partial p / \partial z$  que componen el gradiente de  $p$ ,  $\nabla p$ , los términos combinatorios  $\rho v_x v_x$ ,  $\rho v_x v_y$ ,  $\rho v_y v_y$ ,  $\rho v_z v_y$ , etc., forman el producto diádico que resulta de la multiplicación de dos vectores  $p \mathbf{v} \mathbf{v}$ . La ley de conservación de momento queda de la siguiente manera

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla p - \rho \nabla \Phi.$$

Podemos reescribir la ecuación anterior de la siguiente manera

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p \mathbf{I}) - \rho \nabla \Phi, \quad (2.5)$$

donde  $\mathbf{I}$  es la matriz identidad de dimensión  $3 \times 3$ .

### 2.1.3. Ley de conservación de energía

Para la obtención de la conservación de energía el procedimiento a seguir será el mostrado en [4]. Comenzamos obteniendo la expresión para el cambio en la energía cinética, aplicando el producto punto del vector  $\mathbf{v}$  con la ley de conservación de momento y reordenamos, haciendo uso de la ecuación de continuidad el resultado es el siguiente

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) = -\nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \mathbf{v} \right) - \nabla \cdot (p \mathbf{v}) - \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla \Phi).$$

Haciendo esta sustitución en el término que involucra la gravedad en la ecuación

anterior

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) = -\nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \mathbf{v} \right) - \nabla \cdot (p\mathbf{v}) - \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla \Phi).$$

Con todo lo anterior la ecuación queda de la siguiente forma

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + e \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \hat{\Phi} \mathbf{v} \right) + \nabla \cdot (p\mathbf{v}) = 0.$$

Finalmente la suma de las energías cinética y potencial es la energía mecánica  $E$ . Lo que conlleva a la ley de conservación de energía.

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p)\mathbf{v}] = -\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla \Phi), \quad (2.6)$$

donde  $E = \frac{1}{2} \rho v^2 + e$ .

Finalmente, las ecuaciones de Euler es el conjunto de ecuaciones de evolución (2.4), (2.5), (2.6) para la densidad de masa, de momento y de energía. Se trata de las ecuaciones que dirigirán la dinámica del viento solar y las eyecciones de masa coronal en esta tesis. La energía interna se calcula con la ecuación de estado del gas ideal, que se define como  $e = p/[\rho(\gamma - 1)]$  con  $\gamma = c_p/c_v$  que es el coeficiente de dilatación adiabática. Para gases monoatómicos  $\gamma = 5/3$ .

## 2.2. Solución a las ecuaciones de Euler en una dimensión

La aplicación de las ecuaciones de Euler para un problema físico en el estudio de la evolución de un fluido es el tubo de choque unidimensional, este tubo de choque se explicará con mas detalle en la sección **Pruebas con hidrodinámica**. Para el caso unidimensional las variables dependen de la coordenada  $x$  y el tiempo  $t$ .

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v^2 + p) = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[v(E + p)] = 0. \quad (2.9)$$

Para el uso de los métodos numéricos hay que hacer un tratamiento previo al sistema de ecuaciones para lo cual  $u_i$  serán las variables dependientes mientras que las variables independientes son  $x$  y  $t$ , lo anterior expresado de la siguiente manera  $u_i = u_i(x, t)$  expresiones auxiliares son las siguientes:  $\partial u_i / \partial t$  que es la derivada parcial de  $u_i(x, t)$  con respecto a  $t$  y  $\partial u_i / \partial x$  que es la derivada parcial de  $u_i(x, t)$  respecto a  $x$ . Lo anterior para ecuaciones diferenciales de primer orden de la forma

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^m a_{ij}(x, t, u_1, \dots, u_m) \frac{\partial u_j}{\partial x} + b_i(x, t, u_1, \dots, u_m) = 0.$$

El sistema anterior puede ser escrito en forma matricial

$$\mathbf{U}_t + \mathbf{F}\mathbf{U}_x + \mathbf{B} = 0,$$

siendo

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_m \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1m} \\ a_{21} & \cdots & a_{2m} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mm} \end{bmatrix}.$$

Aplicando todo lo anterior a las ecuaciones de Euler queda de la siguiente forma

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{\partial[\mathbf{F}(\mathbf{u})]}{\partial x} = \mathbf{S}(\mathbf{u}), \quad (2.10)$$

donde

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v \\ E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho v^2 + p \\ v(E + p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_2 \\ u_2^2/u_1 + p \\ u_2(u_3 + p)/u_1 \end{bmatrix}$$

Sea  $\mathbf{u}$  el vector de estado,  $\mathbf{F}$  el vector de flujos y  $\mathbf{S}$  el vector de fuentes que para este caso particular será igual con cero. Las variables primitivas son  $\rho$ ,  $v$ ,  $E$ ,  $p$  que describen al fluido y las conservativas  $u_1 = \rho$ ,  $u_2 = \rho v$ ,  $u_3 = E$ .

Las velocidades características deben ser calculadas, para ello los eigenvalores de la matriz jacobiana  $\mathbf{A}(\mathbf{u}) = \partial\mathbf{F}/\partial\mathbf{u}$ , cuya definición general para nuestro caso de estudio es la siguiente

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial u_1} & \frac{\partial F_1}{\partial u_2} & \frac{\partial F_1}{\partial u_3} \\ \frac{\partial F_2}{\partial u_1} & \frac{\partial F_2}{\partial u_2} & \frac{\partial F_2}{\partial u_3} \\ \frac{\partial F_3}{\partial u_1} & \frac{\partial F_3}{\partial u_2} & \frac{\partial F_3}{\partial u_3} \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Realizando las respectivas derivadas parciales y sustituyendo tenemos lo siguiente

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -\frac{1}{2}(3 - \gamma)v_x^2 & (3 - \gamma)v_x & \gamma - 1 \\ -\frac{\gamma\rho E}{v} + (\gamma - 1)v_x^3 & \frac{\gamma E}{v} - \frac{3}{2}(\gamma - 1)v_x^2 & \gamma v_x \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

con  $a$  siendo la velocidad del sonido para un gas ideal, y se expresa como  $a = \sqrt{\gamma P/\rho}$ . Incluimos la entalpía total  $H$  y la entalpía específica  $h$  que están definidas como sigue

$$H = \frac{E + p}{\rho} = \frac{1}{2}v^2 + h, \quad h = e + \frac{p}{\rho}.$$

En la matriz Jacobiana queda como sigue

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{1}{2}(\gamma - 3)v^2 & (3 - \gamma)v & \gamma - 1 \\ v \left[ \frac{1}{2}(\gamma - 1)v^2 - H \right] & H - (\gamma - 1)v^2 & \gamma v \end{bmatrix}.$$

Esta versión de la matriz Jacobiana nos permite obtener información característica en términos de la entalpía y la velocidad del sonido. Los eigenvalores y eigenvectores

son

$$\lambda_1 = v_x - a, \quad \lambda_2 = v_x, \quad \lambda_3 = v_x + a,$$

$$\mathbf{r}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ v - a \\ H - va \end{bmatrix}, \quad \mathbf{r}_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ v \\ \frac{1}{2}v^2 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{r}_3 = \begin{bmatrix} 1 \\ v + a \\ H + va \end{bmatrix}.$$

Con estos datos se puede construir la solución para las ecuaciones de Euler con el problema de Riemann, tanto los parámetros de solución como el problema de Riemann serán discutidos con mayor detalle en los capítulos siguientes.

# Capítulo 3

## Métodos numéricos

Debido a la complejidad de las ecuaciones de Euler, y que en general es necesario resolverlas en tres dimensiones espaciales sin simetrías, es necesario resolverlas usando métodos numéricos. Se trata de un problema de valores iniciales cuya evolución está gobernada por las ecuaciones de Euler, que son no lineales, que se resolverá en un dominio espacio-temporal de tres dimensiones espaciales en el caso de EMCs en general, aunque al principio mostraremos un ejemplo también donde hay solamente una dimensión espacial para ilustrar el funcionamiento de los métodos numéricos utilizados.

Por otra parte, la no linealidad de las ecuaciones conlleva la formación de discontinuidades que forman ondas de choque, zonas de rarefacción y discontinuidades de contacto. Siendo la onda de choque la que acompaña a la compresión del medio, la zona de rarefacción es la que acompaña a la expansión del medio y las discontinuidades de contacto separan zonas de diferente densidad y temperatura. Es por ello que los métodos numéricos a utilizar deben ser capaces de funcionar para la evolución de estos tipos de ondas. Uno de los métodos más comunes para resolver este tipo de problemas de valores iniciales es el de volúmenes finitos por su capacidad para capturar las discontinuidades.

### 3.1. Método de volúmenes finitos

Para ilustrar el método considérese un problema de valores iniciales gobernado por un sistema de ecuaciones escrito en forma de balance de flujos del tipo

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} = \mathbf{S}, \quad (3.1)$$

definido en el dominio  $D = [x_{max}, x_{min}] \times [0, t_f]$ , es decir un dominio con una coordenada espacial y una temporal, con datos iniciales  $\mathbf{U}(x, t = 0) = \mathbf{U}_0$ . Adicionalmente es necesario imponer condiciones de frontera  $\mathbf{U}(x_{min}, t)$  y  $\mathbf{U}(x_{max}, t)$  que obedezcan las condiciones del escenario que se desea simular.

Para implementar el método es necesario definir un dominio discreto,  $D_d = \{(x_i, t^n) | x_i = x_{min} + i\Delta x, t^n = n\Delta t\}$ , donde

$$\Delta x = \frac{x_{max} - x_{min}}{N_x}$$

es la resolución espacial, siendo  $N_x$  el número de celdas a lo largo de la dirección espacial,  $i = 0, 1, 2, \dots, N_x$ . A lo largo de la dirección temporal se define la resolución temporal  $\Delta t = C\Delta x$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, N_t$ , donde  $C$  es una constante de proporcionalidad entre las resoluciones espacial y temporal conocido como factor de Courant Friedrich-Levy. La malla de volúmenes de control se muestra en la Figura 3.1.

El método de volúmenes finitos usa una formulación integral de volumen de un problema sobre cada una de las celdas definidas para  $D_d$  que lleva a una versión semi-discreta de las ecuaciones (3.1) y se basa en la conservación de flujos local en cada volumen de control.

En las ecuaciones (3.1)  $\mathbf{U}$  es un vector de variables conservativas,  $\mathbf{F}(\mathbf{U})$  un vector de flujos que a su vez depende de las variables conservativas y  $\mathbf{S}$  son los términos fuente. La forma integral del sistema de ecuaciones (3.1) se obtiene realizando la integral sobre el volumen sobre cada celda  $C_i^{n+1/2}$  del dominio discreto  $D_d$  de la siguiente manera

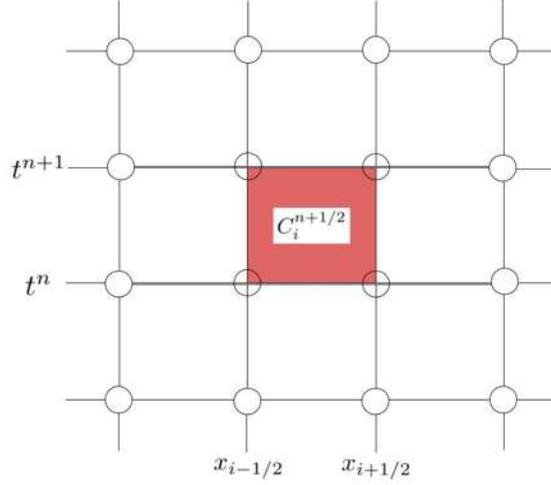


Figura 3.1: Discretización de la malla numérica para el método de volúmenes finitos. En el centro se muestra el volumen de control en el espacio tiempo. El centro de la celda  $C_i^{n+1/2}$  se localiza en  $(t^{n+1/2}, x_i)$ .

$$\frac{1}{\Delta x \Delta t} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} \right) dt dx = \frac{1}{\Delta x \Delta t} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbf{S} dt dx,$$

el volumen de la celda es  $\Delta x \Delta t$ . Haciendo uso del teorema de Gauss obtenemos la versión discreta de la forma integral del sistema de ecuaciones (3.1)

$$\frac{\bar{\mathbf{U}}_i^{n+1} - \bar{\mathbf{U}}_i^n}{\Delta t} + \frac{\bar{\mathbf{F}}_{i+1/2}^{n+1/2} - \bar{\mathbf{F}}_{i-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} = \bar{\mathbf{S}}_i^{n+1/2},$$

donde  $\bar{\mathbf{U}}_i^n$  es el promedio de las variables conservativas en cada uno de los volúmenes de control, que se calcula según la intergral siguiente

$$\bar{\mathbf{U}}_i^n = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{u}(t^n, x) dx.$$

Los flujos numéricos se calculan como promedios temporales  $\bar{\mathbf{F}}_{i+1/2}^{n+1/2}$

$$\bar{\mathbf{F}}_{i+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbf{F}[\mathbf{u}(t, x_{i+1/2})] dt,$$

y los términos fuente se calculan como el promedio espacio-temporal por medio de la

doble integral

$$\bar{\mathbf{S}}_i^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta x \Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{S}(t, x) dx dt.$$

Los flujos numéricos no se pueden calcular exactamente de forma general y deben ser calculados en cada frontera intercelda, donde se define un problema de Riemann.

### 3.1.1. Problema de Riemann

El problema de Riemann es un caso especial de un problema de valores iniciales aplicado a ecuaciones diferenciales parciales, el caso más simple para ilustrar el problema de Riemann es la ecuación de advección con condiciones iniciales discontinuas

$$\partial_t u + a \partial_x u = 0 \quad (3.2)$$

$$u(x, 0) = u_0(x) = \begin{cases} u_L & \text{si } x < 0 \\ u_R & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad (3.3)$$

donde  $u_L$  y  $u_R$  son valores constantes, y definen una discontinuidad localizada en  $x = 0$  como se ilustra en la Figura 3.2. Al evolucionar los datos iniciales, la discontinuidad se desplazará a una posición  $d = at$  en un tiempo  $t$ , la curva  $x = at$  hará las veces de separador de las soluciones que corresponden a  $u_L$ , el estado izquierdo, de las de  $u_R$  que corresponden al estado derecho, y la solución al problema de Riemann es

$$u(x, t) = u_0(x - at) = \begin{cases} u_L & \text{si } x - at < 0 \\ u_R & \text{si } x - at > 0 \end{cases}.$$

La solución dependiente del tiempo de este problema, es los datos iniciales desplazados a lo largo de la recta  $x = at$ . En general, para un sistema de ecuaciones de este tipo no hay solamente una velocidad, sino que son varias, llamadas velocidades características, y la solución de un problema de Riemann se descompondrá en distintas ondas que viajan a distintas velocidades  $\lambda_i$  como se intenta ilustrar en la Figura 3.3.

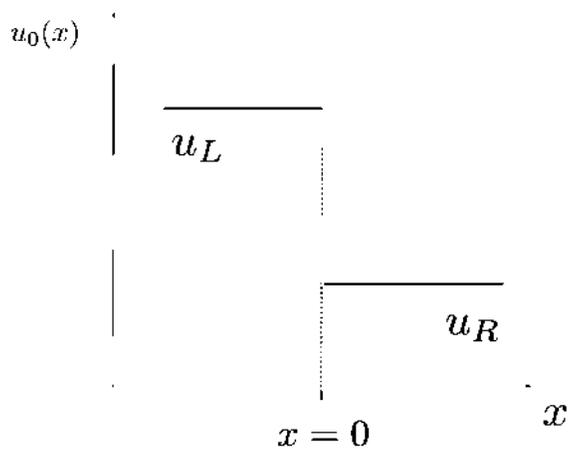


Figura 3.2: Problema de Riemann. Al tiempo inicial hay dos estados separados por una discontinuidad en  $x = 0$ .

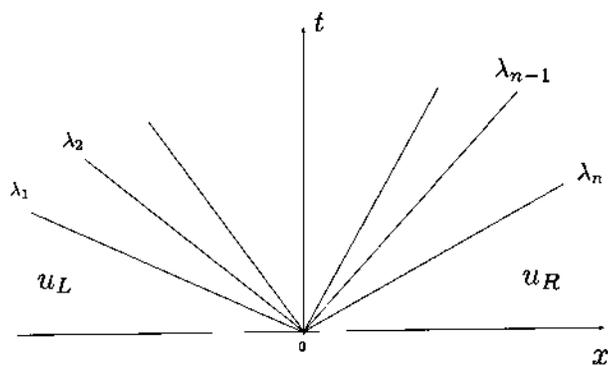


Figura 3.3: Abanico de soluciones para el problema de Riemann.

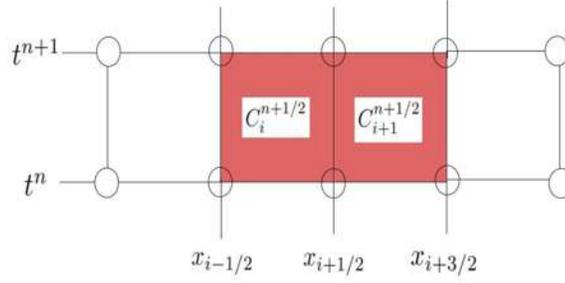


Figura 3.4: Celdas discretizadas en el dominio espacio temporal cuyo volumen es  $\Delta t \Delta x$ .

## 3.2. Construcción de los flujos numéricos

Dada la estructura del método de volúmenes finitos, tenemos que calcular los flujos en cada frontera intercelda que a su vez define un problema de Riemann. Para lograrlo se usan resolvidores de Riemann, en este trabajo de tesis usaremos únicamente en el resolvidor HLLE.

### HLLE: Harten, Lax, van Leer and Einfeldt

Harten, Lax y van Leer diseñaron un procedimiento para resolver el problema de Riemann en la intercelda mediante el uso de un promedio conservativo. La versión más sencilla es la HLLE, ilustremos primeramente el problema de Riemann haciendo uso de celdas que semejan el método de volúmenes finitos y para ello hagamos uso de una intercelda que como su nombre lo indica se encuentra entre dos celdas como se muestra en la Figura 3.4.

Tomando la intercelda  $x_{i+1/2}$  podemos ilustrar el método HLLE, esta intercelda recibe flujo de la izquierda proveniente de la celda  $C_i^{n+1/2}$  que se puede etiquetar con  $L$ , de esta forma las variables primitivas y conservativas serían como sigue  $\rho^L, v^L, E^L, p^L, u_1^L, u_2^L, u_3^L$ ; mientras que desde la derecha por la celda  $C_{i+1}^{n+1/2}$  las variables que componen el flujo que cruza la intercelda se etiquetan con  $R$  quedando de forma similar a las de la izquierda  $\rho^R, v^R, E^R, p^R, u_1^R, u_2^R, u_3^R$ . Los flujos son etiquetados en base a si entran por la izquierda o derecha  $\mathbf{F}(\mathbf{u}_{i+1/2}^L), \mathbf{F}(\mathbf{u}_{i+1/2}^R)$ . Todo lo anterior se muestra en la Figura 3.5.

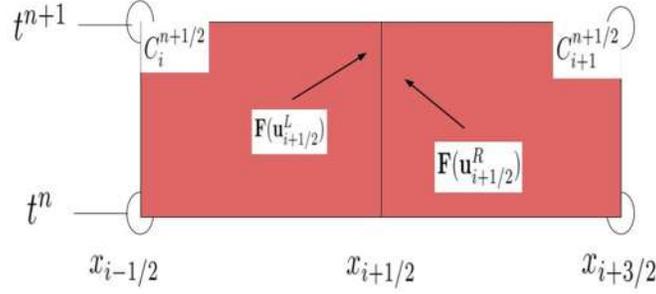


Figura 3.5: Intercelda  $x_{i+1/2}$  con las variables primitivas y conservativas en los flujos etiquetados con  $L$  y  $R$  para izquierda y derecha de la intercelda respectivamente. Las flechas indican la dirección desde la cual se aproximan los flujos a la frontera interceldas.

La formulación HLLE hace uso de los eigenvalores de la matriz Jacobiana  $\mathbf{A}$  ecuación (2.11), evaluados en las celdas a izquierda y derecha de la frontera intercelda. La matriz Jacobiana tiene tres eigenvalores  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  de cada lado de la intercelda. El flujo HLLE se define como sigue

$$\mathbf{F}_{i-1/2}^{HLLE} = \frac{\lambda^+ \mathbf{F}(\mathbf{u}_{i+1/2}^L) - \mathbf{F}(\mathbf{u}_{i+1/2}^R) + \lambda^+ \lambda^- (\mathbf{u}_{i+1/2}^R - \mathbf{u}_{i+1/2}^L)}{\lambda^+ - \lambda^-}, \quad (3.4)$$

donde  $\lambda^+$  y  $\lambda^-$  están definidas por

$$\begin{aligned} \lambda^+ &= \max(0, \lambda_i^L, \lambda_i^R), \\ \lambda^- &= \min(0, \lambda_i^L, \lambda_i^R), \end{aligned}$$

y corresponden a la mayor de las velocidades características hacia la derecha, y a la mayor de las velocidades características hacia la izquierda.

### Extensión del método a 3D

Las leyes de conservación en tres dimensiones cartesianas tienen la siguiente forma

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{S}, \quad (3.5)$$

donde  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{H}$  son los flujos en las direcciones que indica su respectiva derivada y  $\mathbf{S}$

es un vector de fuentes. El dominio ahora es  $[x_{min}, x_{max}] \times [y_{min}, y_{max}] \times [z_{min}, z_{max}] \times [0, t_f]$ . El dominio discreto es ahora el conjunto de puntos  $(x_i, y_j, z_k, t^n)$  donde

$$x_i = x_{min} + i\Delta x,$$

$$y_j = y_{min} + j\Delta y,$$

$$z_k = z_{min} + k\Delta z,$$

con  $i = 0, 1, 2, \dots, N_x$ ,  $j = 0, 1, 2, \dots, N_y$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots, N_z$ , y las resoluciones espaciales están dadas por

$$\Delta x = \frac{x_{max} - x_{min}}{N_x},$$

$$\Delta y = \frac{y_{max} - y_{min}}{N_y},$$

$$\Delta z = \frac{z_{max} - z_{min}}{N_z}.$$

Por otra parte, el paso en el tiempo se define usando el factor Courant-Friedrichs-Levy (CFL), usando la mayor de las resoluciones espaciales

$$\Delta t = CFL \min(\Delta x, \Delta y, \Delta z), \quad (3.6)$$

donde  $CFL < 1$ . Las variables, tanto primitivas como conservativas en cada punto del dominio se definen como

$$\mathbf{u}_{i,j,k}^n = \mathbf{u}(x_i, y_j, z_k, t^n).$$

Con estas definiciones, la versión discretizada para el método de volúmenes finitos de la ecuación (3.5) es

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{i,j,k}^{n+1} &= \mathbf{u}_{i,j,k}^n + \Delta t \left[ \frac{1}{\Delta x} (\mathbf{F}_{i-1/2,j,k} - \mathbf{F}_{i+1/2,j,k}) + \frac{1}{\Delta y} (\mathbf{G}_{i,j-1/2,k} - \mathbf{G}_{i,j+1/2,k}) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\Delta z} (\mathbf{H}_{i,j,k-1/2} - \mathbf{H}_{i,j,k+1/2}) + \mathbf{S}_{i,j,k}^n \right]. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Los flujos numéricos para  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{H}$  se calculan usando la fórmula HLLE de la misma manera que para el caso 1D, usando la fórmula (3.4).

### 3.2.1. Reconstrucción de variables

En la descripción del método HLLE se hizo evidente que para resolver el problema de Riemann es necesario conocer las variables primitivas a cada lado de la intercelda, esto es a la derecha e izquierda de la misma. Para ello hay que reconstruir dichas variables. Existen varios métodos para la reconstrucción de variables, para este trabajo en particular usamos el método MINMOD.

#### MINMOD

El reconstructor MINMOD utiliza aproximaciones lineales y se define como sigue a continuación

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{i+1/2}^L &= \mathbf{u}_i + \sigma_i(x_{i+1/2} - x_i), \\ \mathbf{u}_{i+1/2}^R &= \mathbf{u}_{i+1} + \sigma_{i+1}(x_{i+1/2} - x_{i+1}), \end{aligned}$$

donde  $\sigma$  es una pendiente que se obtiene usando la función minmod y el valor de las pendientes centradas en la frontera de la intercelda

$$\sigma_i = \text{minmod}(m_{i-1/2}, m_{i+1/2}),$$

donde la función minmod se define como

$$\minmod(a, b) = \begin{cases} a & \text{si } a < b \text{ y } ab > 0 \\ b & \text{si } a > b \text{ y } ab > 0 \\ 0 & \text{si } ab < 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

y las pendientes están definidas como

$$m_{i+1/2} = \frac{\mathbf{u}_{i+1} - \mathbf{u}_i}{x_{i+1} - x_i}$$

$$m_{i-1/2} = \frac{\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{i-1}}{x_i - x_{i-1}}$$

El resultado es que las variables en cada celda son rectas a trozos.

### 3.2.2. Evolución temporal

La evolución de las variables de  $t^n$  a  $t^{n+1}$  se llevó a cabo usando una combinación del método de líneas y el método Runge-Kutta de tercer orden del tipo *Total Variation Diminishing*.

Por otra parte el método de líneas consiste en reescribir un sistema de ecuaciones diferenciales parciales como ecuaciones diferenciales de primer orden con respecto al tiempo, de modo que las nuevas ecuaciones quedan de la siguiente forma

$$\frac{\partial U}{\partial t} = L(U), \quad (3.9)$$

donde  $L(U)$  es el operador que contiene todo lo relacionado con la discretización espacial y los términos fuente. La versión semidiscreta de la ecuación (3.9) es como sigue

$$\frac{\partial U}{\partial t} = [L(U)]_{i,j,k} \quad (3.10)$$

la parte derecha de la ecuación (3.10) es una fuente de la EDO en el punto  $i, j, k$ , en el tiempo misma que se resuelve con un integrador de EDOs. Si  $L(U)$  es por ejemplo la derivada espacial respecto a  $x$ , del flujo  $F$  en (3.5), en la frontera interceldas

consecutivas a lo largo de  $x$ , es decir  $\partial F/\partial x$ , la versión semidiscreta será

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{F_{i+1/2,j,k}^n - F_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x}, \quad (3.11)$$

que se resuelve de un tiempo  $t^n$  al  $t^{n+1}$  para todo  $i, j, k$  del dominio. En este caso, de hecho los flujos numéricos  $F^n$  se obtienen usando la fórmula HLLE usando las variables a izquierda y derecha de la intercelda.

La integración en el tiempo se hizo con el método de Runge-Kutta de tercer orden, esto significa que entre cada paso de tiempo  $\Delta t$  el integrador hará tres iteraciones, el método es como sigue

$$U_{i,j,k}^{(1)} = U^n + \Delta t L(U^n)_{i,j,k}, \quad (3.12)$$

$$U_{i,j,k}^{(2)} = \frac{3}{4}U^n + \frac{1}{4}U^{(1)} + \frac{1}{4}\Delta t L(U_{i,j,k}^{(1)}), \quad (3.13)$$

$$U_{i,j,k}^{n+1} = \frac{1}{3}U^n + \frac{2}{3}U^{(2)} + \frac{2}{3}\Delta t L(U^{(2)}). \quad (3.14)$$

Para calcular los valores  $U^{n+1}$  al tiempo  $t^{n+1}$  se usan los valores a  $U^n$  y  $L(U^n)$  obtenidos al tiempo  $t^n$  y de tiempos auxiliares intermedios.

### 3.2.3. Condiciones de frontera

En la solución de cualquier sistema de ecuaciones diferenciales ya sean ordinarias o parciales una parte fundamental son las condiciones de frontera, numéricamente es definir el comportamiento de la función en las caras del cubo para un problema 3D en coordenadas cartesianas. En este trabajo las condiciones de frontera usadas fueron las de flujo saliente, flujo entrante y fijas en el tiempo.

#### Condiciones de flujo saliente

Estas condiciones evitan que el flujo que sale del dominio numérico pueda regresar y afectar la evolución. Para el caso 1D las condiciones se definen de la forma

$$\begin{aligned} u_0 &= u_1, \\ u_N &= u_{N-1}, \end{aligned} \tag{3.15}$$

donde  $u_0 = u[x(0)]$ ,  $u_1 = u[x(1)]$ ,  $u_N = u[x(N_x)]$  y  $u_{N-1} = u[x(N_x - 1)]$  son las variables evaluadas en los extremos del dominio numérico.

### Condiciones de flujo entrante

Estas condiciones como su nombre lo indica, son para inyectar constantemente materia al dominio numérico, se definen como

$$\begin{aligned} u_0^{n+1} &= u_0^n, \\ u_N^{n+1} &= u_N^n, \end{aligned} \tag{3.16}$$

donde  $u^n$  y  $u^{n+1}$  es la variable a dos tiempos distintos en el cual el tiempo  $n + 1$  adquiere el valor al tiempo  $n$ .

### Condiciones fijas en el tiempo

Este tipo de condiciones se usan para que las variables queden fijadas en el tiempo mientras transcurre la evolución, esto se logra usando

$$\begin{aligned} rhs(u_0) &= 0, \\ rhs(u_N) &= 0, \end{aligned} \tag{3.17}$$

donde  $rhs$  es *right hand side* de las variables conservativas.

Caso	$\rho_L$	$\rho_R$	$v_L$	$v_R$	$p_L$	$p_R$
Rarefaction-Shock	1.0	0.125	0.0	0.0	1.0	0.1
Shock-Rarefaction	0.125	1.0	0.0	0.0	0.1	1.0
Rarefaction-Rarefaction	1.0	1.0	-1.0	1.0	0.4	0.4
Shock-Shock	1.0	1.0	1.0	-1.0	0.4	0.4

Tabla 3.1: Condiciones iniciales para el problema tubo de choque con los cuatro posibles escenarios. En todos los casos se usó  $\gamma = 1.4$ .

### 3.3. Pruebas con hidrodinámica

Los códigos numéricos deben sortear pruebas en orden de comprobar su capacidad de capturar discontinuidades, para la hidrodinámica la prueba estándar es el tubo de choque de Sod.

#### 3.3.1. Tubo de choque de Sod en 1D

Hagamos el siguiente ejercicio mental, un tubo de longitud  $L$  que contiene gas a distintas condiciones de presión y densidad, se encuentran separados por una membrana, ahora removemos la membrana súbitamente y los gases interactúan entre sí, esto es físicamente el problema de Riemann.

El tubo de choque de Sod es una prueba estándar para evaluar los códigos numéricos. En su forma más común, ésta consiste en un conjunto de datos iniciales que definen dos estados de un gas con densidad, velocidad y presión constantes de cada lado de una membrana.

Se presentarán los cuatro posibles casos que surgen como función de la relación entre los estados de un lado y otro de la membrana, cuyos parámetros se muestran en la Tabla 3.1. Las cantidades físicas mostradas son densidad  $\rho$ , velocidad  $v$ , presión  $p$  y energía interna  $e$ . El dominio espacial es  $x \in [0, 1]$ , que discretizamos con  $N = 1000$  celdas y un factor de Courant  $CFL = 0.25$ , la discontinuidad está colocada en  $x = 0.5$ .

Caso Rarefaction-Shock. En la Figura 3.6 se puede observar la densidad disminuyendo en la izquierda lo cual es una clara señal de rarefacción y una onda de choque que se propaga a la derecha. Al tiempo  $t = 0.25$  se observa que la onda de choque se localiza en  $x \approx 0.94$  mientras que la discontinuidad de contacto esta en  $x \approx 0.72$ .

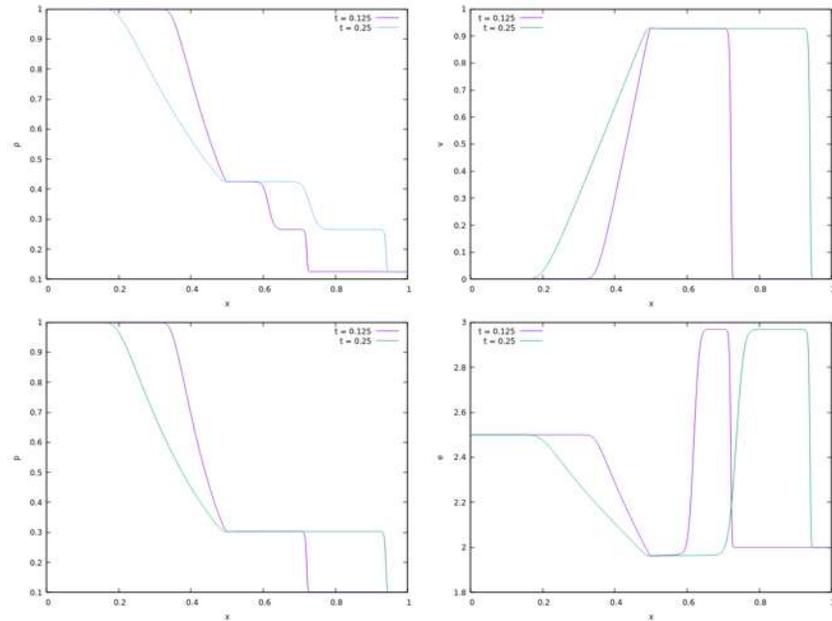


Figura 3.6: Prueba Rarefaction-Shock a  $t = 0.125$  y  $t = 0.25$ .

Caso Shock-Rarefaction. Este es el caso contrario al Rarefaction-Shock en donde el fluido se mueve a la izquierda como se muestra en la Figura 3.7. Esto demuestra que el código funciona en ambos sentidos.

Caso Shock-Shock. Presión y densidad son iguales sin embargo las velocidades iniciales apuntan hacia la discontinuidad inicial, lo cual provoca dos ondas de choque. La Figura 3.8 ilustra lo anterior mencionado.

Caso Rarefaction-Rarefaction. De igual forma que el caso Shock-Shock densidad y presión son iguales con la diferencia que las velocidades iniciales apuntan fuera del dominio esta vez generando dos ondas de rarefacción como se puede observar en la Figura 3.9.

Esta prueba muestra que los métodos numéricos que se usarán para simular el viento solar, pasan la prueba básica en una dimensión, y que la implementación es capaz de capturar los cuatro posibles escenarios de problemas de Riemann que pueden surgir en la solución de las ecuaciones de Euler.

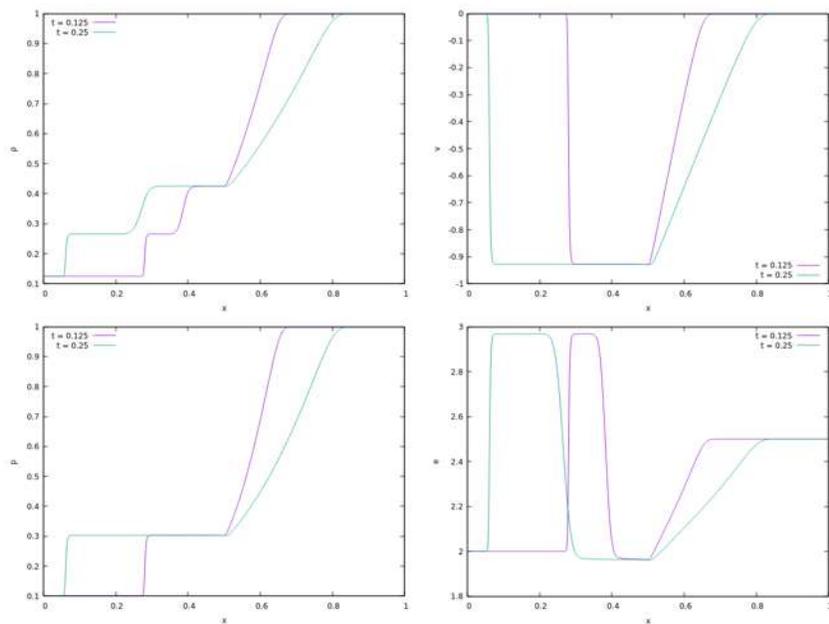


Figura 3.7: Prueba Shock-Rarefaction a  $t = 0.125$  y  $t = 0.25$ .

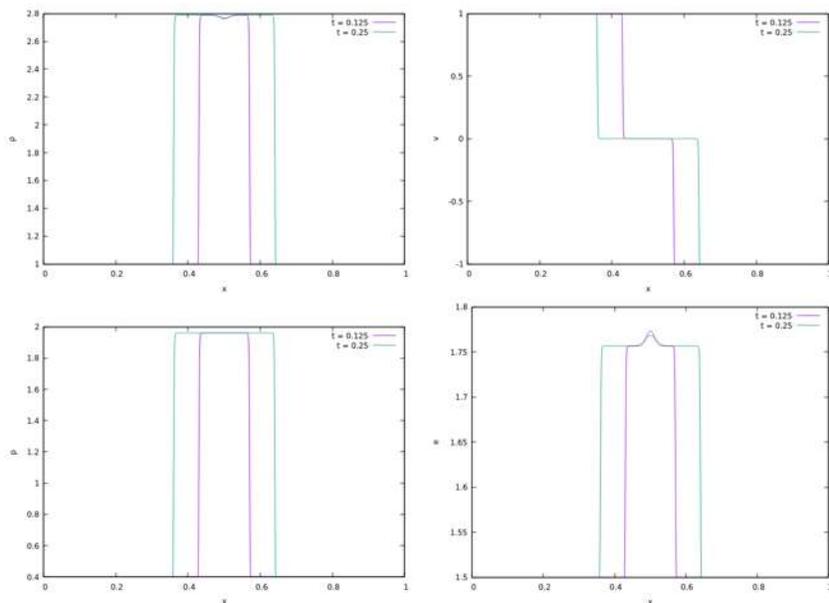


Figura 3.8: Prueba Shock-Shock a  $t = 0.125$  y  $t = 0.25$ .

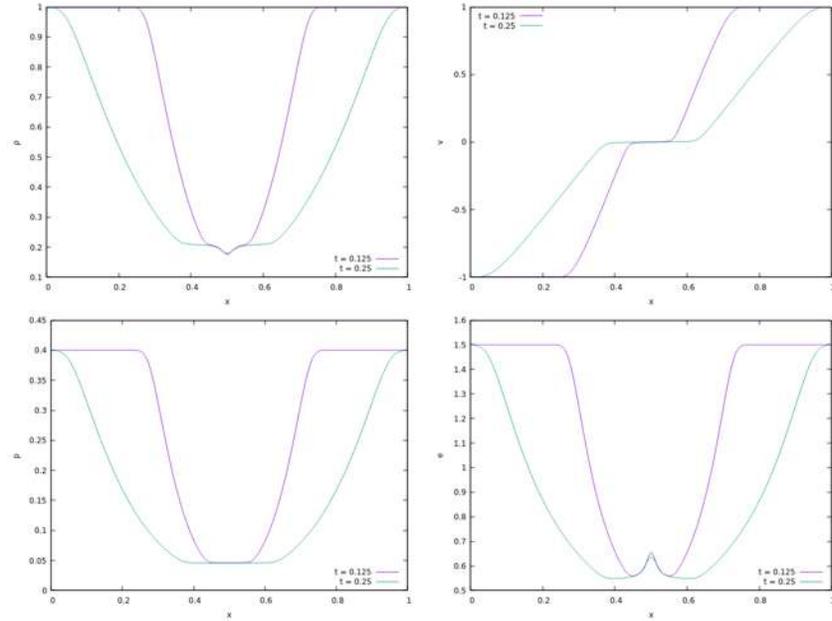


Figura 3.9: Prueba Rarefaction-Rarefaction a  $t = 0.125$  y  $t = 0.25$ .

### 3.4. Refinamiento del dominio

En el caso 3D descrito en la sección 3.2 es preciso implementar refinamiento de mallas. Para motivarlo hagamos un cálculo. Si en un problema 1D como el del tubo de choque es posible usar 1000 celdas para cubrir el dominio espacial, y con ello asignar memoria para 1000 números de doble precisión para cada variable involucrada. Se trata de un costo de memoria RAM aceptable.

Sin embargo, para tener la misma resolución en 3D sería necesario reservar memoria para  $1000^3$  números de doble precisión para cada variable, y éste es un costo que ya no se puede asumir en una computadora ordinaria.

Para poder cubrir un dominio numérico cúbico se usará refinamiento de mallas. Para ello se considerará una resolución base que cubra el dominio como el de la sección 3.2, es decir se cubre  $D_d = [x_{min}, x_{max}] \times [y_{min}, y_{max}] \times [z_{min}, z_{max}]$  con  $N_x = N_y = N_z$  celdas en cada dirección, es decir, resoluciones  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ . Suponemos en nuestras simulaciones que el cubo está centrado en el origen. Se define un dominio refinado  $[x_{min}/2, x_{max}/2] \times [y_{min}/2, y_{max}/2] \times [z_{min}/2, z_{max}/2]$  también con  $N_x = N_y = N_z$  celdas, y por ello resoluciones  $\Delta x/2 = \Delta y/2 = \Delta z/2$ . Finalmente usamos un

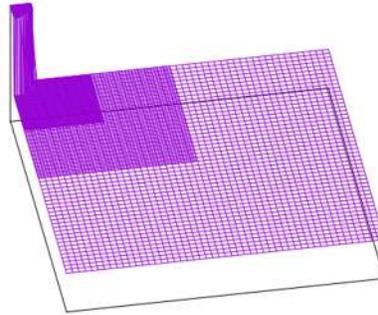


Figura 3.10: Función escalón esférica proyectada sobre un cuadrante del plano  $xy$  del dominio numérico. Ilustra el uso de refinamiento del dominio numérico.

tercer nivel de refinamiento que cubre el dominio  $[x_{min}/4, x_{max}/4] \times [y_{min}/4, y_{max}/4] \times [z_{min}/4, z_{max}/4]$  también con  $N_x = N_y = N_z$  celdas, y por ello resoluciones  $\Delta x/4 = \Delta y/4 = \Delta z/4$ .

En la Figura 3.10 se muestra un cuadrante de una función esférica escalón, dibujada sobre el dominio discreto usado en las simulaciones 3D de los vientos solares y las EMC y se ilustra la resolución en cada subdominio. De hecho este es el tipo de condiciones iniciales que se usarán para la iniciación del viento estacionario. Con este método es posible tener mayor resolución en la región cercana al Sol, donde las EMC presentan mayor estructura. La evolución de las variables en este dominio numérico utiliza el ciclo original de Berger-Oliger [2].

# Capítulo 4

## Modelos de vientos solares y EMCs

El estudio del clima espacial ha ido evolucionando con el tiempo de la mano del avance computacional, inicialmente se usaba el régimen hidrodinámico con el fin de poder realizar un mayor número de simulaciones, la herramienta más usada a finales de los 90s y principios de los 2000 era el código numérico ZEUS, ejemplo de ello son los trabajos de [10], [11] otro ejemplo es lo que hicieron [23] que usaron códigos propios.

Los modelos actuales abordan el estudio del clima espacial con las ecuaciones de la MHD (Magnetohidrodinámica) ideal y resistiva algunos de estos modelos son los siguientes.

- *Center for Integrated Space Weather*, (CISM)
- *European heliospheric forecasting information asset*, (EUHFORIA)
- *Space Weather Modeling Framework*, (SWMF)
- WSA-ENLIL, nombrado así en honor a tres científicos muy importantes, Wang-Sheeley-Arge (WSA) y el dios en la mitología sumeria de los vientos y las tormentas, ENLIL.

## 4.1. Reproducción de modelos con simetría esférica

A mediados la década de los 90's las modelos de propagación de EMC se suponían con simetría esférica. Bajo esta condición las ecuaciones de Euler en coordenadas esféricas definen un problema en el dominio  $(r, t)$ , es decir, matemáticamente un problema 1D. Debido a la complejidad de trabajar en 3D con los códigos de ese tiempo, para inicios del nuevo milenio ya se contaba con herramientas computacionales más poderosas que permitieron implementar modelos en 2D y 3D; para este trabajo de tesis se desarrolló un código que resuelve las ecuaciones de Euler en 3D pero con simetría esférica (CSE), pero en coordenadas esféricas. Este se hizo con el fin de replicar los resultados de algunos trabajos de la literatura y verificar que los métodos funcionan correctamente.

Las ecuaciones de Euler en tres dimensiones escritas en coordenadas esféricas mostradas en [8] son las siguientes

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \mathbf{F}_r}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \sin \theta \mathbf{F}_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \mathbf{F}_\phi}{\partial \phi} = \mathbf{S},$$

donde el vector de estado es

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho v_r, \rho v_\theta, \rho v_\phi r \sin \theta, e)^T$$

y los vectores de flujos radial y angulares son

$$\mathbf{F}_r = \begin{pmatrix} \rho v_r \\ p + \rho v_r^2 \\ \rho v_r v_\theta \\ (\rho v_r v_\phi) r \sin \theta \\ \rho v_r \left( \frac{\gamma p}{(\gamma-1)\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 \right) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_\theta = \begin{pmatrix} \rho v_\theta \\ \rho v_r v_\theta \\ p + \rho v_\theta^2 \\ (\rho v_\theta v_\phi) r \sin \theta \\ \rho v_\theta \left( \frac{\gamma p}{(\gamma-1)\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 \right) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_\phi = \left\{ \begin{array}{c} \rho v_\phi \\ \rho v_r v_\phi \\ \rho v_\theta v_\phi \\ (\rho v_\phi^2 + p)r \sin \theta \\ \rho v_\phi \left( \frac{\gamma p}{(\gamma-1)\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 \right) \end{array} \right\}$$

y las fuentes en general son las siguientes

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$$

donde

$$\mathbf{S}_1 = \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ \rho \frac{v_\phi^2 + v_\theta^2}{r} + \frac{2p}{r} \\ p \frac{\cot \theta}{r} + \frac{\rho v_r v_\theta}{r} + \rho v_\phi^2 \frac{\cot \theta}{r} \\ 0 \\ 0 \end{array} \right\}, \quad \mathbf{S}_2 = \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ -\rho \frac{GM_s}{r^2} \\ 0 \\ 0 \\ -\rho \frac{GM_s v_r}{r^2} \end{array} \right\}$$

Suponiendo que el problema tiene simetría esférica, es decir, que las variables de estado, los flujos y los fuentes no dependen de la orientación, es decir de  $\theta$  ni  $\phi$ , y que los flujos son radiales, es decir que  $v_\theta = v_\phi = 0$ , las ecuaciones de Euler se reducen a tres ecuaciones en el dominio  $(r, t)$ . Esto equivale a resolver un problema con una dimensión espacial como hemos hecho para el tubo de choque, gobernado por las ecuaciones de Euler siguientes

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho v_r)}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \rho v_r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (\rho v_r^2 + p)] &= \frac{2}{r} p - \rho \frac{GM_s}{r^2} \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \left[ \rho v_r \left( \frac{\gamma p}{(\gamma-1)\rho} + \frac{1}{2} v_r^2 \right) \right] &= -\rho v_r \frac{GM_s}{r^2} \end{aligned} \quad (4.1)$$

donde en las ecuaciones (2.4,2.5,2.6) se ha usado que  $\Phi = -GM_s/r$ ,  $G$  constante de gravitación universal y  $M_s$  masa del Sol, para considerar la atracción gravitacional del

Sol sobre el fluido del viento solar. Este es el sistema de ecuaciones que se resolverá para simular los vientos solares con simetría esférica y las EMC esféricas también.

El dominio de solución de estas ecuaciones será  $r \in [r_{min}, r_{max}] \times t \in [0, t_f]$ . La frontera interior del dominio es la esfera de radio  $r_{min}$  y la frontera exterior es la esfera de radio  $r_{max}$ . Se elige  $r_{min}$  lo suficientemente lejos de la superficie del Sol de modo que las velocidades características del sistema de ecuaciones (4.1) sean radiales hacia fuera, lo que garantiza que el flujo será hacia fuera del Sol, y no habrá términos de acreción de regreso hacia la superficie solar. Valor típico de la frontera interior en la literatura es  $r_{min} \sim 18R_{\odot}$ .

#### 4.1.1. Vientos solares

El código debe superar dos pruebas, la primera es la formación de un viento solar de ambiente. Para esto se definen variables de estado, aunque usualmente las condiciones proporcionadas no están en términos de las variables de las ecuaciones de estado, las condiciones típicas son densidad, velocidad y temperatura. Los valores de las mismas son inyectados en la frontera interna  $r_{min}$  y se dejan salir por la frontera externa  $r_{max}$  durante el tiempo necesario para que el flujo se estabilice. Tanto las condiciones y posiciones de las fronteras no son elegidas al azar, en cambio una serie de trabajos serán replicados con el fin de poder comparar el código con los resultados reportados de inicios de los 2000.

#### 4.1.2. Unidades

Para que las simulaciones sean relevantes, la transformación de unidades de código a unidades físicas es fundamental [21]. Esto se logra con el uso de factores de escala para las variables de estado, para la densidad  $\rho = \rho_0 \bar{\rho}$ , presión  $p = p_0 \bar{p}$ , longitud  $l = l_0 \bar{l}$ , tiempo  $t = t_0 \bar{t}$ , velocidad  $v = v_0 \bar{v}$ , temperatura  $T = T_0 \bar{T}$ , siendo las variables testadas las de código, mientras que los factores de escala son los correspondientes con el subíndice cero. Fijamos las escalas de longitud y tiempo usando los valores  $l_0 = R_{\odot}$  y tiempo  $t_0 = 1 \text{ hr}$ , lo que define la escala de velocidad  $v_0 = l_0/t_0$ . La temperatura

se fija con la siguiente expresión  $T_0 = m_H v_0^2 / k_b$  donde  $m_H$  es la masa molecular de Hidrógeno y  $k_B$  la constante de Boltzmann, mientras que la presión y energía se fijan con  $p_0 = l_0 v_0^2 = E_0$ .

Las condiciones iniciales para simular la formación del viento solar estacionario son las siguientes, dado que el subíndice  $bg$  indica que son los valores de densidad, velocidad radial y temperatura en la esfera  $r = r_{in}$ , reportados en la literatura.

$$\begin{aligned} \rho_0(\mathbf{x}) &= \begin{cases} \rho_{bg}, & \text{si } r = r_{in} \\ 0.01\rho_{bg}, & \text{si } r > r_{in} \end{cases} \\ \mathbf{v}_0(\mathbf{x}) &= \begin{cases} v_r, & \text{si } r = r_{in} \\ 0, & \text{si } r > r_{in} \end{cases} \\ T_0(\mathbf{x}) &= T_{bg} \end{aligned} \tag{4.2}$$

donde  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ . De la temperatura inicial  $T_0$  se calcula la presión inicial  $p_0(\mathbf{x}) = \rho_0(\mathbf{x})T_0(\mathbf{x})$ , la energía interna se calcula como  $e(\mathbf{x}) = p_0(\mathbf{x})/\rho_0(\mathbf{x})/(\gamma - 1)$  y luego  $E = \rho(\frac{1}{2}v^2 + e)$ . Con estas condiciones iniciales es posible resolver la evolución del fluido.

Uno de los criterios a la hora de seleccionar qué trabajos serán reproducidos es que se hayan reportado los valores de los parámetros físicos en ambas fronteras, esto con el fin de poder evaluar la capacidad del código de superar la prueba de formación de vientos solares estacionarios de fondo. El primer trabajo que se estudiará es el correspondiente a [10], donde se simularon dos vientos solares de ambiente cuyos parámetros se muestran en la Tabla 4.1.

Para lograr inyectar el viento solar de fondo, se resuelven las ecuaciones en un dominio espacial  $r \in [r_{min}, r_{max}]$ , donde  $r_{min}$  es la frontera interna donde se inyecta el viento y  $r_{max}$  es la distancia del Sol a la Tierra. Se usan los valores hidrodinámicos de

	$R_0$ UA	$v_0$ km/s	$v_{1UA}$ km/s	$n_0$ $p/cm^3$	$n_{1UA}$ $p/cm^3$	$T_0$ $10^6$ K	$T_{1UA}$ $10^4$ K
ASW1	0.08	250	287	2100	12.7	0.5	1.7
ASW2	0.08	350	426	900	5.1	1.0	3.4

Tabla 4.1: Parámetros físicos de dos vientos solares de ambiente en la frontera interna y a 1 UA.  $n$  es la densidad de número de partículas,  $v$  es la velocidad y  $T$  la temperatura del fluido.

	$R_0$ UA	$v_0$ km/s	$v_{1UA}$ km/s	$v_{1.2UA}$ km/s	$n_0$ $p/cm^3$	$n_{1UA}$ $p/cm^3$	$n_{1.2UA}$ $p/cm^3$	$T_0$ $10^6$ K	$T_{1UA}$ $10^4$ K	$T_{1.2UA}$ $10^4$ K
ASW1	0.08	250	274	274	2100	12.24	8.51	0.5	1.6	1.26
ASW2	0.08	350	410	410	900	4.9	3.1	1.0	3.0	2.41

Tabla 4.2: Parámetros físicos a una distancia de 1 UA 1.2 UA, obtenidos con el código esféricamente simétrico correspondientes al trabajo de [10],  $n$  es la densidad de número de partículas,  $v$  es la velocidad y  $T$  la temperatura del fluido.

la Tabla 4.1 en  $r_{min}$ , y esos valores se mantienen fijos durante la evolución hasta que se estacionan las variables hidrodinámicas en todo el dominio, usando la condición de frontera de flujo saliente.

Con el fin de realizar una reproducción del trabajo original, las condiciones inherentes al método numérico también deben ser usadas esto es, el número de celdas usadas para el dominio discreto es  $N_r = 1000$ , el índice adiabático  $\gamma = 5/3$ , con condiciones de frontera saliente en la frontera  $r_{max}$ , un factor  $CFL = 0.25$  y las fronteras interna y externa colocadas a  $r_{min} = 17.18 R_\odot$  y  $r_{max} = 257.801424 R_\odot$ , equivalente a 1.2 UA, respectivamente.

Con las condiciones y parámetros la estabilización de ambos vientos solares fue exitosa, los valores de las variables de estado medidos tanto a 1 UA como a 1.2 UA se muestran en la Tabla 4.2.

La evolución del viento solar de ambiente a través del dominio numérico se muestra con las tres variables de estado que caracterizan al fluido, densidad  $\rho$ , velocidad  $v$  y temperatura  $T$  antes de entrar en estado estacionario. El viento solar de ambiente dos (ASW 2) entra al estado estacionario con mayor rapidez que el viento solar uno (ASW 1) como se puede ver en los frentes de choque de cada una de las variables de estudio, en el caso del primer viento solar la onda de choque abandona el dominio numérico a

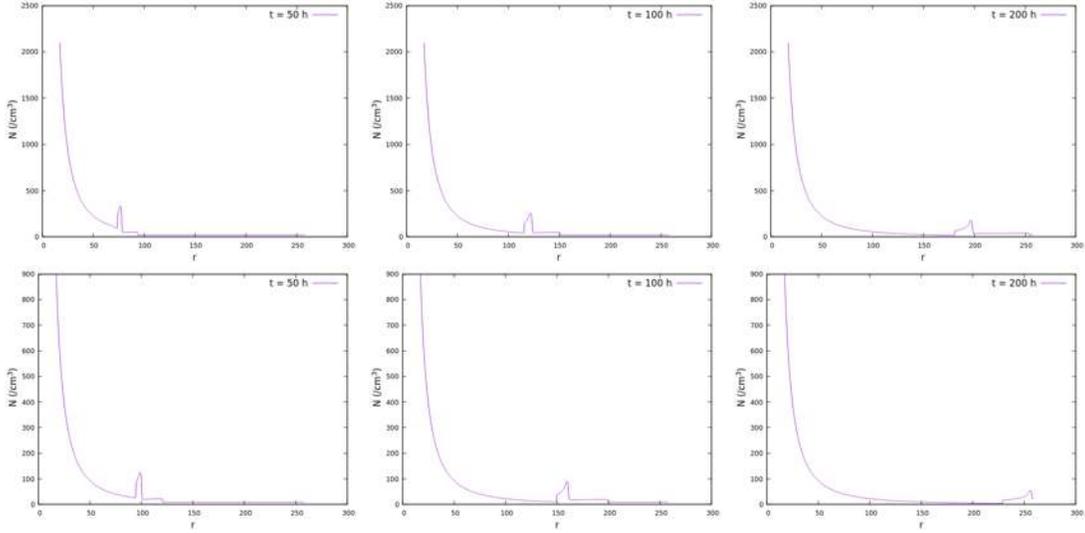


Figura 4.1: Evolución de la densidad para los dos vientos solares de ambiente a tres tiempos 50, 100 y 200 horas. Arriba el viento solar uno (ASW1), abajo viento solar dos (ASW2). La escala de longitud está dada en unidades de  $R_{\odot}$ .

las 373 horas, mientras que el segundo viento demora 250 horas. La evolución de los dos vientos de ambiente se muestra con la densidad en la Figura 4.1, para la velocidad y temperatura se muestra en las Figuras 4.2 y 4.3 respectivamente.

Un caso interesante es el presentado en [19] en donde simularon EMCs a través del cinturón de Kuiper. En dicho trabajo encontraron condiciones que permitieron la formación de un viento solar de ambiente estable a lo largo de la heliosfera exterior a 50 UA. Usando nuestro código se pudo replicar este trabajo haciendo uso de las mismos parámetros, en el dominio  $r_{min} = 30 R_{\odot}$  y  $r_{max} = 50$  UA cubriéndolo con 3000 celdas, y usando un factor CFL = 0.125. El factor CFL tuvo que ser reducido a la mitad debido a que la discontinuidad inicial es mayor y esto desata inestabilidad, sin embargo esta reducción probó ser suficiente para llevar a cabo la simulación de este viento.

La evolución de la densidad del plasma solar por el dominio numérico se muestra en la Figura 4.4. A las 90 horas el pulso del viento ya ha rebasado la Tierra a una distancia de  $> 1$  UA, a las 580 horas el pulso se encuentra sobre Júpiter y para llegar al lejano Plutón el pulso demora 8133 horas o  $\approx 339$  días. Finalmente el viento entra al estado estacionario transcurridos 11.4 años. La progresión del viento a lo largo de

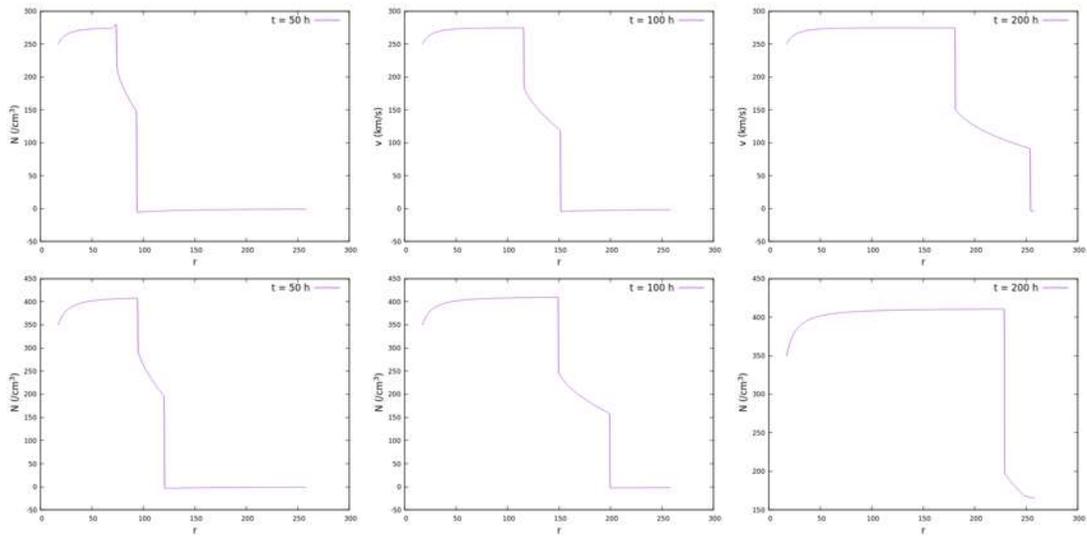


Figura 4.2: Avance de la velocidad para los dos vientos solares de ambiente a tres tiempos 50, 100 y 200 horas. Arriba viento solar uno (ASW1), abajo viento solar dos (ASW2). La escala de longitud está dada en unidades de  $R_{\odot}$ .

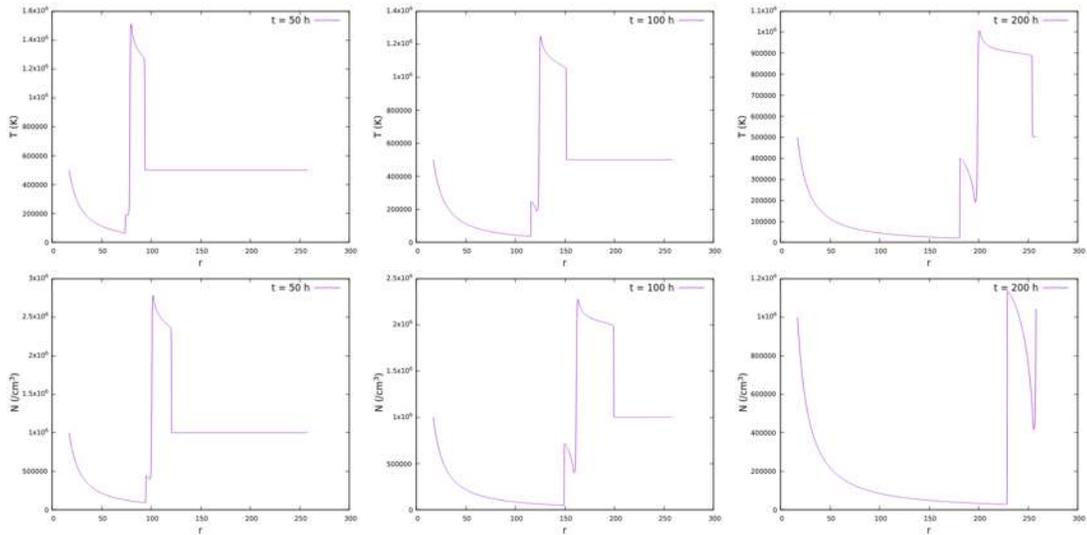


Figura 4.3: Avance de la temperatura para los dos vientos solares de ambiente a tres tiempos 50, 100 y 200 horas. Arriba viento solar uno (ASW1), abajo viento solar dos (ASW2). La escala de longitud está dada en unidades de  $R_{\odot}$ .

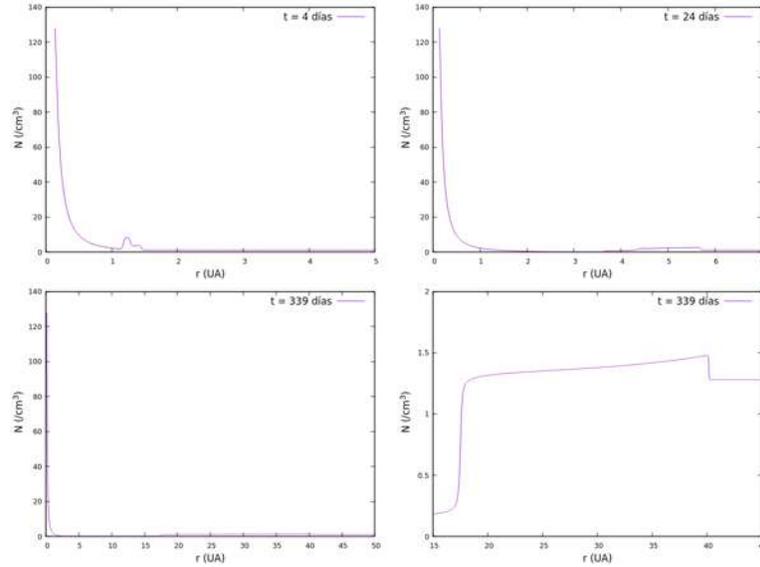


Figura 4.4: Densidad a distintos tiempos como función de  $r$ , arriba a 4 y 24 días, abajo 339 días y un zoom sobre el pulso.

todo el dominio numérico se aprecia mejor con la velocidad en la Figura 4.5. En las imágenes correspondientes a la evolución de la velocidad podemos observar que hay dos ondas de choque una rápida seguida de otra lenta de manera similar que con los dos vientos anteriores, la primera sale del dominio numérico pasadas 10591 horas (1.2 años) mientras que la segunda demora 11.4 años un poco más de diez veces el tiempo que la onda de choque rápida. Después de esto el viento se estaciona.

En la densidad cuando el pulso comienza a llegar a la frontera externa no se aprecia claramente su avance en la imagen que abarca todo el dominio numérico, es por ello que se hace un zoom sobre la misma para observar con mayor detalle el avance del viento solar.

La reproducción del viento de ambiente fue exitosa, pero para este trabajo de tesis no es necesario cubrir una longitud tan amplia, por lo que la posición de la frontera externa será colocada a 1.2 UA y así mantener homogeneidad en las posiciones de las fronteras en todas las simulaciones.

En la Tabla 4.3 se muestran los valores de las variables de estado, en la posición de la frontera externa propuesta por los autores junto a los valores en la posición de frontera elegida para hacer las simulaciones.

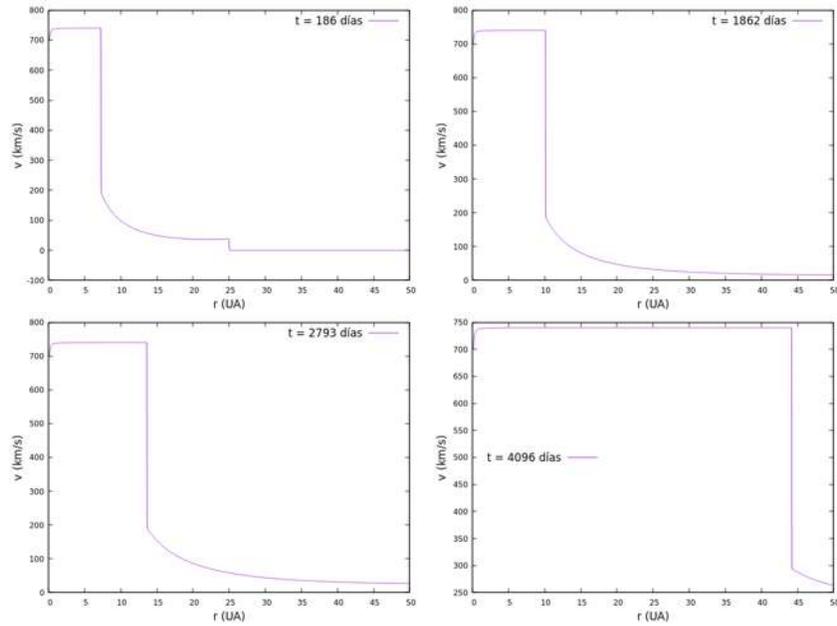


Figura 4.5: Velocidad del viento solar de ambiente a cuatro tiempos distintos 186, 1862, 2793 y 4096 días.

	$30 R_{\odot}$	1.2 UA	50 UA
Densidad, $cm^3$	128	1.65	$9.443 \times 10^{-4}$
Velocidad, km/s	702	738	739
Temperatura, K	$10^6$	$5.4 \times 10^4$	358

Tabla 4.3: Parámetros físicos para la densidad, velocidad y temperatura en las fronteras interna y las dos posiciones de la frontera externa, con la finalidad de replicar los resultados en [19].

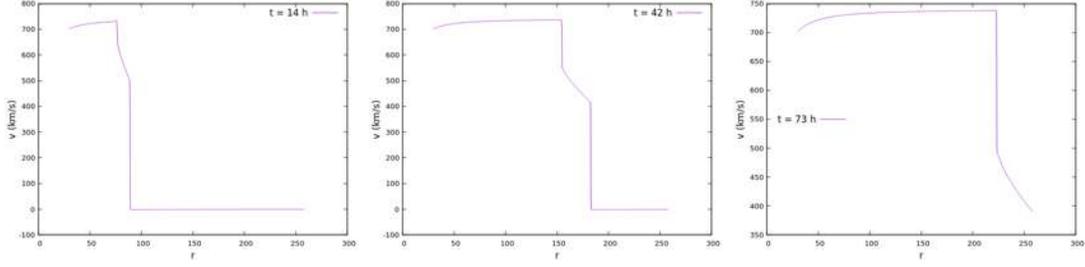


Figura 4.6: Evolución de la velocidad en el dominio numérico a cuatro distintos tiempos 14, 42 y 73 horas.

	Parámetro original	Parámetro generado
	$18 R_s$	1 UA
Velocidad ( $v_r$ ), $km/s^{-1}$	250	340
Densidad, $cm^{-3}$	1407	6.63
Temperatura, K	$1.1 \times 10^6$	$3.01 \times 10^4$

Tabla 4.4: Parámetros físicos correspondientes al trabajo de [23] y los generados por el código esféricamente simétrico.

La evolución de las variables de estado para la frontera externa a 1.2 UA carece de la onda de choque lenta que se presenta para el caso de la frontera a 50 UA igualmente usamos la velocidad para mostrar el proceso de estabilización del viento a distintos tiempos el resto de las variables se comportan de manera similar con la frontera externa a 50 UA por tanto no es de interés mostrarlas. La Figura 4.6 muestra la evolución del perfil velocidad.

El último trabajo a ser reproducido será el de [23]. A diferencia de los anteriores este viento solar es magnetizado, y dado que estamos abordando el caso hidrodinámico el campo magnético será omitido. El viento en la referencia fue realizado en coordenadas esféricas y nos permite comparar que tan correctos son los parámetros reportados en la frontera exterior. La Tabla 4.4 muestra los parámetros reportados por [23] junto a los obtenidos con nuestro código. La Figura 4.7 muestra la evolución de este viento solar de ambiente.

Habiendo tenido éxito en la formación de vientos solares de ambiente, nuestro código esférico pasa a su siguiente prueba; la inyección de EMC en el viento solar estacionario.

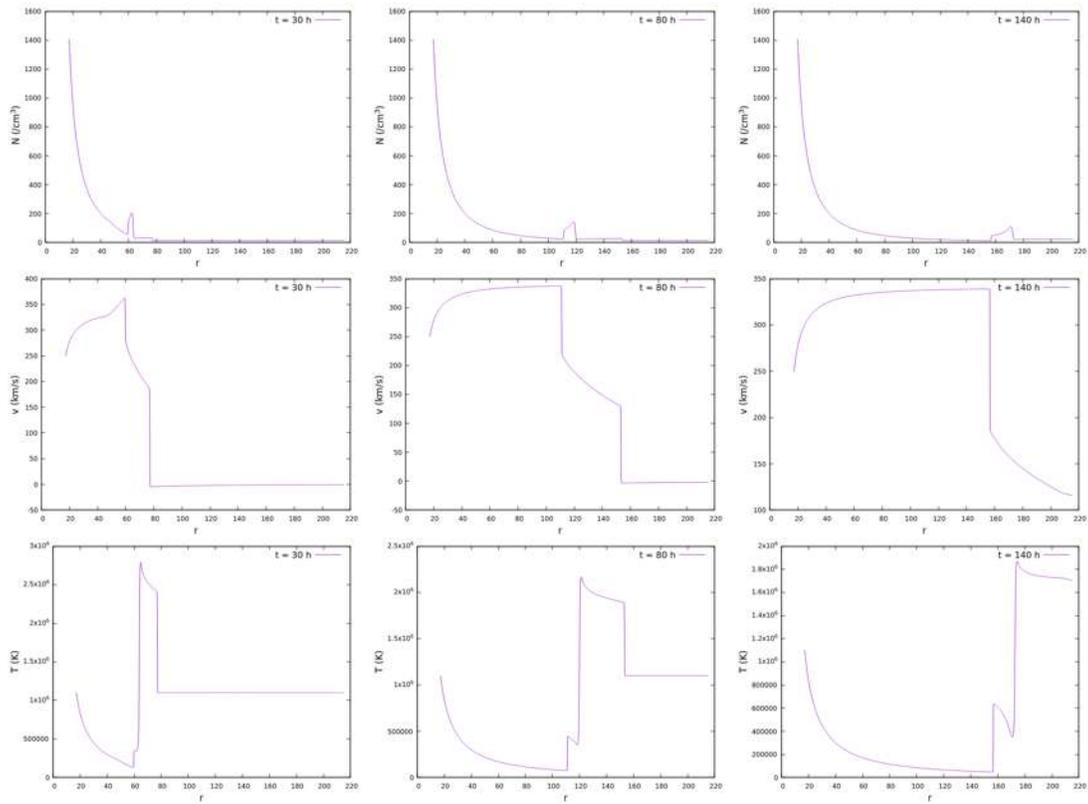


Figura 4.7: Evolución de densidad (arriba), velocidad (medio), temperatura (abajo) a tres tiempos distintos 30, 80 y 140 h.

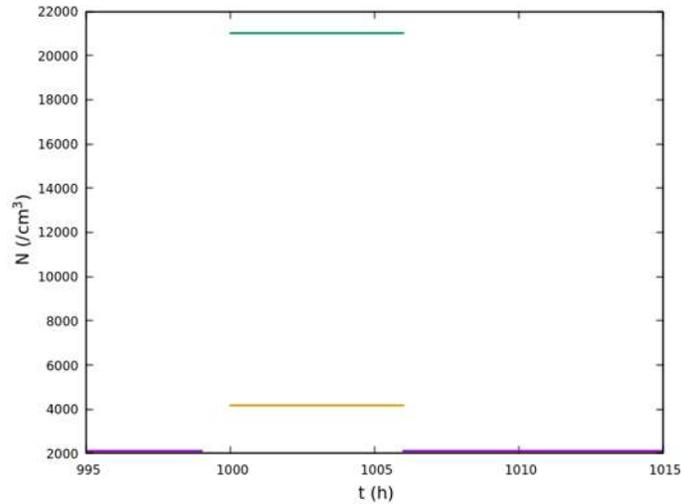


Figura 4.8: Función escalón de la inyección de la EMC en el viento solar de ambiente.

### 4.1.3. Eyecciones de masa coronal

Una vez que el viento ha entrado a la fase estacionaria, se inyecta una EMC como un pulso con las variables de estado con valores transitorios. La inyección es similar a la del viento solar pero con un incremento de las tres variables densidad, velocidad y temperatura. En esta etapa hacemos un experimento muy aproximado, introducimos la medición de las variables en la posición de los satélites. Al tratarse de simetría esférica, no es posible colocar los satélites en su verdadera posición espacial en 3D, la EMC es un estallido transitorio esférico, y la usaremos, para ejemplificar el funcionamiento de nuestros detectores numéricos, como medirían los satélites las variables de estado del viento en distancias promedio de los satélites en el año 2020.

La inyección de la EMC en el viento de ambiente es una función escalón, donde los valores de las condiciones iniciales cambian para inyectar la EMC, esto se muestra en la Figura 4.8. Al terminar el tiempo de inyección del pulso-EMC las condiciones iniciales regresan a las de formación del viento de ambiente.

Siguiendo el orden de la formación de los vientos solares comenzaremos con el trabajo de [10]. Los autores usaron un total de ocho conjuntos de parámetros que se muestran en la Tabla 4.5. Estos pulsos se inyectaron en los dos vientos de ambiente a cuatro velocidades distintas 150, 350, 650 y 1200 km/s, dando como resultado un total de 64 eventos, no abordaremos todos, solamente los casos 1, 5 y 8 con un par de

EMC	$N_{EMC}$	$T_{EMC}, 10^6$ K	$\Delta\tau$ , horas
1	$2N_0$	1.0	3
2	$2N_0$	4.0	3
3	$2N_0$	1.0	6
4	$2N_0$	4.0	6
5	$10N_0$	1.0	3
6	$10N_0$	4.0	3
7	$10N_0$	1.0	6
8	$10N_0$	4.0	6

Tabla 4.5: Propiedades físicas de ocho pulsos-EMC, usadas para reproducir los resultados del trabajo de [10].

velocidades de la EMC para ilustrar la dinámica. Todos los casos mostrados fueron inyectados en el viento de ambiente uno, ASW1. Densidad y velocidad serán las variables mostradas. Un problema relacionado con estos parámetros, concretamente de la EMC 5 en adelante, es que la EMC es tan agresiva que fue necesario reducir el factor CFL para lograr la evolución y reproducir el viento solar de [19]. Para las EMCs también fue necesario duplicar el número de celdas a usar  $N_r = 2000$ . La ruptura de la solución a partir del caso mencionado obedece al cambio drástico en las variables de estado como la densidad que pasa de  $2N_0$  a  $10N_0$  y es un fenómeno que también ocurre en 3D.

La EMC 1 tiene los parámetros más nobles, sin embargo el cambio en la velocidad de propagación puede cambiar el impacto de esta. En la Figura 4.9 se muestra el avance de la densidad a dos distintas velocidades 350 y 1200 km/s. En dicha Figura se observa el efecto en la velocidad, en el tiempo de recorrido del choque a través del dominio numérico además de que el pulso es de mayor intensidad a velocidad de 1200 km/s. Como en la progresión de la velocidad en el viento solar, representada en la Figura 4.10, es muy ilustrativa mostrando el avance del pulso-EMC, se observa que a 1200 km/s hay dos frentes de choque rápidos que se se mezclan para formar uno solo.

El segundo caso a tratar será la EMC 5, cuyos parámetros son de mayor intensidad que en la EMC 1, lo cual se aprecia claramente en la densidad. Para esta ocasión las velocidades elegidas son 150 y 650 km/s, y los resultados se muestran en la Figura 4.11. A partir de esta EMC, los valores de las variables primitivas es tan alto, que

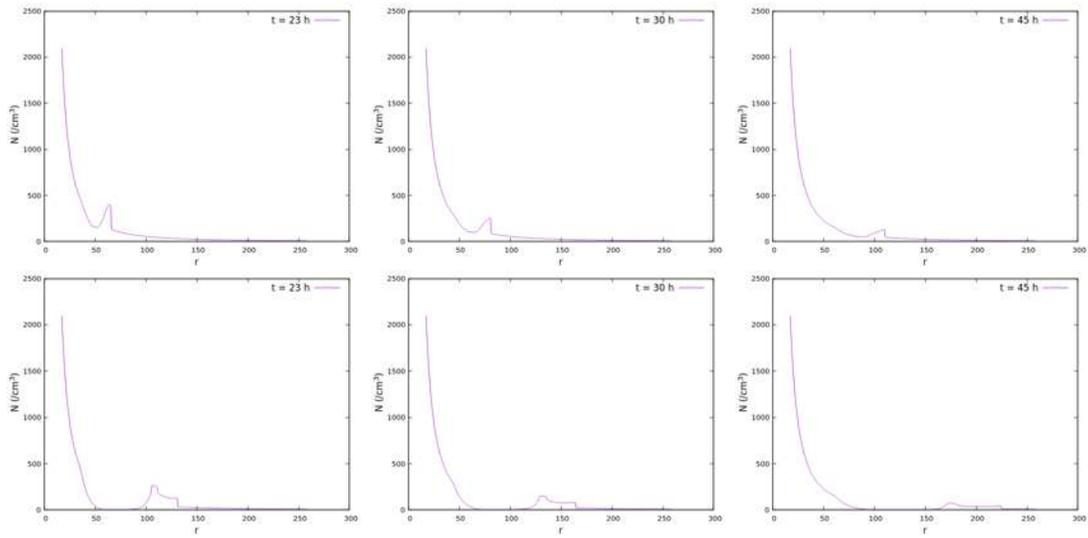


Figura 4.9: Densidad del fluido para el caso 1 de pulso-EMC a cuatro tiempos distintos 23, 30 y 45 horas. Arriba el caso de una velocidad de 350 km/s, abajo con velocidad de 1200 km/s. La escala de longitud está dada en  $R_{\odot}$ .

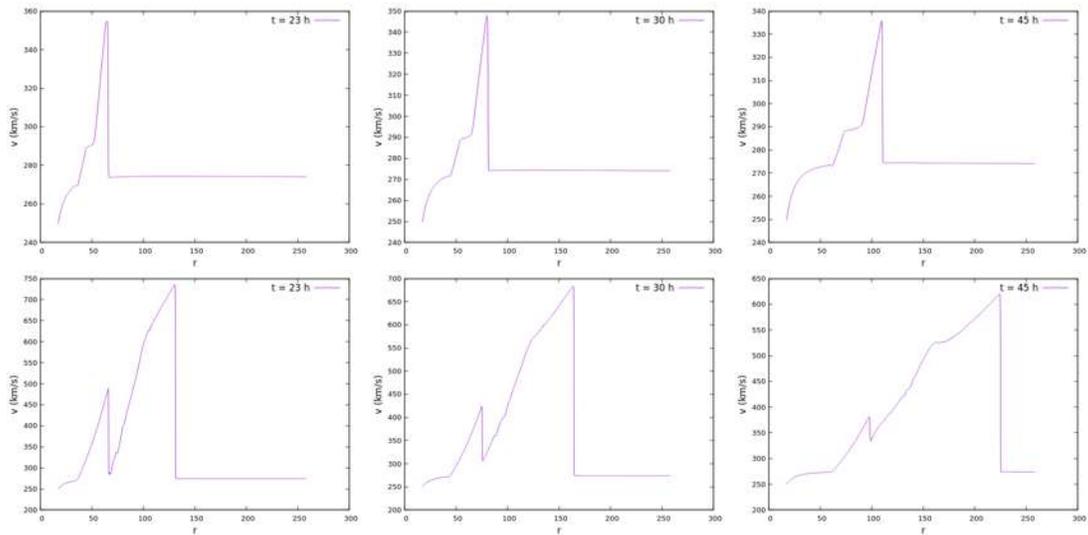


Figura 4.10: Velocidad del fluido para el caso 1 de pulso-EMC a cuatro tiempos distintos 23, 30 y 45 horas. Arriba el caso de una velocidad de 350 km/s, abajo con velocidad de 1200 km/s. a escala de longitud está dada en  $R_{\odot}$ .

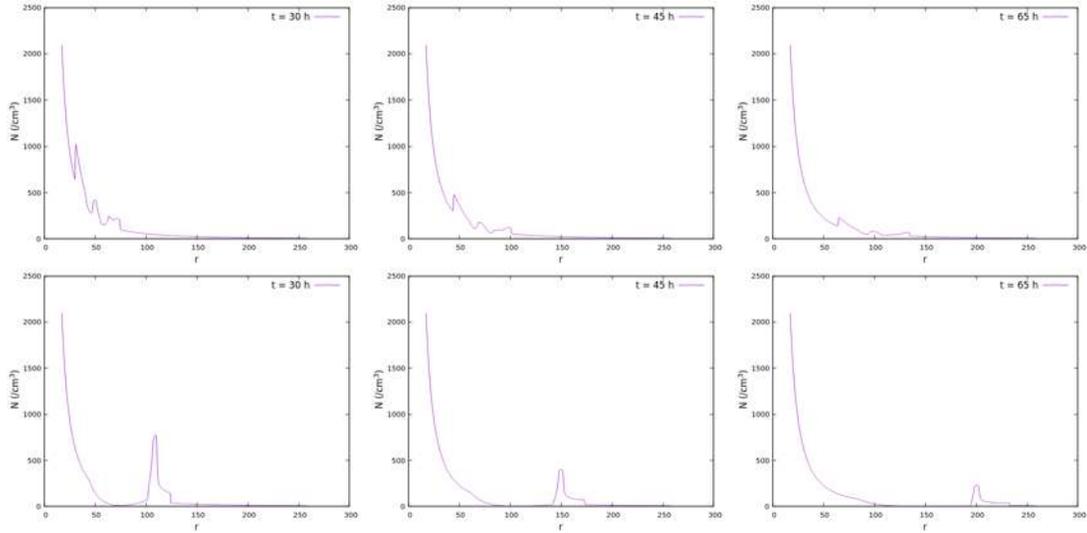


Figura 4.11: Densidad para el caso 5 de pulso-EMC para distintos valores del tiempo. Arriba se muestra el caso en que la EMC tiene velocidad de 150 km/s, y abajo el caso con velocidad de 650 km/s. La longitud está en unidades de  $R_{\odot}$ .

fue necesario usar una mayor resolución y disminuir el factor de Courant para poder ejecutar las respectivas simulaciones. La evolución de la densidad en el caso de la EMC con 150 km/s en los tiempos mostrados es lenta en comparación con la EMC con 650 km/s, e ilustra la influencia de la velocidad en el pulso EMC, un detalle clave para saber si en la realidad la EMC es peligrosa o no. La velocidad del caso 5 se muestra en la Figura 4.12.

El último caso que presentamos es la EMC 8 que supone las condiciones más agresivas. Para este caso simularemos los casos en que las velocidades son 150 km/s y 1200 km/s. La gran diferencia entre las velocidades de la EMC, implica que la diferencia de llegada del frente de choque sea de 24 horas para recorrer el dominio numérico entre ambos casos. Densidad y velocidad se muestran en las Figuras 4.13 y 4.14 respectivamente.

### Mediciones satelitales

Los satélites juegan un papel importante en el diagnóstico de las EMC, pues se encuentran a diferentes distancias entre el Sol y la Tierra. Estos miden las variables del plasma y pueden transmitirlos a la Tierra a la velocidad de la luz, con lo que es

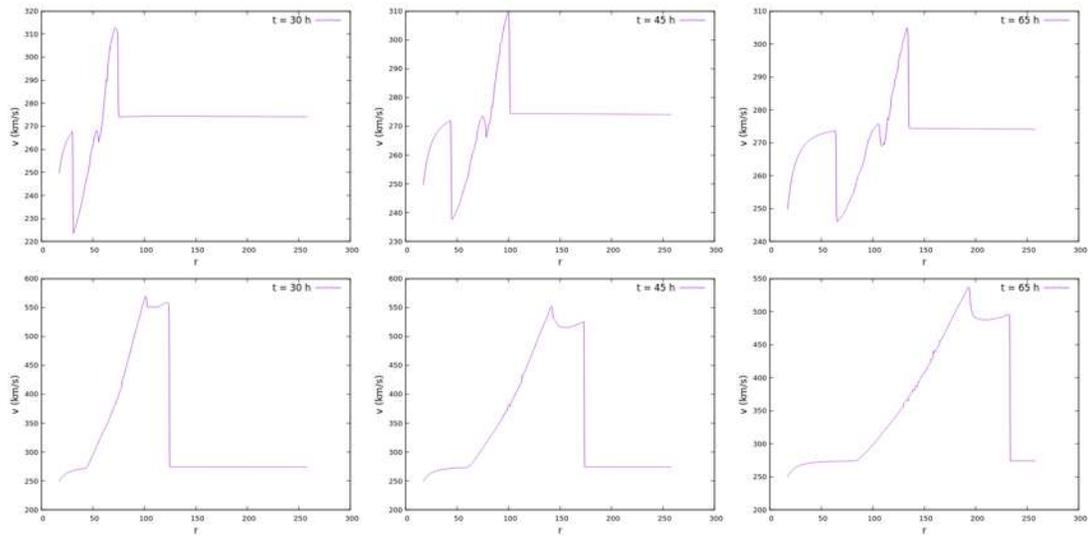


Figura 4.12: Velocidad para el caso 5 de pulso-EMC para distintos valores del tiempo. Arriba se muestra el caso en que la EMC tiene velocidad de 150 km/s, y abajo el caso con velocidad de 650 km/s. La longitud está en unidades de  $R_{\odot}$ .

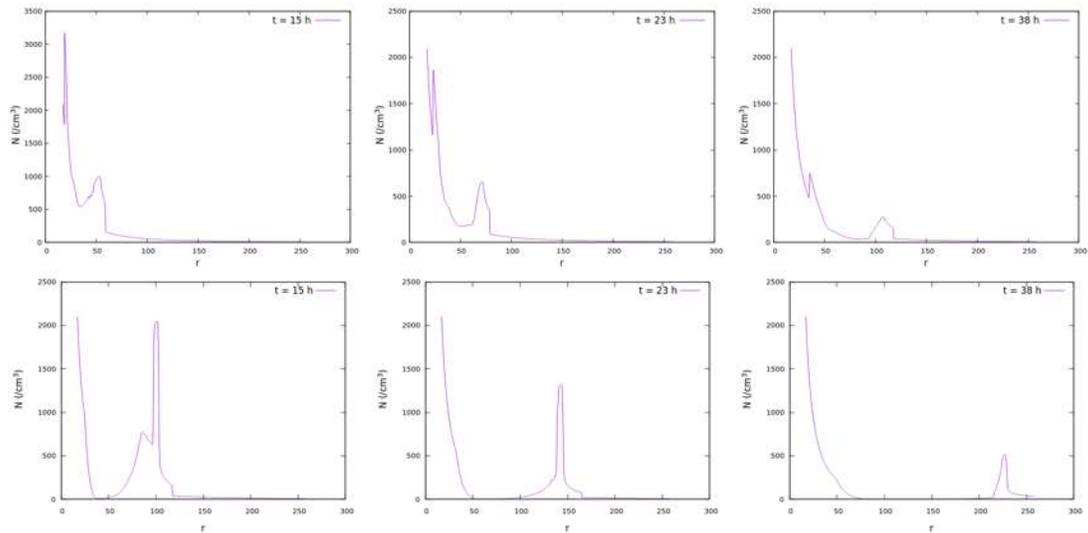


Figura 4.13: Densidad para el caso 8 de pulso-EMC para distintos valores del tiempo. Arriba se muestra el caso en que la velocidad es de 150 km/s, y abajo el caso en que la velocidad es de 1200 km/s. La longitud está en unidades de  $R_{\odot}$ .

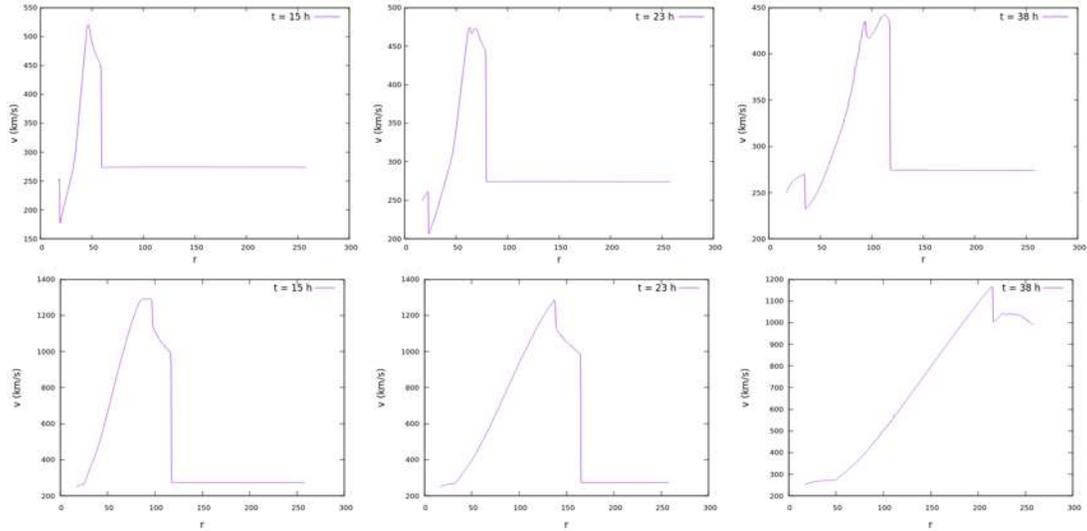


Figura 4.14: Velocidad para el caso 8 de pulso-EMC para distintos valores del tiempo. Arriba se muestra el caso en que la velocidad es de 150 km/s, y abajo el caso en que la velocidad es de 1200 km/s. La longitud está en unidades de  $R_{\odot}$ .

Satélite	Distancia (UA)
Orbitador Solar	0.5005401
Sonda Solar Parker	0.532801
STEREO A	0.965541
STEREO B	1.025401
Tierra	0.985885

Tabla 4.6: Posición de los satélites con respecto al Sol en unidades astronómicas. Si bien la distancia entre la Tierra y el Sol es de una UA la órbita elíptica hace que esta tenga ligeras variaciones.

posible saber de antemano algunas de las propiedades de la EMC en el trayecto por la Heliosfera, y estimar sus valores de llegada a la Tierra. En nuestras simulaciones es posible medir las propiedades del fluido y para ello lo hacemos en algunas posiciones en el dominio numérico.

En el caso de simetría esférica, la EMC es esférica, y colocamos satélites en sus posiciones promedio durante 2020, y en esas posiciones del dominio numérico calculamos el valor de las variables de estado del fluido. Con esto simulamos lo que los satélites verían. La posición promedio que usamos para colocar los satélites se encuentra en la Tabla 4.6.

Al estar fijos en el dominio, nuestros satélites captan las propiedades del pulso

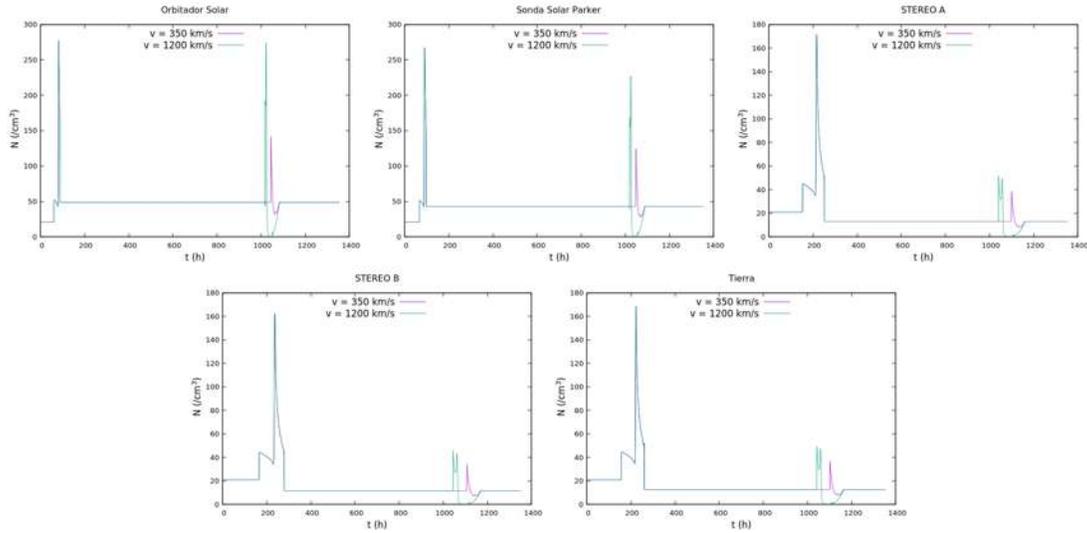


Figura 4.15: Medición de la densidad de los cinco satélites correspondiente al caso 1 de pulso-EMC, con velocidades 350 y 1200 km/s.

correspondiente a la inyección del viento y posteriormente las de la EMC. Mostramos los resultados de dos EMCs para cada satélite pudiendo ver con toda claridad el efecto de la velocidad en la inyección de la EMC. La medición de la densidad para el caso EMC 1 se muestra en la Figura 4.15.

Un ejercicio que podemos hacer con el fin de discutir los resultados de las mediciones de las variables de estado, es dividir los satélites en dos grupos en función de la distancia con respecto al Sol. El primer grupo sería el Orbitador Solar y la Sonda Solar Parker, debido a su cercanía con el Sol las mediciones son muy parecidas y se observa el efecto de la velocidad en la EMC, siendo el pico registrado de densidad casi el doble de intenso que entre el par de velocidades elegidas. El segundo grupo está conformado por las sondas STEREO y la Tierra, que se encuentran alejadas del Sol, y en estas posiciones tanto densidad como temperatura son muy menores comparadas con las registradas por la sondas del primer grupo.

La medición de la temperatura por las sondas, mostrada en la Figura 4.16 es interesante. La EMC de alta velocidad con 1200 km/s, produce que la temperatura del plasma sea mas alta en seis ordenes de magnitud que cuando la velocidad es es de 350 km/s. La explicación es que el pulso rápido, con un frente de choque delgado, deja tras de sí una zona rarificada de baja densidad, y como  $T = p/\rho$ , la temperatura

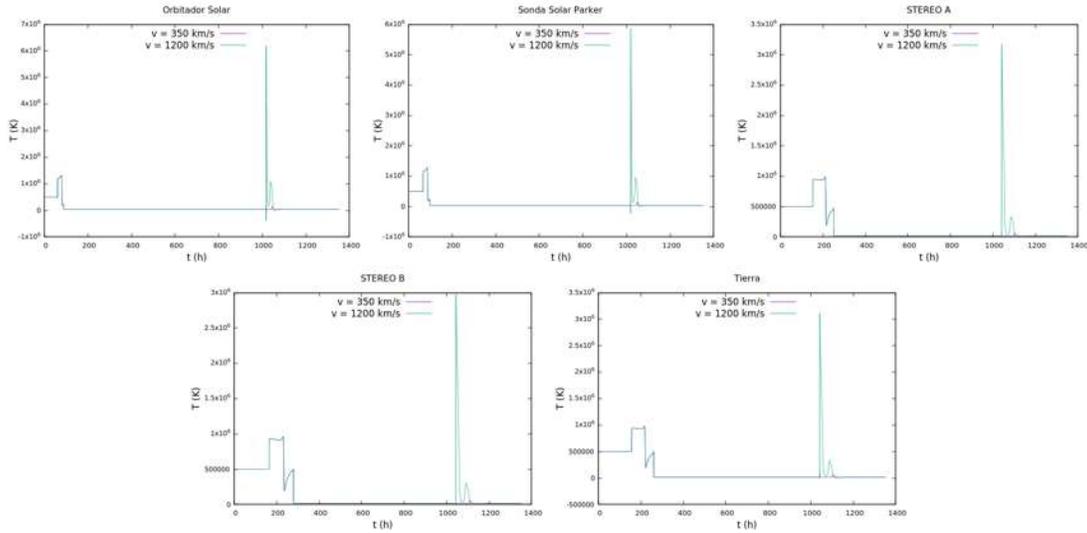


Figura 4.16: Medición de la temperatura de los cinco satélites correspondiente al caso 1 de pulso-EMC a dos velocidades 350 y 1200 km/s.

es mayor, es decir, el paso de la EMC rápida deja tras de sí una estela de plasma caliente. En el caso de la EMC lenta, el efecto de calentamiento es por tanto menos notorio.

Los valores de la densidad medidos por el detector localizado en la posición de la Tierra, para la EMC a 1200 km/s, es de aproximadamente 50 partículas por  $cm^3$  para la densidad, mientras que la temperatura es del orden de  $\approx 3.6 \times 10^6 K$ , un valor que se asemeja bastante a eyecciones históricas que han causado problemas en la Tierra [16]. Basándonos en estas mediciones, esta EMC representa un evento con consecuencias importantes para los satélites de comunicaciones y posiblemente en la superficie de la Tierra.

El caso de la EMCs número 5, presenta el mismo comportamiento en ambas variables de estado, pero con una magnitud mayor. Al igual que en el caso anterior las mediciones de densidad mostradas en la Figura 4.17 y de temperatura en la Figura 4.18, pueden considerarse como un evento dañino sin llegar a ser comparable con el evento Carrington [15]. Este evento es la EMC más intensa registrada en la historia, debido a este evento se comenzaron a hacer las primeras conjeturas del peligro que representan las EMCs.

El caso 8, siendo este el de parámetros más agresivos, en la posición de la Tierra

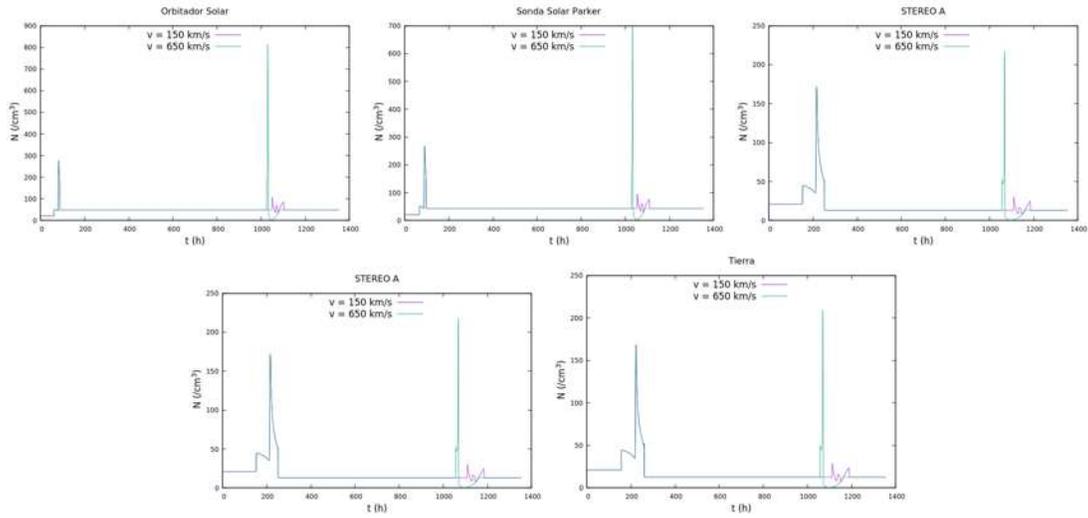


Figura 4.17: Medición de la densidad en la posición de los cinco satélites, correspondiente al caso 5 de pulso-EMC, usando las velocidades 150 y 650 km/s.

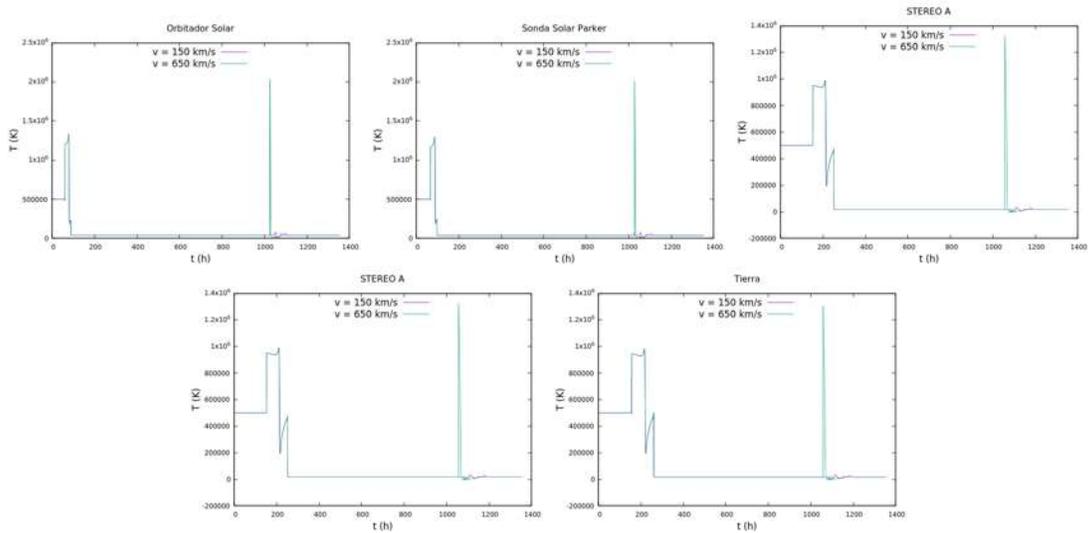


Figura 4.18: Medición de la temperatura en la posición de los cinco satélites, correspondiente al caso 5 de pulso-EMC, usando las velocidades 150 y 650 km/s.

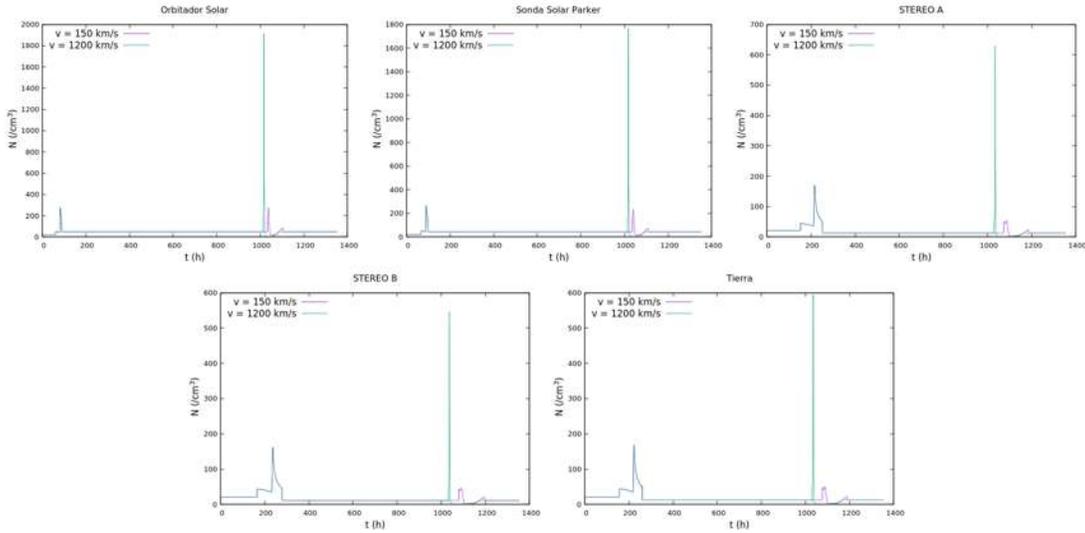


Figura 4.19: Medición de la densidad en la posición de los cinco satélites, correspondiente al caso 8 de pulso-EMC, usando las velocidades 150 y 1200 km/s.

Perfil	Elevación	Duración (h)
1	x4	10
2	x10	10
3	x30	10
4	x4	30
5	x4	50
6	x4	10
7	x4	30

Tabla 4.7: Perfiles de inyección de EMC. La única variable que se modifica es la densidad del plasma y se indica la ventana de tiempo durante la cual se inyecta la EMC.

muestra características comparables a las de una EMC ocurrida en octubre de 2003, conocida como la tormenta solar de Halloween [16].

Nos enfocamos ahora en la reproducción de los resultados de otro trabajo clásico [19]. Los autores propusieron siete casos de pulsos-EMC cuyas condiciones se muestran en la Tabla 4.7. En la Figura 1 del trabajo en cuestión se muestra el perfil de densidad, velocidad y presión. Los resultados obtenidos con nuestro código esférico se presentan en la Figura 4.21.

Lo siguiente con respecto a este trabajo será la discusión de los perfiles 1, 2 y 3 de la Tabla 4.7, con la frontera externa colocada en 1.2 UA. El análisis será el mismo la observación del paso del pulso a través del dominio numérico, estos perfiles

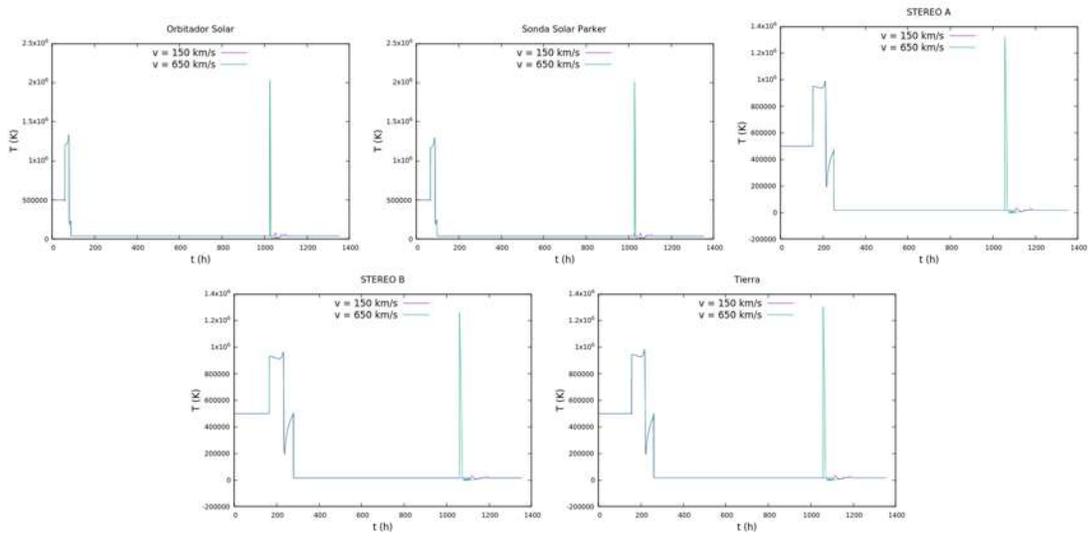


Figura 4.20: Medición de la temperatura en la posición de los cinco satélites, correspondiente al caso 8 de pulso-EMC, usando las velocidades 150 y 1200 km/s.

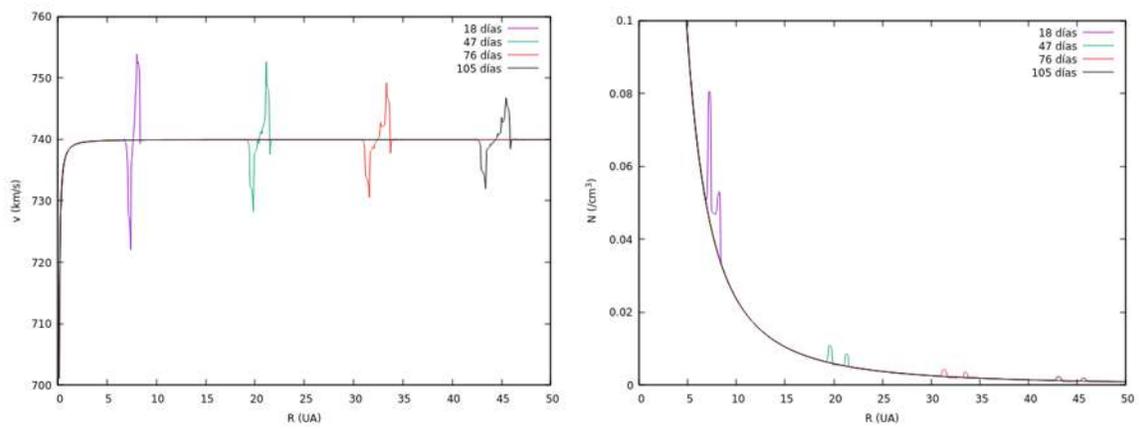


Figura 4.21: Reproducción de la Figura 1 del trabajo de [19].

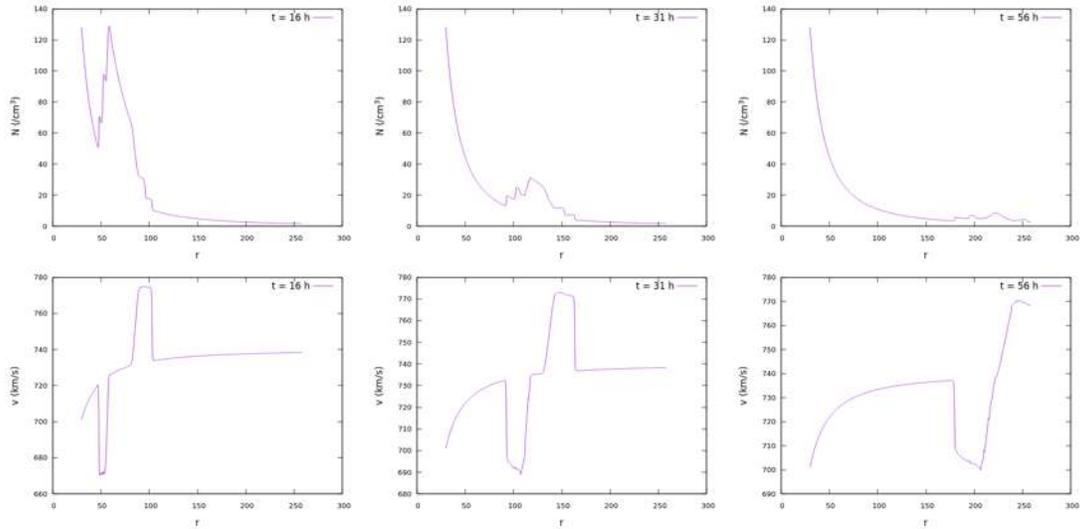


Figura 4.22: Densidad (arriba) y velocidad (abajo) a tres tiempos 16, 31 y 56 horas después de la inyección de EMC correspondientes al perfil 1 de la Tabla 4.7. La escala de longitud está dada en unidades de  $R_{\odot}$ .

comparten el tiempo de inyección únicamente variando el incremento de la densidad con respecto al viento solar mientras las otras variables, temperatura y velocidad, no sufren cambios.

El primer perfil es un pulso con un valor 4 veces la densidad del viento de fondo. En la velocidad de este pulso se observa que detrás de la onda de choque le sigue una de baja velocidad, un comportamiento distinto a las EMCs que analizamos del artículo [10]. El recorrido de la densidad es similar en comportamiento. En las Figuras 4.22 se muestra la evolución de esta EMC.

El perfil de la segunda EMC, caso 2 de la Tabla 4.7 tiene densidad diez veces mayor que la del viento ambiente, y muestra el mismo comportamiento que el perfil anterior, pero mayor en intensidad las variables de estado, cuya evolución se muestra en la Figura 4.23.

Finalmente el tercer perfil, caso 3 de la Tabla 4.7, tiene densidad 30 veces mayor que la del viento estacionario ambiente, y si bien el comportamiento es el mismo que en los casos anteriores, esta vez el pulso es intenso lo que se verá con mayor detalle en las mediciones hechas por los satélites. Las variables de estado correspondientes se muestran en la Figura 4.24.

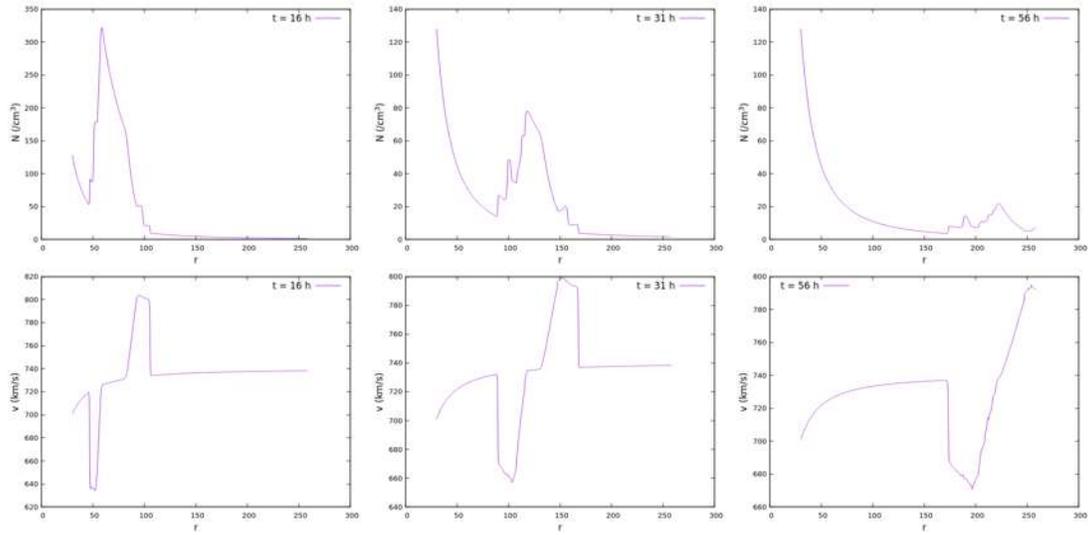


Figura 4.23: Densidad (arriba) y velocidad (abajo) a tres tiempos 16, 31 y 56 horas después de la inyección de EMC, correspondientes al perfil 2 de la Tabla 4.7. La escala de longitud usa unidades de  $R_{\odot}$ .

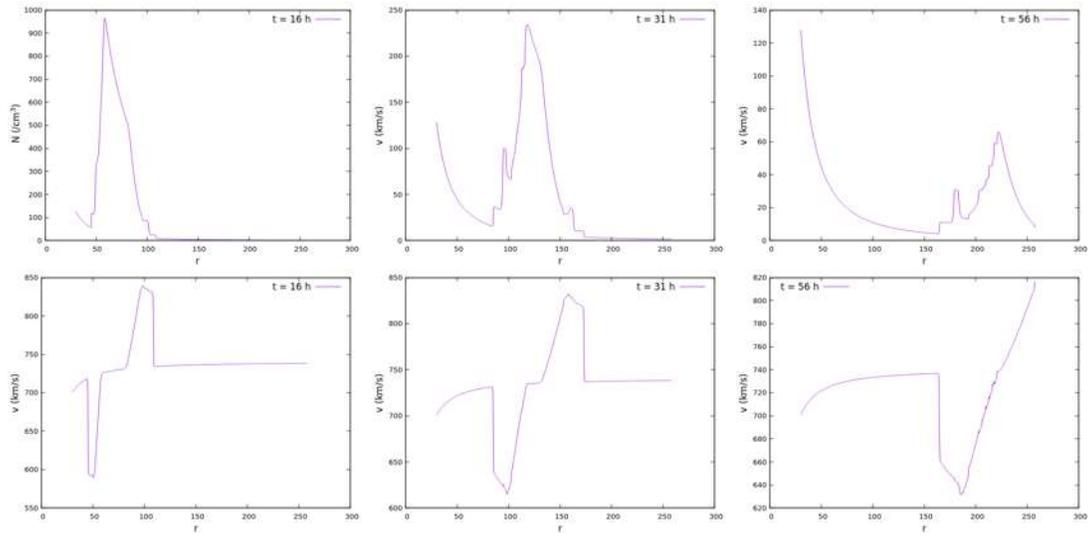


Figura 4.24: Densidad (arriba) y velocidad (abajo) a tres tiempos 16, 31 y 56 horas después de la inyección de EMC correspondientes al perfil 3 de la Tabla 4.7. La escala de longitud usa unidades en  $R_{\odot}$ .

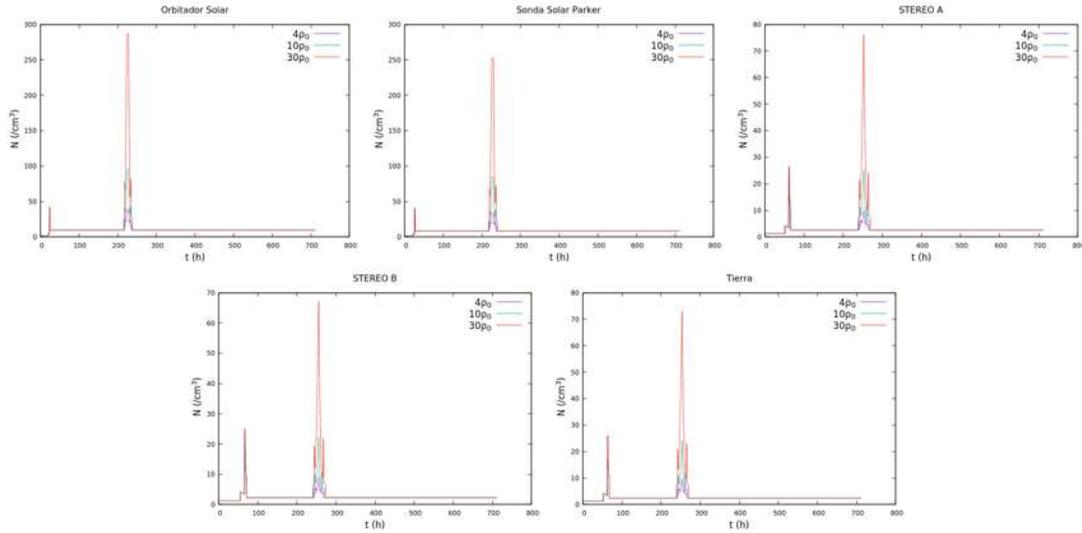


Figura 4.25: Medición de la densidad en la posición de los cinco satélites para los perfiles 1, 2 y 3 de la Tabla 4.7.

### Mediciones satelitales

Como se pudo observar, en las simulaciones anteriores la velocidad es una variable crucial para determinar si una EMC es peligrosa y que tanto. Ahora, en lo que corresponde al trabajo de [19]. Los valores de la densidad se muestran en la Figura 4.25, velocidad en la Figura 4.27 y la temperatura en la Figura 4.26 de la EMC en la posición de los satélites.

Como caso particular, el perfil 3 reúne las características que la asemejan a una EMC que se deba tomar en cuenta, con parámetros muy parecidos a los de la EMC ocurrida en Marzo de 2001 [6]. Si bien la velocidad no tuvo un rol tan importante como las de las simulaciones en [10], la cantidad de masa expulsada puede provocar una EMC que deba ser monitoreada con atención.

## 4.2. Satélites

El viento solar y sus cambios son medidos en tiempo real por un conjunto de satélites, todo con el fin de proteger a las personas y la infraestructura tanto en el espacio como en la superficie del planeta. Si bien las misiones comparten un objetivo común, todas ellas fueron diseñadas con un propósito específico. En este trabajo de

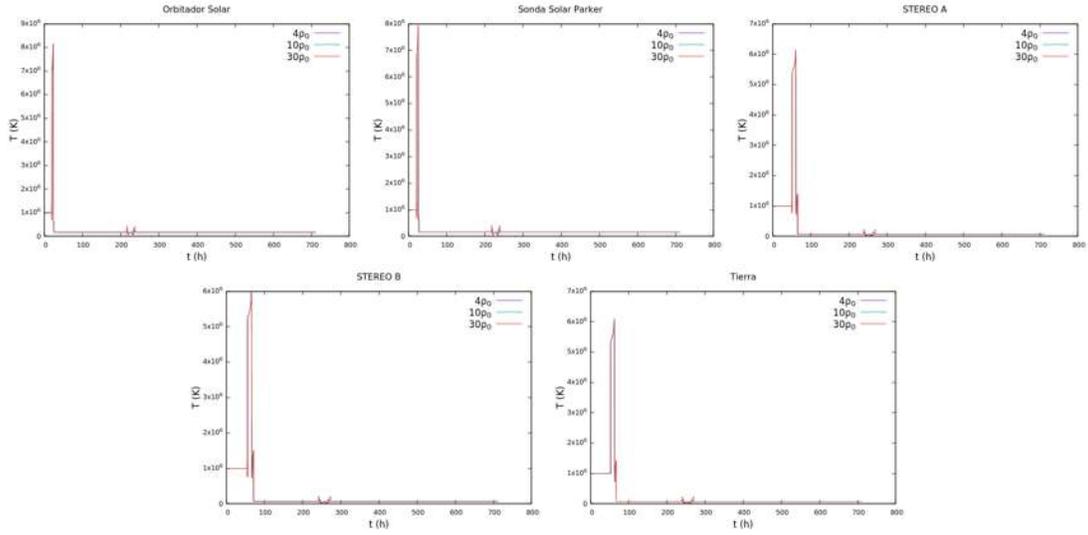


Figura 4.26: Medición de la temperatura en la posición de los cinco satélites para los perfiles 1, 2 y 3 de la Tabla 4.7.

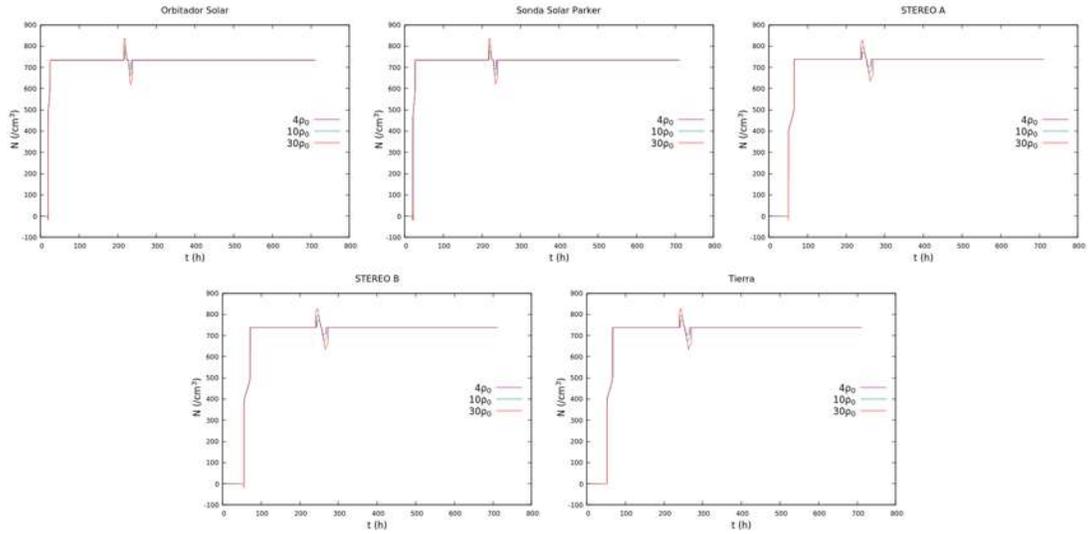


Figura 4.27: Medición de la velocidad en la posición de los cinco satélites para los perfiles 1, 2 y 3 de la Tabla 4.7.

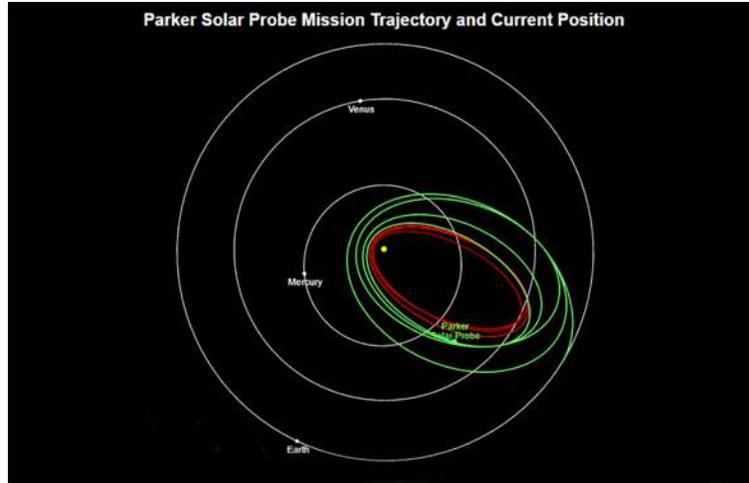


Figura 4.28: Trayectoria de la PSP en verde, posición durante Junio 2021 y trayectoria proyectada futura en rojo. <http://parkersolarprobe.jhuapl.edu/Multimedia/Images.php>

tesis se usó la posición de cuatro satélites para simular las mediciones. A continuación se presenta una breve explicación de los mismos así como de sus objetivos particulares.

#### 4.2.1. Orbitador Solar Parker

La sonda *Parker Solar Probe* (PSP) es una misión diseñada por la NASA, que tiene el objetivo de estudiar la atmósfera del Sol para tratar de comprender el calentamiento de la corona y las causas que originan la aceleración del viento solar. En el trayecto final de la misión se espera que alcance una distancia final de aproximadamente 9 radios solares, o lo que es equivalente  $\approx 6.3$  millones de kilómetros. Esto se llevará a cabo usando la gravedad de Venus con siete sobrevuelos. En la Figura 4.28 se muestra la trayectoria realizada así como la proyectada en el futuro.

#### 4.2.2. STEREO

La misión *Solar TErrestrial RElations Observatory* (STEREO), al igual que la Sonda Parker, fue diseñada por la NASA. Esta misión consta de dos sondas prácticamente iguales llamadas STEREO-A y STEREO-B, estos nombres son debido a la posición que tiene cada una con respecto a la órbita de la Tierra siendo STEREO A (Ahead,

al frente) y STEREO B (Behind, detrás). Algunos de los objetivos de esta misión son: entender el mecanismo que origina las eyecciones de masa coronal, la caracterización de la propagación de las EMC a través de la heliosfera y determinar la estructura del viento solar de ambiente.

El observatorio STEREO-B perdió contacto con NASA el 1 de Octubre de 2014, pudieron comunicarse de nuevo en agosto de 2016, pero en septiembre 23 de ese mismo año las comunicaciones volvieron a perderse. A la fecha de esta tesis no se ha reestablecido contacto con STEREO-B y se espera que mientras la órbita de la sonda se acerque a la Tierra se pueda retomar el contacto a fin de recuperar el control de la sonda.

### 4.2.3. Orbitador Solar

La sonda *Solar Orbiter* (SO), es el resultado de una colaboración internacional entre entre la NASA y la ESA (*European Space Agency*), cuyo propósito es develar los misterios que oculta el Sol que acorde a la página oficial se resume en responder cuatro preguntas:

1. ¿Qué impulsa el viento solar y de dónde se origina el campo magnético coronal?
2. ¿Cómo impulsan los transitorios solares la variabilidad heliosférica?
3. ¿Cómo producen las erupciones solares radiación de partículas energéticas que llenan la heliosfera?
4. ¿Cómo funciona el dinamo solar e impulsa las conexiones entre el Sol y la heliosfera?

## 4.3. Sistemas coordenados

Si bien la mayoría de nosotros estamos familiarizados con los sistemas de coordenadas básicos, cartesianas, polares, cilíndricas y esféricas, usados para resolver infinidad de problemas de física e ingeniería, en la descripción el espacio exterior es necesario

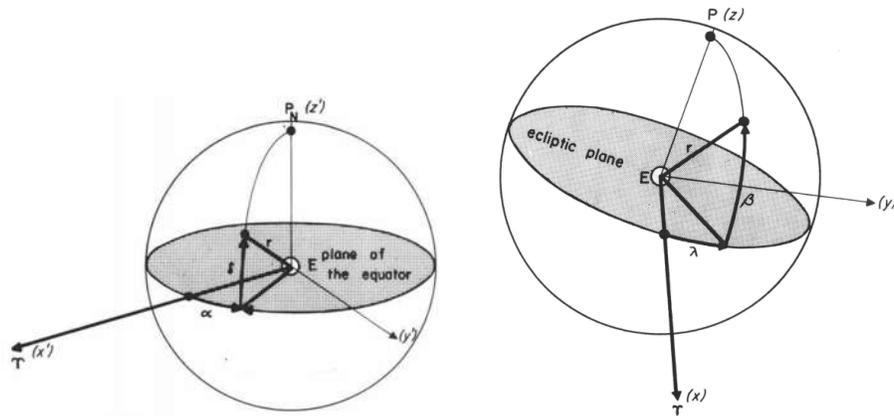


Figura 4.29: Izquierda, sistema geocéntrico ecuatorial y derecha, sistema geocéntrico eclíptico. Funete: <https://sce.uhcl.edu/helm/spacenvhandbook/Chapter5.pdf>

adaptarlos ligeramente para describir la trayectoria de planetas y satélites. Una vez los sistemas de coordenadas aparecen centrados en el Sol, otras en la Tierra y otras en el objeto cuya trayectoria se estudia. Para definir la posición de un objeto en el espacio es por tanto necesario fijar la referencia, el origen. Hay distintos sistemas de referencia en lo que respecta a órbitas de satélites y planetas, son dos los sistemas más usados dentro del sistema solar, el geocéntrico y el heliocéntrico.

### 4.3.1. Sistema geocéntrico

Este sistema tiene como centro de coordenadas a la Tierra, y el plano ecuatorial de las coordenadas esféricas puede ser geocéntrico ecuatorial y geocéntrico eclíptico. El geocéntrico ecuatorial usa un ángulo de ascenso  $\alpha$  y uno de declive  $\delta$ , y la distancia desde el centro  $r$  de la Tierra para localizar un punto en el espacio desde el origen. Lo anterior se muestra en la Figura 4.29. Por otra parte el geocéntrico eclíptico tiene sus tres coordenadas, longitud  $\lambda$  medida hacia el este desde el equinoccio de primavera, latitud  $\beta$  medida desde el plano eclíptico y  $r$  la distancia desde el centro de la Tierra, lo anterior se ilustra en la Figura 4.29.

Algunos de los sistemas geocéntricos más comunes, así como la definición de sus coordenadas se muestran en la Tabla 4.8.

Sistema		Definición de los ejes
<i>Geocentric Equatorial Inertial</i>	GEI	X = Primer punto de Aries Z = Polo norte geográfico
<i>Geocentric Solar Magnetospheric</i>	GSM	X = Línea Sol-Tierra Z = Proyección del eje dipolo el plano YZ de GSE.
<i>Geocentric Solar Ecliptic</i>	GSE	X = Línea Tierra-Sol Z = Polo norte eclíptico

Tabla 4.8: Sistemas geocéntricos.

Sistema		Definición de los ejes
<i>Heliocentric Aries Ecliptic</i>	HAE	X = Primer punto de Aries Z = Polo norte eclíptico
<i>Heliocentric Earth Ecliptic</i>	HEE	X = Línea Sol-Tierra Z = Polo norte eclíptico
<i>Heliocentric Earth Equatorial</i>	HEEQ	X = Intersección entre el ecuador solar y el meridiano central solar visto desde la Tierra. Z = Polo norte del eje de rotación solar

Tabla 4.9: Sistemas heliocéntricos.

### 4.3.2. Sistema heliocéntrico

Estos sistemas coordenados consideran que el origen de coordenadas se centra en la posición del Sol. Hay dos tipos de sistemas heliocéntricos: los basados en el eje de rotación del Sol *Heliocentric Earth Equatorial* (HEEQ) y los basados en la eclíptica como lo son los *Heliocentric Aries Ecliptic* (HAE) y el *Heliocentric Earth Ecliptic* (HEE). La disposición de los ejes para estos tres sistemas se muestra en la Tabla 4.9.

En las simulaciones de este trabajo haremos uso de las coordenadas HEE, pues deseamos que la posición de la Tierra permanezca casi fija, y para mayor control sobre el eje  $x$ . También usaremos estas coordenadas para describir la trayectoria de las sondas donde colocaremos detectores en el dominio de nuestras simulaciones, para estimar mediciones obtenidas con el código numérico y hacer comparaciones con las mediciones reales reportadas.

Para ilustración, en la Figura 4.30 se muestra la trayectoria de las sondas que hemos mencionado, así como la posición del Sol y la Tierra en dos sistemas coordenados en el eclíptico, uno geocéntrico y otro heliocéntrico.

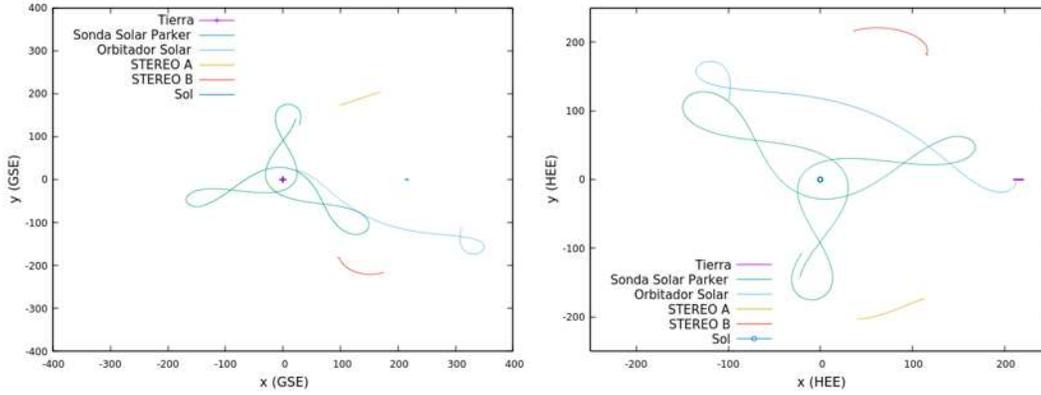


Figura 4.30: Trayectoria de las sondas PSP, SO, Stereo A, B y la Tierra. Las unidades de longitus están en  $R_{\odot}$ . Del lado izquierdo la posición aparece en el sistema coordenado GSE y del lado derecho la posición el coordenadas HEE.

#### 4.4. Vientos hidrodinámicos y EMCs en 3D

Habiendo superado las pruebas con el código en simetría esférica pasamos a las simulaciones con el código 3D en coordenadas cartesianas. Con lo aprendido del código en simetría esférica, se definió una esfera interna de radio  $r_{in} \approx 20 R_{\odot}$ , dentro de la cual se asignan los valores de las variables hidrodinámicas con valores del viento solar, y afuera de la esfera una atmósfera de menor presión y densidad. En coordenadas cartesianas esta esfera toma la forma de una esfera Lego, siendo el dominio físico el comprendido desde la superficie de la lego esfera hasta las caras del cubo, como se muestra el esquema de la Figura 4.31. De hecho el origen de coordenadas está en el centro tanto de la esfera como del cubo.

Para la simulación de los vientos solares de ambiente y las posteriores EMCs, se inyecta el fluido en la esfera lego interna del dominio físico, concretamente en el volumen encerrado la esfera de radio  $r_{in}$ . Esto es con respecto a la parte central del dominio. Una vez que el fluido sale de dicha esfera esperamos que llene el resto del dominio físico como ocurrió en el caso de simetría esférica, y posteriormente lo abandone a través de la frontera que ahora son las caras del cubo del dominio numérico. Para lograr la salida del gas por esta frontera se imponen condiciones de flujo saliente en las caras.

Al igual que el código esférico, el código 3D debe superar la prueba de la formación

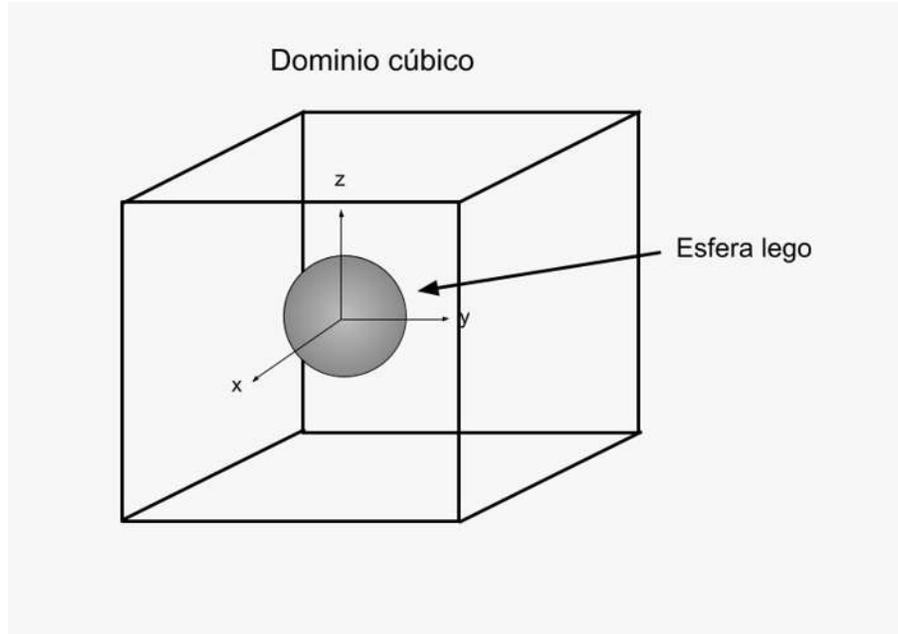


Figura 4.31: Dominio numérico para el caso 3D, en la superficie de la esfera tiene lugar la inyección de las condiciones iniciales de los vientos solares, así como de las EMCs. El dominio físico va de la superficie de la lego esfera hasta las caras del cubo.

	$N$ ( $/cm^3$ )	$v$ (km/s)	$T$ ( $10^6 K$ )
Frontera interna	5.0	450	1.0
Valores en la posición de la Tierra	0.023	518	0.3

Tabla 4.10: Características físicas para el viento solar de ambiente a inyectar en el dominio numérico y sus valores en la Tierra.

de vientos solares que puedan llegar al estado estacionario. Para esta prueba solo dos vientos serán simulados, el primero es el viento solar de ambiente uno ASW 1, ya utilizado en el caso esférico, cuyos valores se muestran en la Tabla 4.1. El segundo será un nuevo conjunto de valores para las variables de estado, que una vez han alcanzado el estado estacionario entran en el rango de mediciones reales reportadas cerca de la Tierra. Estos valores se muestran en la Tabla 4.10.

Las mediciones del viento solar en tiempo real son recopiladas por el *Space Weather Prediction Center* que es un laboratorio localizado en Boulder Colorado. El satélite encargado de realizar las mediciones de las variables es el *Deep Space Climate Observatory* (DSCOVR) que orbita alrededor de la Tierra en el punto Lagrangiano L1. Los puntos Lagrangianos son posiciones en el espacio donde la fuerza de gravedad de

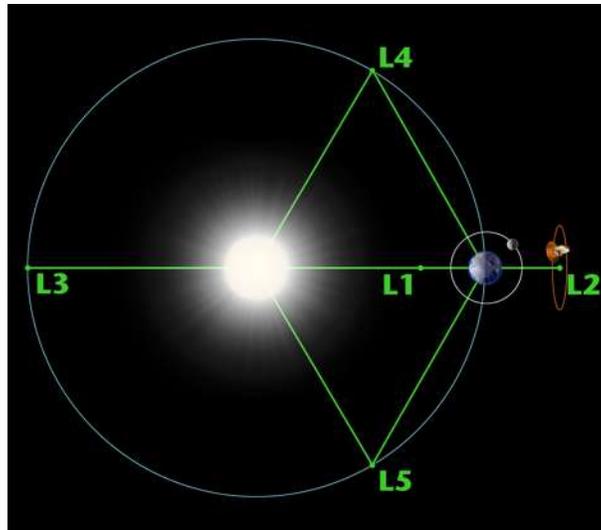


Figura 4.32: Localización de los cinco puntos de Lagrange para el sistema Sol-Tierra. Fuente: <https://solarsystem.nasa.gov/resources/754/what-is-a-lagrange-point/>

un sistema de dos cuerpos, en este caso el Sol y la Tierra, produce regiones aumentadas de atracción y repulsión, lo cual ayuda a mantener un satélite en una posición relativamente fija y permite ahorrar combustible.

En el sistema Sol-Tierra existen cinco puntos de Lagrange que se muestran en la Figura 4.32. El punto L1 se localiza en la línea que une al Sol con la Tierra a una distancia de 0.9 UA medida desde el Sol. Esta posición es comunmente utilizada para monitorear la actividad de Sol ya que el viento solar se puede medir una o varias horas antes de que llegue a la Tierra.

En cuanto a la resolución utilizada en las simulaciones, resulta que al tratarse de un problema en 3D ya no es posible utilizar una gran resolución como se hizo en caso de simetría esférica. En 3D es necesario encontrar la resolución que permita lograr una solución correcta y a la vez una resolución que no implique la ejecución de un gran número de operaciones. Este balance lo encontramos usando una resolución de  $N_x = N_y = N_z = 100$ , con tres niveles de refinamiento, que permite lograr simulaciones correctas con duración de aproximadamente un día de ejecución. En la Figura 4.33 se muestra una comparación entre el uso de una resolución menor y la que usamos en las simulaciones. En la solución de resolución pobre se aprecia el efecto del uso de la malla cartesiana, y se ven una especie de rayos que en el caso ideal no debieran verse.

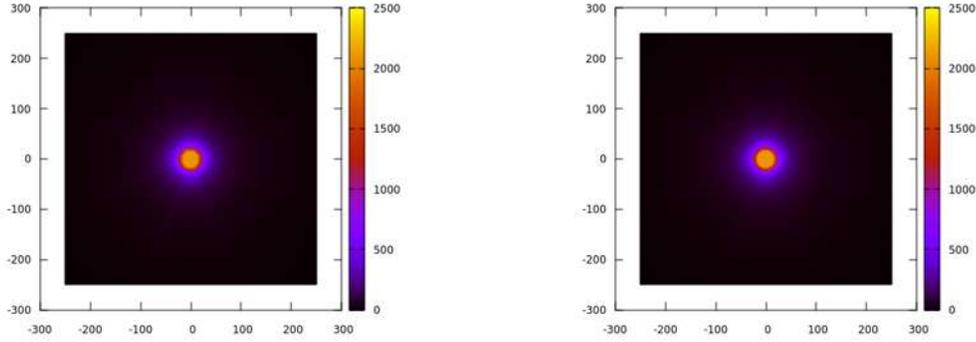


Figura 4.33: Efecto de la resolución utilizada en las simulaciones. Del lado izquierdo un viento estacionario construido usando  $[80 \times 80 \times 80]$  celdas en cada nivel de refinamiento. A la derecha usando  $[100 \times 100 \times 100]$ . El viento solar simulado corresponde a  $[10]$ .

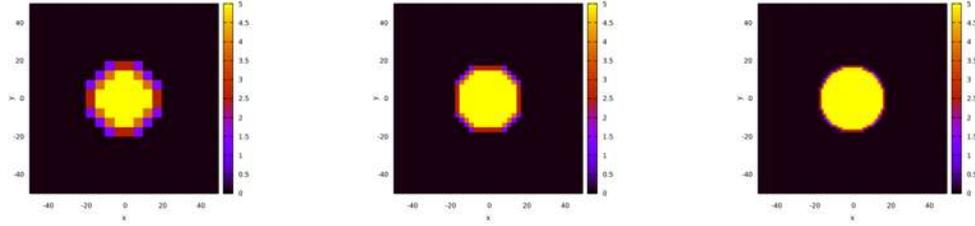


Figura 4.34: Efecto de los niveles de refinamiento en la lego esfera, izquierda  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ , medio  $\Delta x/2 = \Delta y/2 = \Delta z/2$  y derecha  $\Delta x/4 = \Delta y/4 = \Delta z/4$ .

Este efecto se debe a que los flujos no salen de la lego esfera de manera radial, sino que lo hacen de manera horizontal y vertical, siendo esto una consecuencia del uso de coordenadas cartesianas.

La resolución física es la siguiente. En el refinamiento base la resolución es de  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 5R_{\odot}$ , con el que se cubre el dominio  $[-250, 250] \times [-250, 250] \times [-250, 250]$  en unidades de  $R_{\odot}$ . En el segundo nivel de refinamiento la resolución es de  $2.5R_{\odot}$  y se cubre el dominio  $[-125, 125] \times [-125, 125] \times [-125, 125]$  en unidades de  $R_{\odot}$ . Finalmente la tercera resolución es de  $1.25R_{\odot}$  que cubre el dominio  $[-62.5, 62.5] \times [-62.5, 62.5] \times [-62.5, 62.5]$  en unidades de  $R_{\odot}$ . El efecto del refinamiento se aprecia con mayor detalle en la Figura 4.34.

El cambio de unidades de código a unidades físicas es la misma que la explicada

en la sección **unidades**, no así las condiciones iniciales, debido a que ahora las coordenadas son cartesianas. El uso de las condiciones iniciales para el caso 3D es como sigue, inyectamos en la superficie y el interior de la lego esfera las condiciones a un tiempo inicial y permanentemente, que formarán el viento solar de fondo. Una vez que el viento ha entrado al estado estacionario se procede a inyectar la EMC. Al igual que el caso de simetría esférica, son dadas por densidad, velocidad y temperatura tanto para los vientos solares como para las EMCs, se muestra con como sigue

$$\begin{aligned}
 \rho_0(\mathbf{x}) &= \begin{cases} \rho_{bg}, & \text{si } r < r_{in} \\ 0.01\rho_{bg}, & \text{si } r > r_{in} \end{cases} \\
 \mathbf{v}_0(\mathbf{x}) &= \begin{cases} (xv_{bg}/x, yv_{bg}/x, zv_{bg}/x), & \text{si } r < r_{in} \\ 0, & \text{si } r > r_{in} \end{cases} \\
 T_0(\mathbf{x}) &= T_{bg}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

donde  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ . De la temperatura inicial  $T_0$  se calcula la presión inicial  $p_0(\mathbf{x}) = \rho_0(\mathbf{x})T_0(\mathbf{x})$ , la energía interna se calcula como  $e(\mathbf{x}) = p_0(\mathbf{x})/\rho_0(\mathbf{x})/(\gamma - 1)$  y luego  $E = \rho(\frac{1}{2}v^2 + e)$ . Con estas condiciones iniciales es posible resolver el IVP. Los términos con subíndice  $bg$  son los valores que reportaron los autores de los trabajos que simularemos así como el viento que fijamos para las simulaciones de eventos históricos. Una vez iniciada la evolución, los datos  $\rho_{bg}$ ,  $v_{bg}$  y  $T_{bg}$  se mantienen constantes dentro de la esfera lego, y en la parte exterior se libera la evolución del fluido.

El primer viento simulado es el ASW1 propuesto por [10] y usado en los ejemplos de simetría esférica. La evolución del viento solar se mostrará con dos variables de estado, densidad y temperatura. La temperatura es de gran ayuda para mostrar cómo el pulso abandona la frontera, ya que conforme el pulso alcanza las esquinas, no se aprecia de manera clara en la densidad. Las Figuras que muestran el avance de las variables son 4.35 para la densidad y 4.36 para la temperatura.

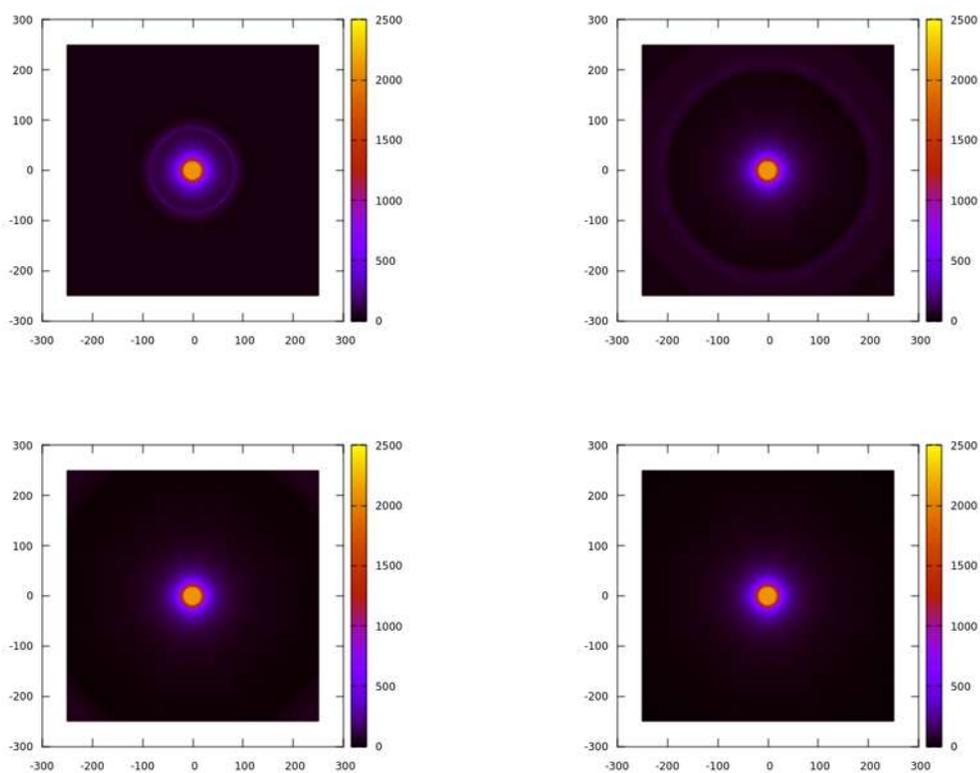


Figura 4.35: Evolución de la densidad a cuatro tiempos 55, 211, 420 y 627 horas. Las unidades de la densidad son partículas por  $cm^{-3}$ .

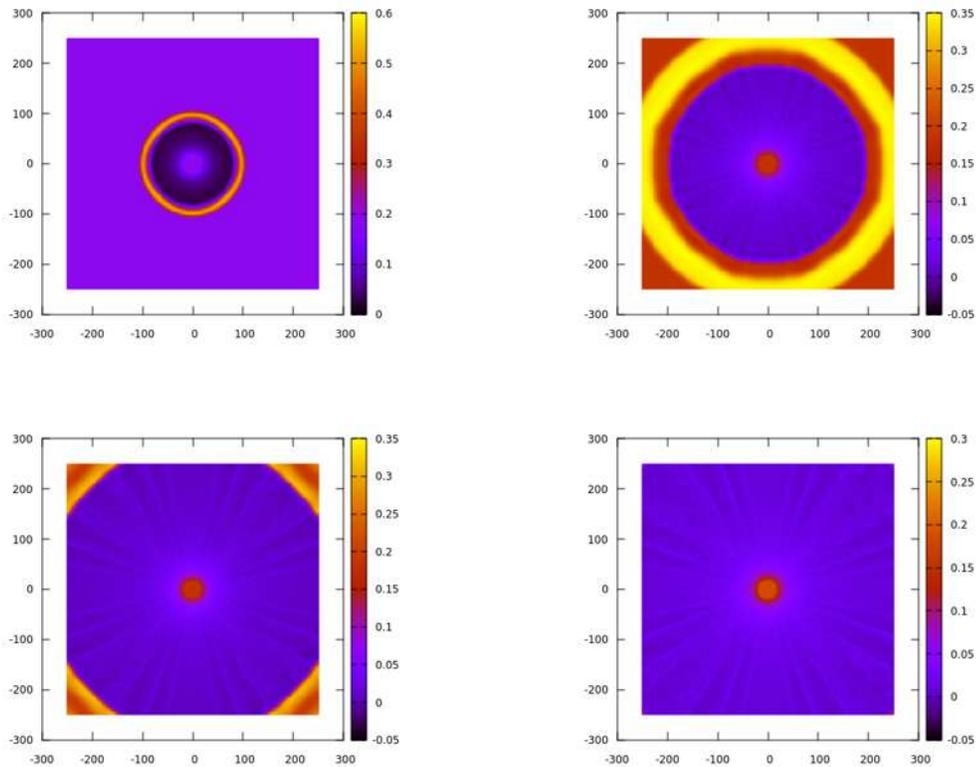


Figura 4.36: Evolución de la Temperatura a cuatro tiempos 55, 211, 420 y 627 horas. Las unidades de  $T \times 10^5$ . En esta gráfica de la temperatura es posible apreciar los efectos de las coordenadas Cartesianas, que se manifiestan en rayos radiales resultado de que las celdas tienen forma cúbica, mientras el flujo es radial. Este es un efecto que muestran los códigos que usan coordenadas Cartesianas y nosotros lo hemos minimizado solamente con el uso de alta resolución.

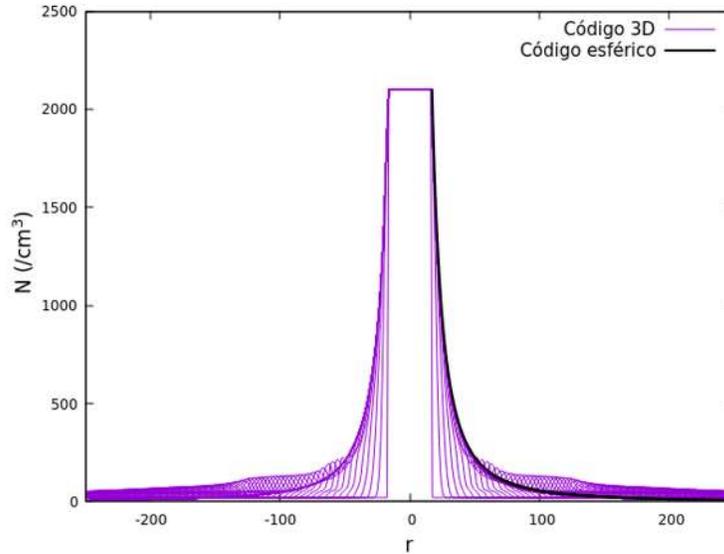


Figura 4.37: Densidad del plasma en el estado estacionario a lo largo del eje  $x$ , calculada con el código 3D y en comparación con la obtenida usando el código esférico. La longitud está dada en  $R_{\odot}$

El resultado de la prueba es el viento estacionario. En la Figura 4.37 se muestra la evolución de la densidad del plasma como función del radio usando el código 3D, y se compara con la densidad del plasma obtenida con el código esféricamente simétrico. El viento en 3D se estabiliza y el perfil de densidad coincide el obtenido con el código esférico. La excelente coincidencia de ambos perfiles sirve como prueba de que al menos para el viento esférico el código 3D se comporta adecuadamente.

Los valores de los parámetros físicos para simular el segundo viento solar, tienen como propósito lograr un viento estacionario que sea consistente con las mediciones reportadas por *Space Weather Prediction Center* (SWPC), esto para tener vientos con velocidades cercanas a los 450 km/s y densidad de partículas baja [5]. En la Figura 4.38 se pueden ver los valores de la densidad, velocidad y temperatura del 1 de Enero de 2020 al 25 de Marzo del 2020.

Los valores de la Tabla 4.10 serán los usados para la formación del viento solar de ambiente, sobre este viento serán inyectadas las simulaciones de EMCs ocurridas en el pasado reciente.

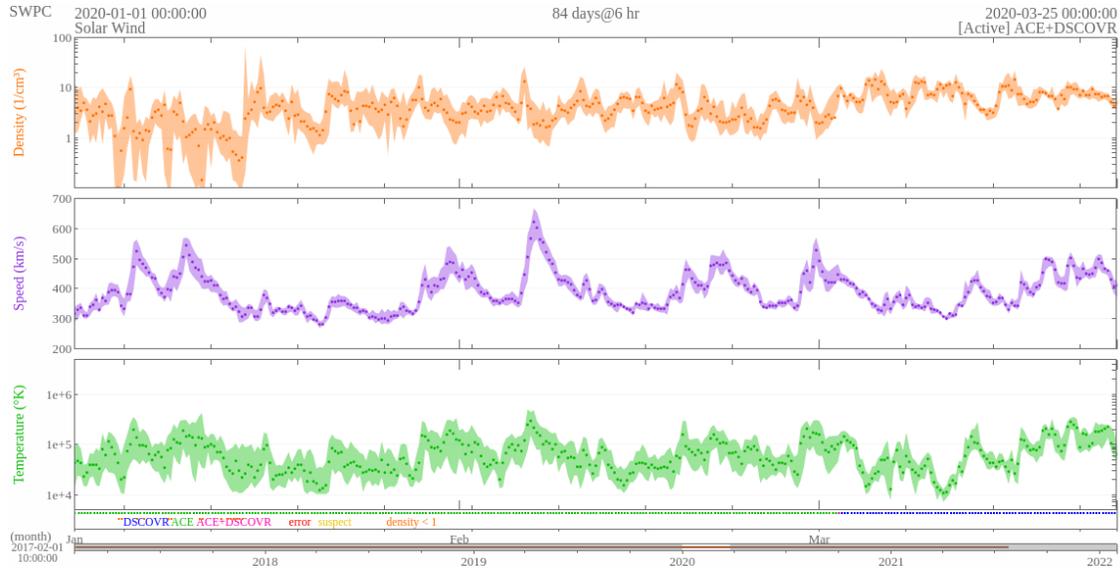


Figura 4.38: Mediciones de la densidad, velocidad y temperatura del viento solar real, reportadas por SWPC.

#### 4.4.1. Simulación de EMCs

Superada la prueba de formación de vientos solares estacionarios pasamos a la siguiente prueba que es la inyección de EMCs. Se realizaron dos conjuntos de simulaciones con base en los valores de las variables de estado. La primer serie utiliza los valores de la EMC 4 de la Tabla 4.5, lanzada a cuatro velocidades 150, 350, 650 y 1200 km/s. La segunda serie será con valores de EMCs reales y que fueron lo suficientemente intensas para provocar problemas y fallos en comunicaciones, navegación y redes eléctricas.

En el caso 3D la inyección de la EMC es distinta en comparación con el código esféricamente simétrico, aquí solo las condiciones cambian únicamente en lo que podemos llamar una rebanada de pastel, de la la rebanada la inyección se libera, una vez que ha salido de la lego esfera las condiciones regresan a las del viento de fondo. Lo anterior se muestra en la Figura 4.39. Para formar la rebanada se usan los ángulos de ensanchamiento para los ángulos cenital y azimutal  $\delta\phi_{EMC} = \delta\theta_{EMC}$ , mientras que la orientación azimutal está dada por  $\phi_{0,EMC}$

La primera serie de simulaciones muestra el efecto de la velocidad en la EMC, el mismo efecto que se mostró en la simulación con el código esférico. Las EMCs se

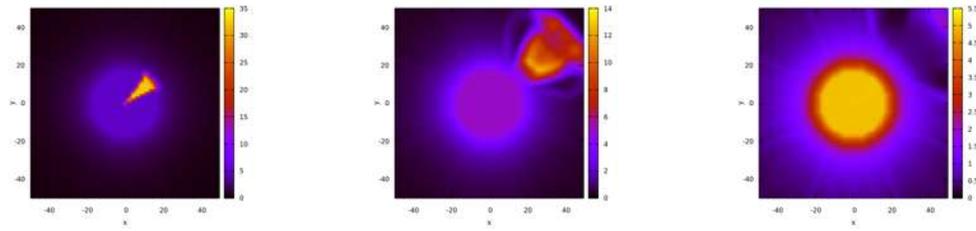


Figura 4.39: Inyección de la EMC en el dominio físico, las condiciones iniciales solo cambian en una porción de la lego esfera.

inyectaron en el viento solar propuesto en la referencia [10]. Las variables mostradas son densidad en la Figura 4.40 y la temperatura en la Figura 4.41.

Se aprecia con bastante claridad que la velocidad juega un papel crucial en las simulaciones ya que a mayor velocidad la EMC es de mayor intensidad, es decir, que barre el plasma del viento solar estacionario con mayor velocidad, dejando tras de sí una zona rarificada de baja densidad y caliente que a su vez se propaga detrás del choque frontal.

## 4.5. EMCs históricas

A lo largo de la historia de la humanidad han ocurrido incontables eventos EMC, sin embargo no fueron perceptibles más allá de la presencia de auroras boreales. Pero a medida que los avances tecnológicos crecían, algunos fallos masivos en las comunicaciones, que coincidían con periodos de intensa actividad solar, llevó a los científicos a hilar los cabos sueltos entre estos eventos, y se empezó a conocer que las EMCs podrían tener efectos negativos en la Tierra. Algunas de las EMCs más intensas son las que se mencionan a continuación.

### 4.5.1. Evento Carrington

La EMC más poderosa jamás registrada ocurrió el 1 de Septiembre de 1859, registrada por el astrónomo Richard Carrington, de ahí el nombre del evento. Debido a la época, los efectos que tuvo en el planeta se pudieron conocer al paso de los meses,

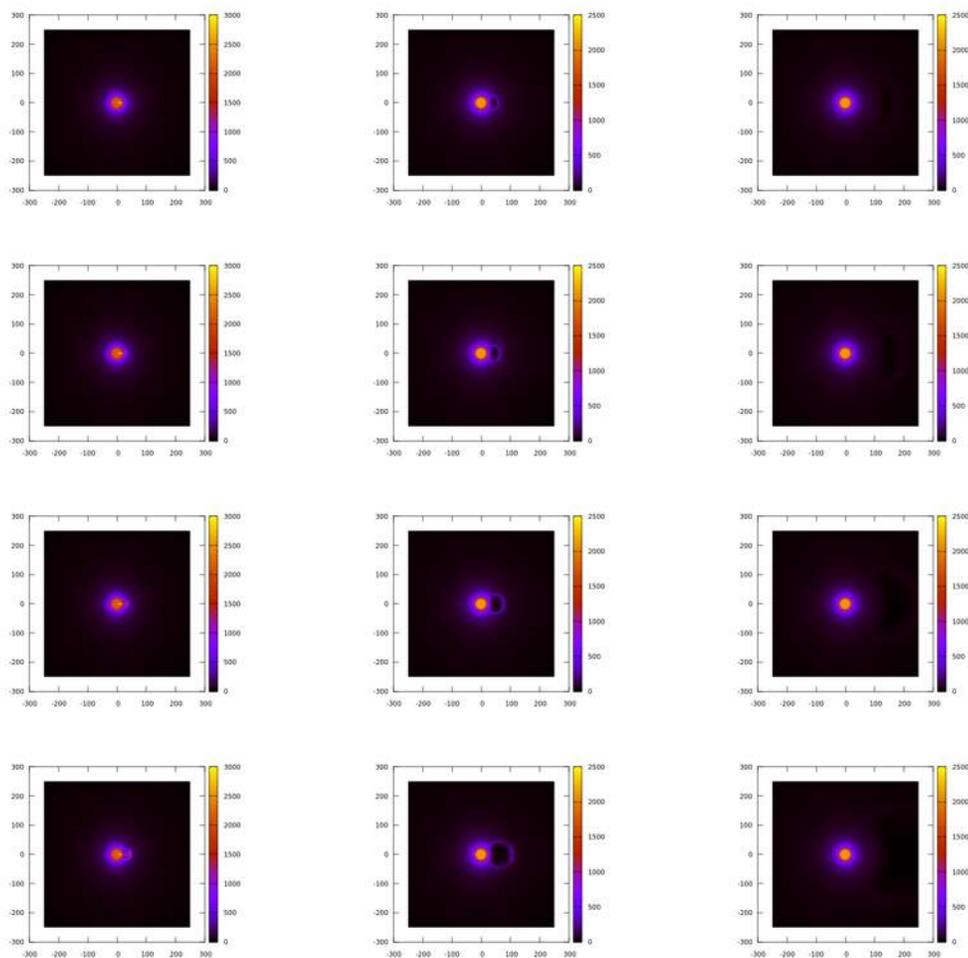


Figura 4.40: Densidad para el caso EMC 4 a tres tiempos distintos 8, 21 y 83 horas después del lanzamiento de la EMC, de izquierda a derecha. De arriba hacia abajo velocidades de 150, 350, 650 y 1200 km/s.

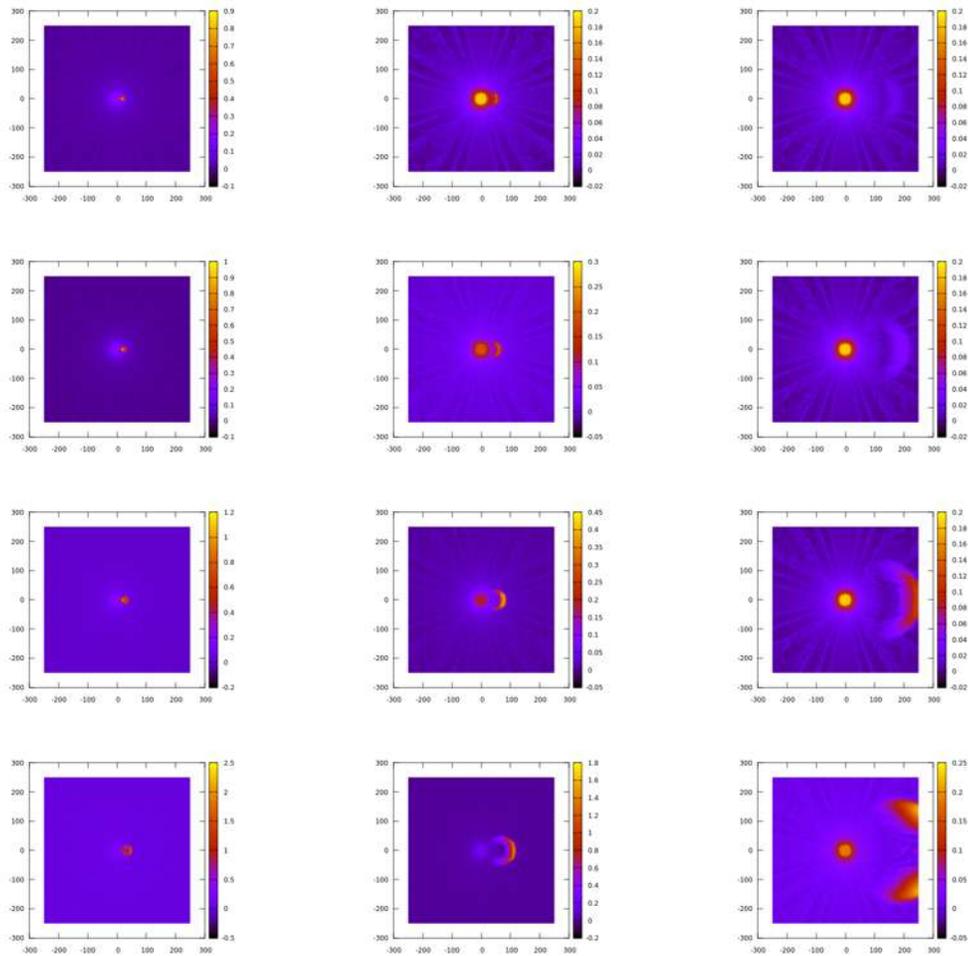


Figura 4.41: Temperatura para el caso EMC 4 a tres tiempos distintos 8, 21 y 83 horas después del lanzamiento de la EMC de izquierda a derecha. De arriba hacia abajo velocidades de 150, 350, 650 y 1200 km/s.

mientras la información llegaba de distintas partes.

Los efectos reportados fueron el avistamiento de auroras boreales, fenómeno característico de las regiones polares, que fue tan intensa que pudo registrarse en regiones ecuatoriales como en Ecuador y Colombia. Algunas redes de telégrafos sufrieron daños, mientras otras pudieron ser desconectadas a tiempo y siguieron funcionando.

Una EMC de tipo evento Carrington en la actualidad sería catastrófica, debido a que la infraestructura de comunicaciones y navegación aérea es muy sensible a la inducción de corrientes. La magnitud de un evento como éste podría dañar también las redes eléctricas de transmisión. En suma, el costo de un daño de esta magnitud sería de trillones de dólares.

#### 4.5.2. Evento del día de la toma de la Bastilla

Esta EMC ocurrió el 14 de julio del 2000 que es el día que se conmemora la toma de la Bastilla. Si bien no entra en la lista de las grandes tormentas solares registradas, sí causó algunos problemas con los satélites, por ejemplo la sonda *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) sufrió daños en sus paneles solares y las comunicaciones con la Tierra se vieron afectadas. Las sondas Voyager captaron el evento a pesar de la enorme distancia que ya habían recorrido, auroras boreales fueron divisadas tan al sur como Texas.

Este evento fue simulado haciendo uso de los valores de las variables de estado reportados en [22], que se muestran en la Tabla 4.11. Simulamos esta eyección con el código 3D. Como fecha de juguete elegimos la posición de los satélites que medirían si la EMC hubiera ocurrido el 1 de Octubre de 2020. Recordamos que en nuestros experimentos numéricos usamos la trayectoria de los satélites durante el año 2020 solamente. De hecho en el 2000 dichos satélites no se encontraban en órbita. Una vez considerado esto explicamos.

En la fecha de lanzamiento y posterior trayecto, STEREO B es el único que capta la EMC, mientras que la Tierra no capta ninguna perturbación más allá de las fluctuaciones del viento estacionario. Este es uno de los escenarios más benévolos en donde lo peor que podría pasar sería un fallo en STEREO B, ya que la dirección en

Densidad, $cm^{-3}$	60
Velocidad, km/s	1100
Temperatura, $10^6$ K	1
$\Delta\tau$ , h	6
$\delta\phi_{EMC}$ , rad	0.5
$\delta\theta_{EMC}$ , rad	0.5
$\phi_{0,EMC}$ , rad	0.698132

Tabla 4.11: Valores inyectados en el viento solar de fondo para simular el evento del 14 de julio del 2000.

la que salió la eyección no fue directamente hacia la Tierra.

Siguiendo la metodología, se muestra la evolución de las variables densidad y temperatura sobre el plano  $xy$ , en las Figuras 4.42 y 4.43 respectivamente. Después de ser inyectada la EMC durante 6 horas, ésta se propaga en la dirección  $\phi_{0,EMC} = 40^{\circ}$ . Esta proyección muestra cómo la EMC se expande en la dirección angular y radial hasta que alcanza los bordes del dominio. El pulso llega a la frontera externa en aproximadamente  $\approx 48$  horas después de ser lanzada. El evento real tardó aproximadamente 36 horas en llegar a la Tierra.

Una vez que se tiene la simulación de la dinámica del fluido, lo que sigue es medir los valores de las variables del fluido en la posición donde se localizan las sondas dedicadas a tal propósito. En primer lugar presentamos en la Figura 4.44 la trayectoria realizada por las sondas, en el tiempo de que duró la simulación, en las coordenadas HEE que usamos para la simulación de la dinámica de la EMC, en el lapso de tiempo de juguete, es decir del 20 de junio al 4 de julio de 2020.

En la Figura 4.45 se presenta el valor de la densidad y temperatura en las posiciones de las sondas mostradas en la Figura 4.44. Las mediciones calculadas muestran que STEREO B es el único satélite en posición de impacto directo de la EMC y por ello los registros de las variables muestran el frente de choque y la estela de gas caliente que deja a su paso.

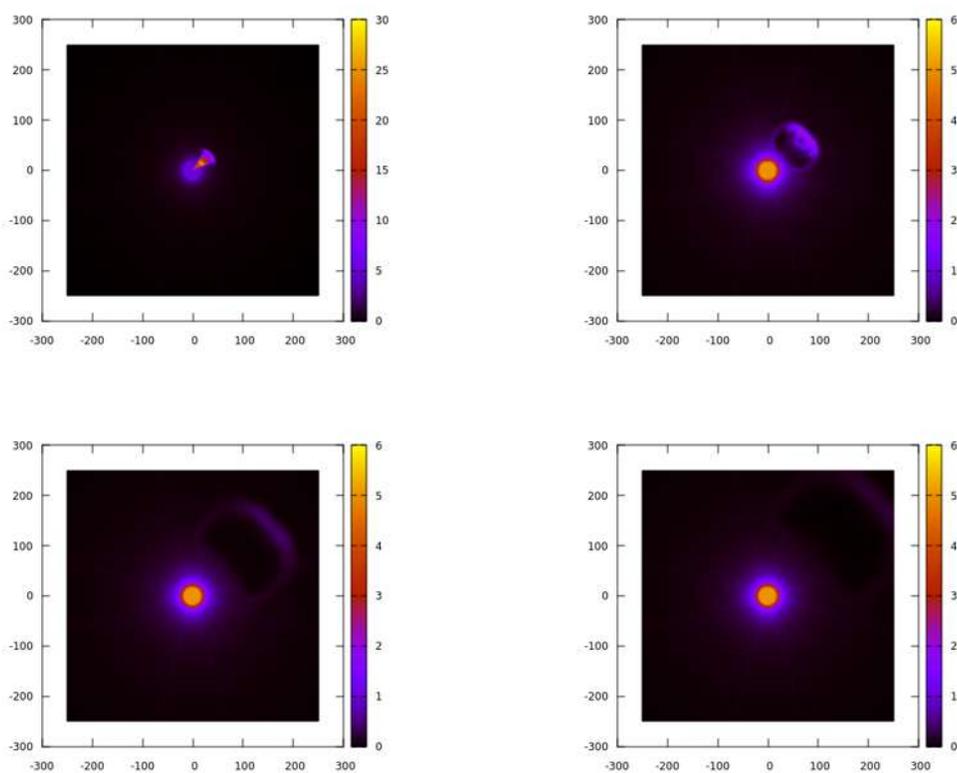


Figura 4.42: Evolución de la densidad sobre el plano  $xy$ , a cuatro tiempos 7, 18, 38 y 54 horas después del lanzamiento.

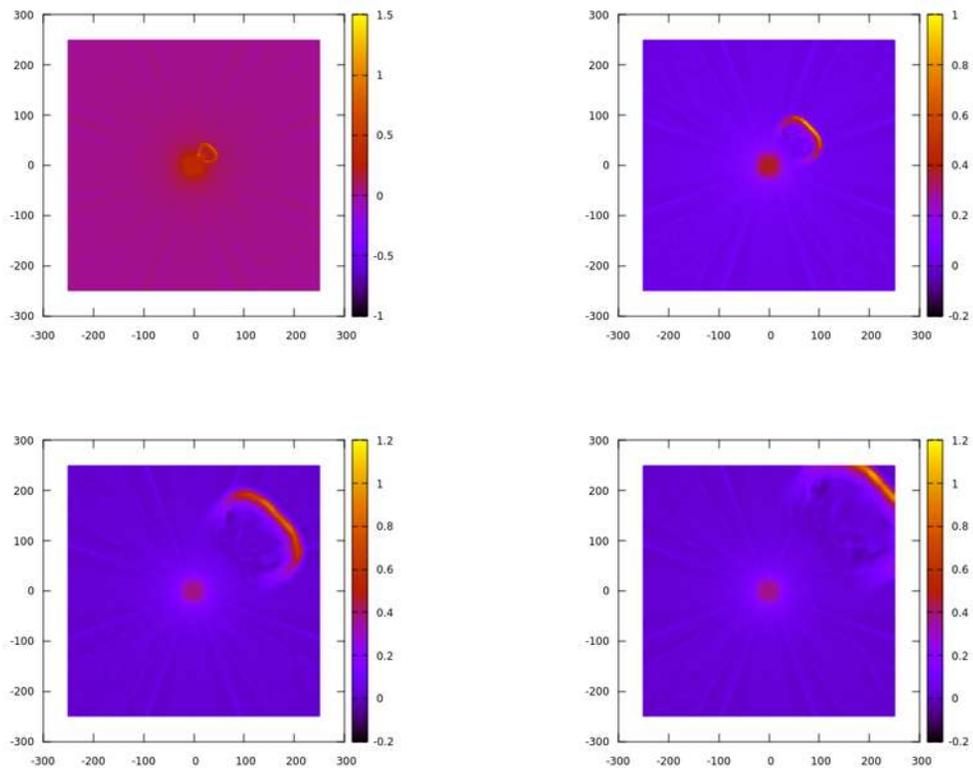


Figura 4.43: Evolución de la temperatura sobre el plano  $xy$ , a cuatro tiempos 7, 18, 38 y 54 horas después del lanzamiento.

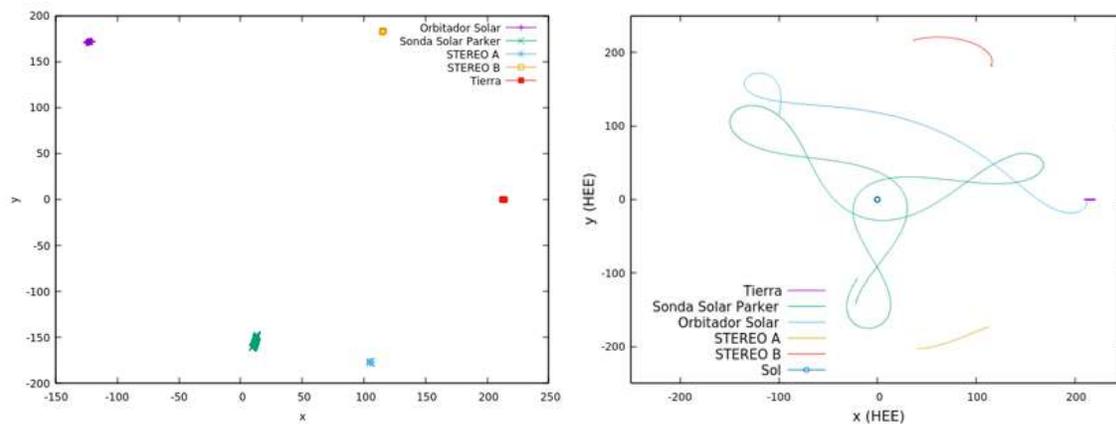


Figura 4.44: Posición de las sondas y de la Tierra en coordenadas HEE consistentes con las de las simulaciones en el lapso entre el 20 de junio y el 4 de julio de 2020, que constituye nuestra ventana de tiempo de juguete en la que hacemos simulaciones y mediciones. Las unidades están dadas en  $R_{\odot}$ . A la derecha la trayectoria que realizan las sondas en todo el año 2020.

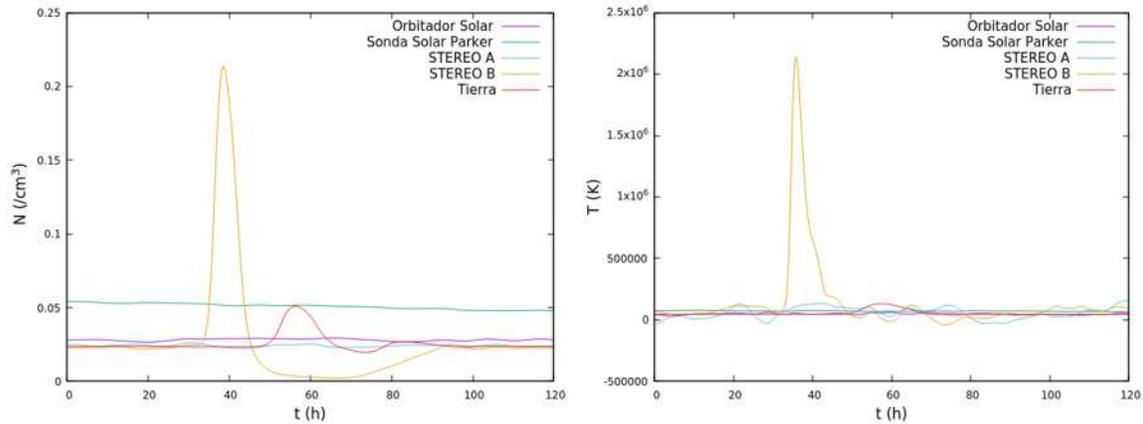


Figura 4.45: Mediciones de los satélites para la densidad a la izquierda, temperatura a la derecha. La escala de tiempo comienza a contar en el momento en que la EMC es lanzada hacia dentro del dominio físico.

### 4.5.3. Evento 30 Marzo 2001

Este evento no es de los más intensos, es una EMC que no provocó mayores daños, sin embargo nos sirve para ilustrar las mediciones en la Tierra si una EMC de estas características fuese directo contra nuestro planeta. La fecha de la simulación de juguete corresponde al 25 de Abril de 2020 en donde el Orbitador Solar avanza directamente hacia la EMC. Este es un escenario favorable dado que un satélite mide el cambio en el viento solar con antelación, pudiendo evaluar riesgos y tomar medidas en caso de ser necesarias antes de que la EMC llegue a la Tierra.

Los parámetros físicos para la inyección de este evento se muestran en la Tabla 4.12. Densidad y temperatura para el plano  $xy$  se muestran en las Figuras 4.46 y 4.47 respectivamente. En las mencionadas figuras se observa el progreso de la onda de choque que avanza directamente a la Tierra y que no es tan intenso como el evento anterior simulado. El frente de choque llega a la frontera externa aproximadamente después de 48 horas.

La simulación dura seis días y se observa que las mediciones de temperatura son similares entre el Orbitador Solar y la Tierra, no así en la densidad. El pico de densidad es casi el doble entre el Orbitador y la Tierra, mientras que la sonda Parker registra un leve pulso en la densidad ya que a esa fecha del año se acerca al Sol.

El Orbitador Solar registra la EMC alrededor de 20 horas antes de su llegada a

Densidad, $cm^{-3}$	190
Velocidad, km/s	850
Temperatura, $10^5$ K	9.0
$\Delta\tau$ , h	6
$\delta\theta_{EMC}$ , rad	0.5
$\delta\phi_{EMC}$ , rad	0.5
$\phi_{0,EMC}$ , rad	0.0

Tabla 4.12: Valores inyectados sobre el viento solar de fondo para simular el evento del 30 de Marzo del 2001, valores reportados por [22].

la Tierra, lo que es una ventaja ya que en este escenario de juguete nos daría casi un día para tomar las medidas de prevención en la Tierra. La posición de los satélites en las fechas de juguete se muestran en la Figura 4.48, mientras que las mediciones en esas posiciones se muestran en la Figura 4.49.

#### 4.5.4. Tormenta de Halloween, 2003

Una de las tormentas solares más intensas registrada es la conocida como tormenta de Halloween, ocurrida en el año 2003 y que durante el periodo del 19 de octubre al 7 de noviembre el planeta sufrió el impacto de estas tormentas. La de mayor intensidad ocurrió el 28 de octubre.

Durante los 19 días hubo una serie de afectaciones, entre las que destacan: las rutas de vuelo que tuvieron que ser modificadas, un corte de energía en Suecia que duró aproximadamente una hora. Lo anterior en la superficie del planeta, en el espacio el satélite SOHO falló temporalmente así como el *Advance Composition Explorer* (ACE) sufrió daños, y los instrumentos de varios otros satélites tuvieron que ser apagados para evitar mayores daños.

La EMC del 28 de Octubre fue simulada haciendo uso de los valores reportados en [22] que se muestran en la Tabla 4.13, la fecha de juguete elegida para esta simulación fue el 25 de Agosto de 2020. En el plano  $xy$  las Figuras 4.50 y 4.51 muestran la densidad y temperatura de la EMC respectivamente.

Este evento es el más intenso de los tres históricos simulados, con un tiempo de llegada a la frontera externa de aproximadamente 35 horas. En el plano  $xy$  se observa

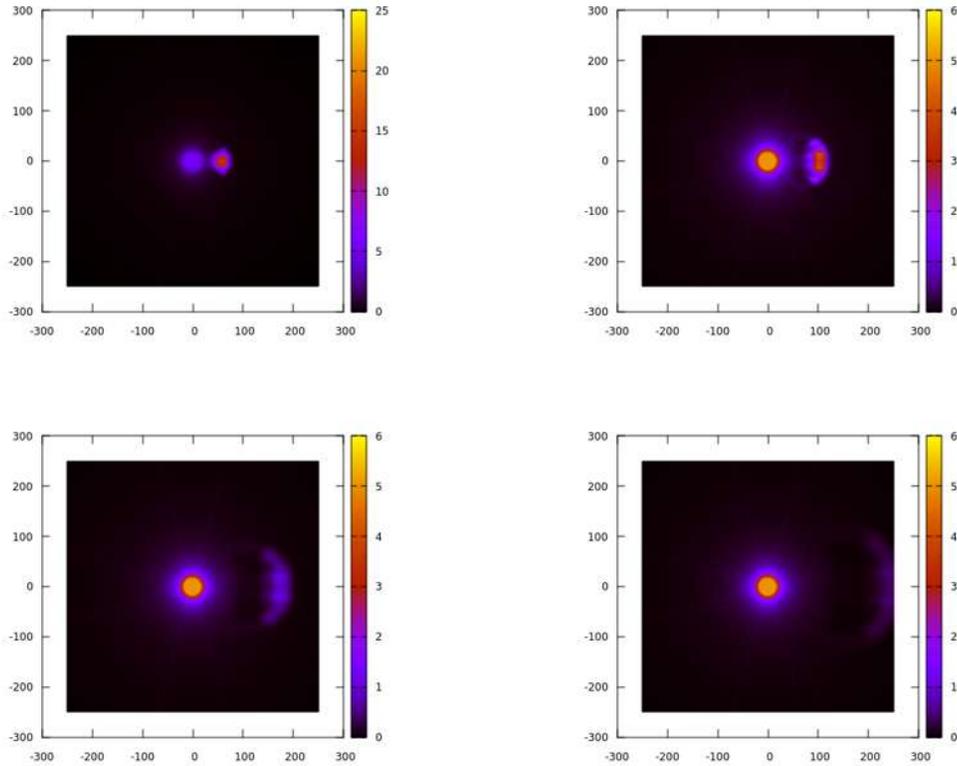


Figura 4.46: Evolución de la densidad a cuatro tiempos 12, 23, 38 y 54 horas después del lanzamiento.

Densidad, $cm^{-3}$	20
Velocidad, km/s	2000
Temperatura, $10^7$ K	1.4
$\Delta\tau$ , h	6
$\delta\phi_{EMC}$ , rad	0.5
$\delta\theta_{EMC}$ , rad	0.5
$\phi_{0,EMC}$ , rad	0.698132

Tabla 4.13: Valores inyectados sobre el viento solar de fondo para simular el evento del 28 de Octubre del 2003.

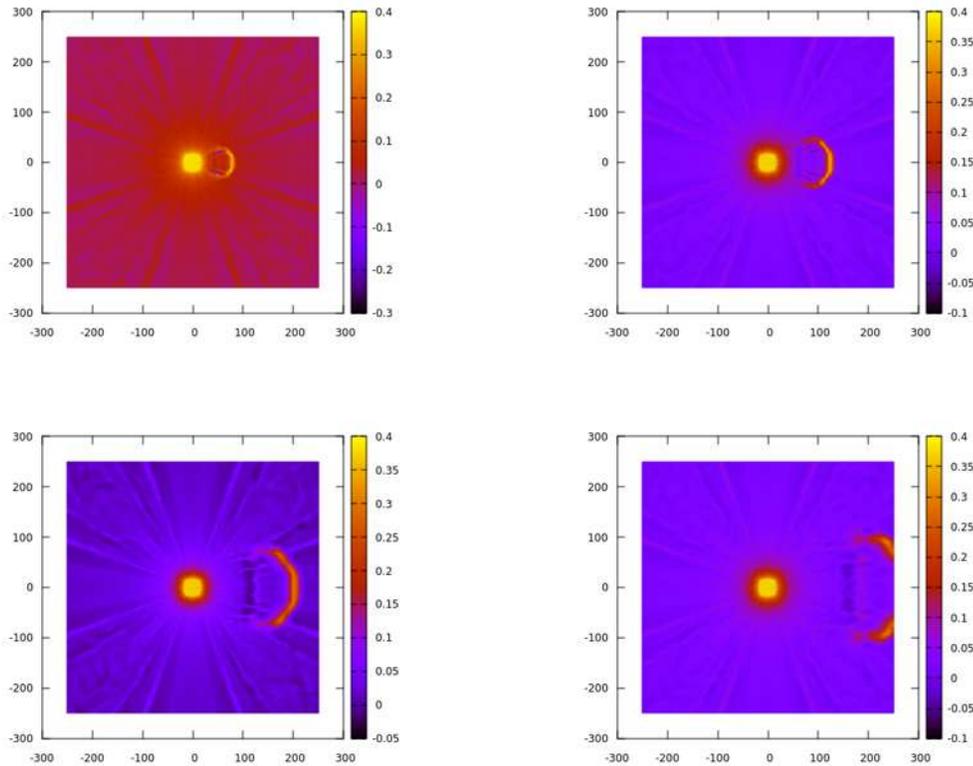


Figura 4.47: Evolución de la temperatura a cuatro tiempos 12, 23, 38 y 54 horas después del lanzamiento.

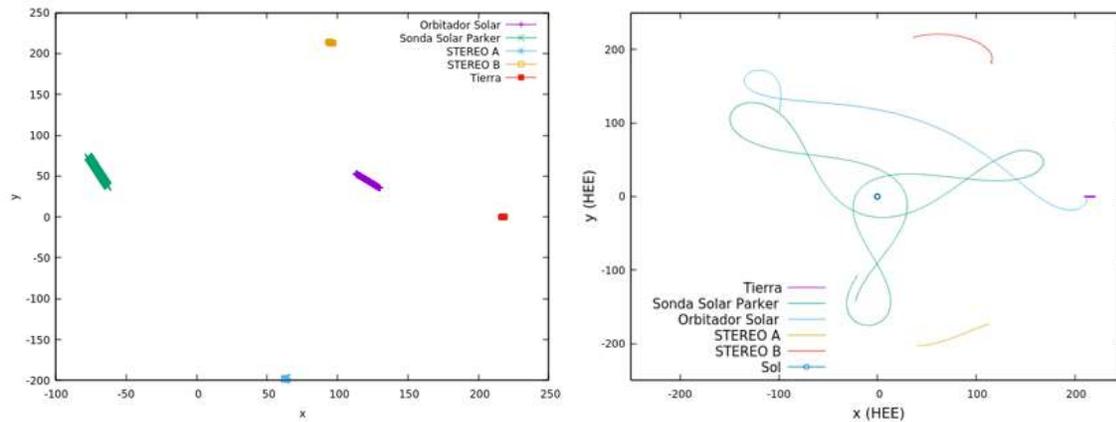


Figura 4.48: Posición de las sondas y de la Tierra en coordenadas HEE consistentes con las de las simulaciones en el lapso entre el 25 de abril y el 1 de mayo de 2020, que constituye nuestra ventana de tiempo de juguete en la que hacemos simulaciones y mediciones. Las unidades para la posición están dadas en  $R_{\odot}$ . A la derecha la trayectoria que realizan las sondas en todo el año 2020.

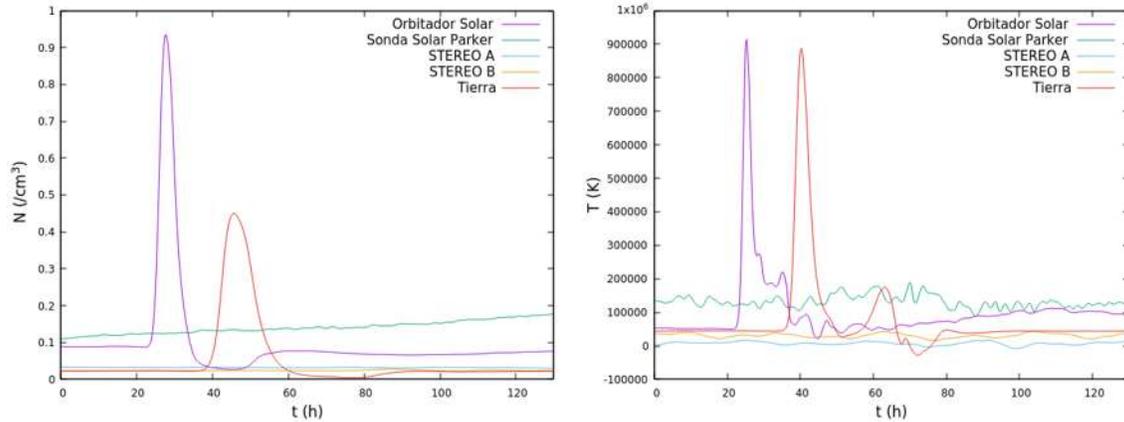


Figura 4.49: Mediciones de los satélites para la densidad a la izquierda, temperatura a la derecha y la trayectoria. La escala de tiempo comienza a contar en el momento en que la EMC es lanzada hacia dentro del dominio físico.

la magnitud del frente de choque mayor que los dos eventos previamente simulados.

Con respecto a las mediciones de los satélites, la sonda Parker es la que recibe de lleno el impacto de la EMC, después de que el frente de choque la ha rebasado. Registra un aumento paulatino en la medición dado que recorre el gas caliente que dejó tras de sí la EMC. La Tierra y STEREO B registran un muy leve incremento en esta variable.

La medición de la temperatura es captada por Parker, STEREO B y la Tierra con mayor intensidad en comparación con la densidad. Tres picos se pueden apreciar en cada uno de los satélites mencionados y la Tierra. La medición de variables registrada por los satélites se muestra en la Figura 4.53 y la trayectoria en la duración de la simulación (4.5 días) en la Figura 4.52.

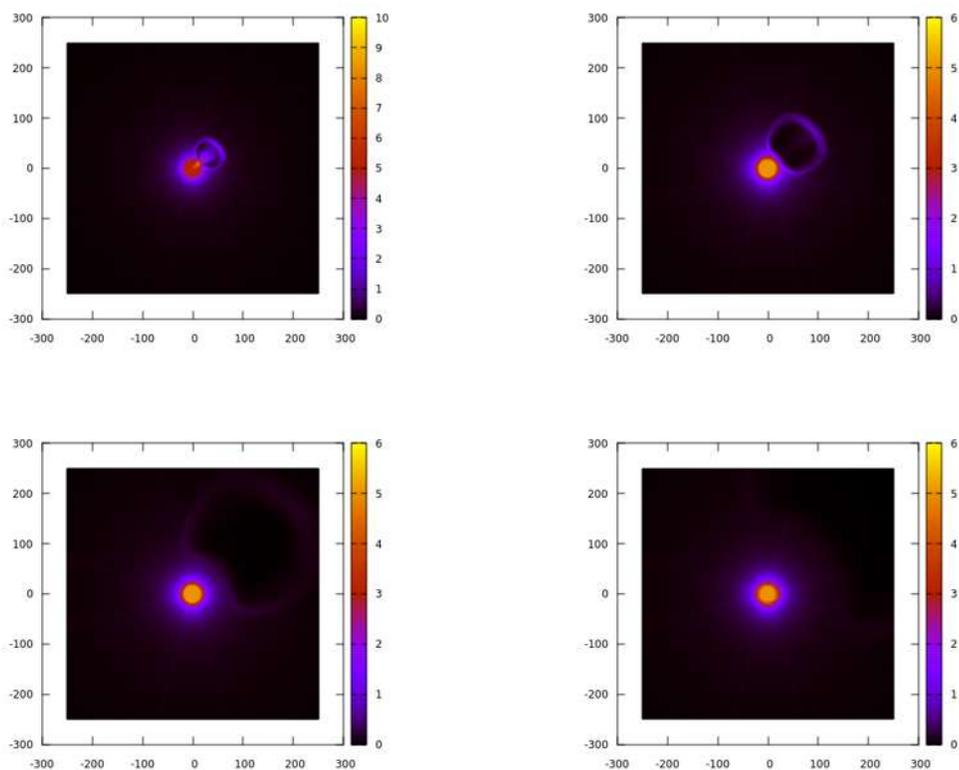


Figura 4.50: Evolución de la densidad a cuatro tiempos 8, 16, 35 y 62 horas después del lanzamiento.

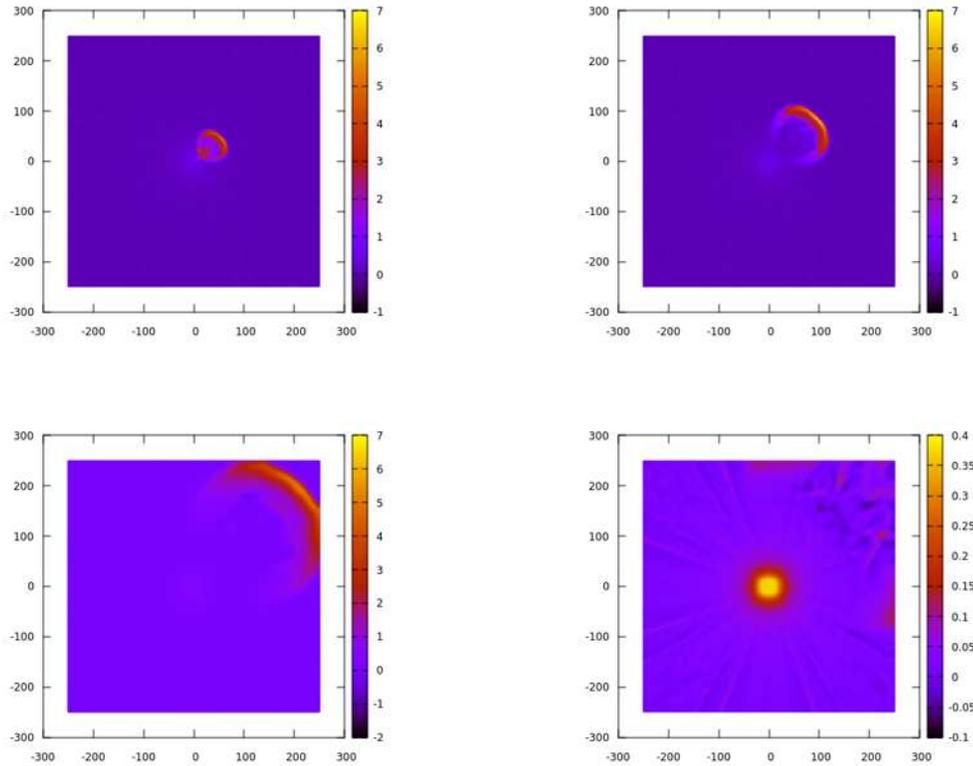


Figura 4.51: Evolución de la temperatura a cuatro tiempos 8, 16, 35 y 62 horas después del lanzamiento.

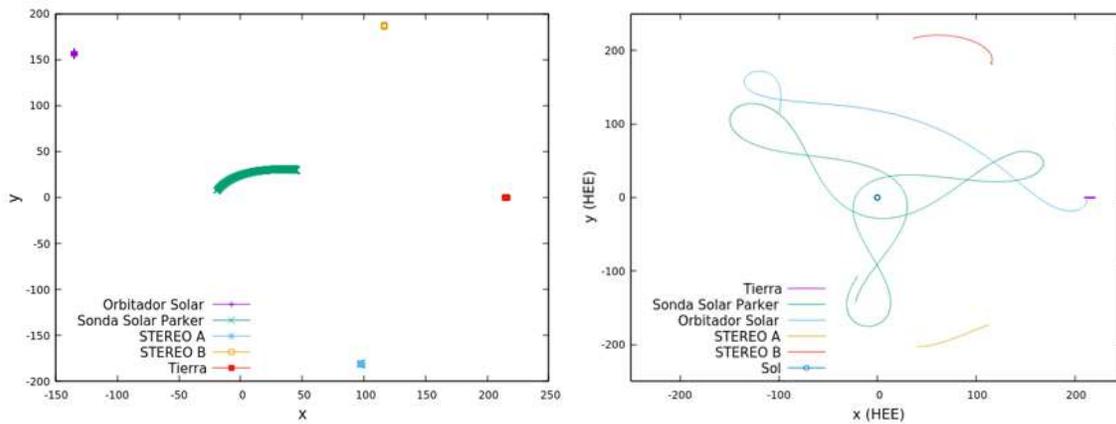


Figura 4.52: Posición de las sondas y de la Tierra en coordenadas HEE consistentes con las de las simulaciones en el lapso entre el 25 y 29 de agosto de 2020, que constituye nuestra ventana de tiempo de juguete en la que hacemos simulaciones y mediciones. Las unidades para la posición están dadas en  $R_{\odot}$ . A la derecha la trayectoria que realizan las sondas en todo el año 2020.

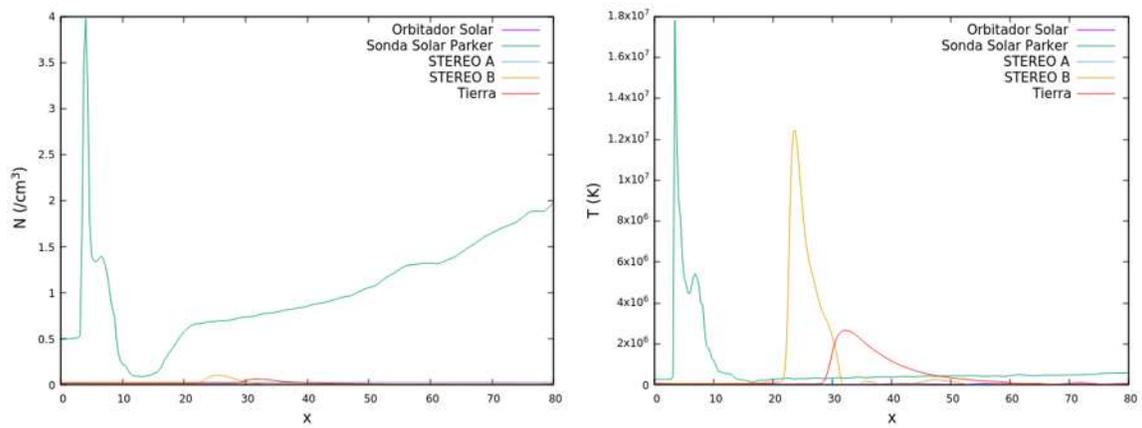


Figura 4.53: Mediciones de los satélites para la densidad a la izquierda y temperatura a la derecha. La escala de tiempo comienza a contar en el momento en que la EMC es lanzada hacia dentro del dominio físico.

# Capítulo 5

## Conclusiones

El estudio del clima espacial es de suma importancia debido a los efectos que puede tener una tormenta solar en nuestra vida diaria, la infraestructura en el espacio y las redes eléctricas en la superficie. Habiendo muchos y varios modelos para simular la dinámica solar, en este trabajo de tesis se presentó una nueva herramienta que permite simular la dinámica solar en un régimen dominado por la hidrodinámica.

Mediante el uso del método numérico de volúmenes finitos y los resolvedores de Riemann de clase HLL, se pudo resolver las ecuaciones de Euler con simetría esférica, así como también en tres dimensiones en coordenadas cartesianas sin simetrías. El código esférico fue sometido a prueba para medir su capacidad frente a las discontinuidades. Por su parte, el código en 3D fue capaz de reproducir los resultados del código esférico y posteriormente se usó en casos sin simetrías.

El código esféricamente simétrico pudo simular vientos solares de ambiente propuestos previamente por diversos autores, con resultados muy favorables que permitieron tener un viento estacionario de ambiente para poder inyectar las EMCs. Se pudo constatar el efecto que tienen las variables de estado sobre las demás y como esto afecta al pulso e incrementa su intensidad y velocidad sobre el viento de fondo. La inclusión en las simulaciones de mediciones satelitales mostró la medición que se tiene de las mismas a distintas distancias, algunos eventos siendo comparables con las mediciones de eventos que ocurrieron en la realidad.

En el código 3D se implementaron parámetros que simulan condiciones más cerca-

nas a las reales, tanto en el viento solar de ambiente como en las EMCs. Fue posible replicar de una manera aproximada a la real los efectos de eventos históricos. Las trayectorias de los satélites simulados son las que trazaron realmente para el año 2020, juntando todos estos factores algunos escenarios fueron producidos, en los que se involucra la relación entre estos satélites y la Tierra para ayudarnos a detectar las características de una EMC con una ventana de tiempo que nos permita tomar precauciones.

En el futuro, este código incluirá la influencia del campo magnético, para lo cual se resolverán las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica con el objetivo de tener una herramienta más completa.

# Bibliografía

- [1] Balsara D. S., Spicer D. (1999), Maintaining Pressure Positivity in Magnetohydrodynamic Simulations, *Journal of Computational Physics*, 148, 133-148, doi:10.1006/jcph.1998.6108
- [2] Berger M. J., Oliger J. (1984) *J. Comp. Phys.* 53, 484
- [3] Bird, R. B., Lightfoot, E. N. y Stewart W. E., fenómenos de transporte, Reverté, 2013
- [4] Bird, R. B., Lightfoot, E. N. y Stewart W. E., fenómenos de transporte, segunda edición, Limusa Wiley, 2006
- [5] Cash, M. D., D. A. Biesecker, V. Pizzo, C. A. de Koning, G. Millward, C. N. Arge, C. J. Henney, and D. Odstrcil (2015), Ensemble Modeling of the 23 July 2012 Coronal Mass Ejection, *Space Weather*, 13, 611–625, doi:10.1002/2015SW001232
- [6] Li-Bin Cheng et al 2020 *Res. Astron. Astrophys.* 20 036
- [7] Corona Romero, P., y González Esparza J. A. (2011), Numeric and analytic study of interplanetary coronal mass ejection and shock evolution: Driving, decoupling, and decaying, *Journal Geophysics Research.*, 116(A05104), doi:10.1029/2010JA016008
- [8] Feng X 2020, *Magnetohydrodynamic Modeling of the Solar Corona and Heliosphere* (Springer)

- [9] González-Avilés, J.J., Cruz-Osorio, A., Lora-Clavijo, F. D., Guzmán, F. S. (2015). Newtonian CAFE: a new ideal MHD code to study the solar atmosphere. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 454, 1871-1885
- [10] González-Esparza J. A., Lara A., Pérez-Tijerina E., Santillán A. y Gopalswamy N. (2003). A numerical study on the acceleration and transit time of coronal mass ejections in the interplanetary medium. *Journal of Geophysics Research*, 108(A1), 1039. doi: 10.1029/2001JA009186
- [11] González-Esparza J. A., Santillán A. y Ferrer J. (2004). A numerical study of the interaction between two ejecta in the interplanetary medium: one- and two-dimensional hydrodynamic simulations. *Annales Geophysicae*, 22, 3714-3749
- [12] González-Esparza J. A. y Jeyakumar S. (2007) Propagation and interaction of interplanetary transient disturbances. Numerical simulations, *Advances in Space Research*, 40, 1815-1820
- [13] Gosling J. T., Bame S. J., McComas D. J., Phillips J. L., Scime E. E., Pizzo V. J., Goldstein B. E., y Balogh A., (1994) A forward-reverse shock pair in the solar wind driven by over-expansion of a coronal mass ejection: Ulysses observations, *Geophysical Research Letters*, 21(3), 237-240
- [14] Hosteaux S., Chané E., y Poedts S. (2019), Effect of the solar wind density on the evolution of normal and inverse coronal mass ejections, *Astronomy & Astrophysics*, 632(A89), 1-13
- [15] Lakhina, G.S., Tsurutani, B.T. Geomagnetic storms: historical perspective to modern view. *Geosci. Lett.* 3, 5 (2016). <https://doi.org/10.1186/s40562-016-0037-4>
- [16] Gopalswamy, N. (2018). Extreme Solar Eruptions and their Space Weather Consequences. *arXiv: Solar and Stellar Astrophysics*, 37-63.

- [17] Pomoell J., y R. Vainio R. (2012), Influence of The Solar Wind Heating Formulations On The Properties of Shocks In The Corona, *The Astrophysical Journal*, 745(2)
- [18] Riley P., Caplan R. M., Giacalone J., Lario D., y Liu Y., (2016), Properties of the Fast Forward, Shock Driven By The 2012 July 23 Extreme Coronal Mass Ejection, *The Astrophysical Journal*, 819(1)
- [19] Riley P. y Gosling J. T. (1998). Do coronal mass ejections implode in the solar wind?. *Geophysical Research Letters*, 25(9), 1529-1532
- [20] Savani N. P., Shiota D., Kusano K., Vourlidas A., y Lugaz N., (2012), A Study of The Heliocentric Dependence of Shock Standoff Distance And Geometry Using 2.5D Magnetohydrodynamic Simulations of Coronal Mass Ejection Driven Shock, *The Astrophysical Journal*, 759(2)
- [21] Shiota D., Kataoka R., Miyoshi Y., Hara T., Tao C., Masunaga K., Futaana Y., y Terada N. (2014), Inner heliosphere MHD modeling system applicable to space weather forecasting for the other planets, *Advancing Earth and Space Science*, 12(4), 187-204
- [22] Skoug, R. M., Gosling, J. T., Steinberg, J. T., McComas, D. J., Smith, C. W., Ness, N. F., Hu, Q., & Burlaga, L. F. (2004). Extremely high speed solar wind: 29-30 October 2003. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 109(A9), 1–9. <https://doi.org/10.1029/2004JA010494>
- [23] Vandas M., Odstržil D., (2000), Magnetic Cloud Evolution: A Comparison of Analytical And Numerical Solutions, *Journal Geophysics Research*, 105(A6), 12605-12616