

Tesis Doctoral

Evolución de estructuras MHD helicoidales en la heliósfera

Gulisano, Adriana María

2011

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

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

Cita tipo APA:

Gulisano, Adriana María. (2011). Evolución de estructuras MHD helicoidales en la heliósfera. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Gulisano, Adriana María. "Evolución de estructuras MHD helicoidales en la heliósfera". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2011.



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Evolución de Estructuras MHD Helicoidales en la Heliósfera

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas
por Lic. Adriana María Gulisano

Director de Tesis: Dr. Sergio Dasso

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

22 de Marzo de 2011

A Micaela y Marina, mis dos mejores 'papers'
... (por orden de 'publicación')

Índice

1. Introducción	1
2. Descripción magnetohidrodinámica y su aplicación a nubes magnéticas	5
2.1. Las ecuaciones MHD	6
2.2. Regímenes difusivo y convectivo	9
2.3. Invariantes físicos	11
2.3.1. Conservación del flujo magnético	11
2.3.2. Helicidad magnética	12
2.3.3. Régimen de relajación	13
2.4. Ecuaciones MHD aplicadas a nubes magnéticas	15
2.5. Modelado de estructuras de equilibrio	20
2.5.1. Modelo libre de fuerzas lineal	21
2.5.2. Campo libre de fuerzas con torsión uniforme	22
2.5.3. Campo no libre de fuerzas con densidades de corriente constantes	23
2.5.4. Campo no libre de fuerzas con densidad de corriente poloidal li- neal y densidad de corriente axial constante	25
3. Nubes magnéticas a 1 unidad astronómica	27
3.1. Características generales	28

3.1.1.	Identificación de los bordes	31
3.1.2.	Objetivos y metodología de estudio	31
3.2.	Marco de referencia solidario a la nube magnética	33
3.3.	Rotaciones para orientar la nube	34
3.3.1.	Trayectoria de la sonda	34
3.3.2.	Rotación al 'Sistema Nube'	35
3.3.3.	Trayectoria de la sonda en estructuras cilíndricas	36
3.3.4.	Campo magnético observado por la sonda	38
3.4.	Orientación de nubes magnéticas con método de varianza mínima	39
3.4.1.	Explicación del método	39
3.4.2.	Varianza mínima aplicada a nubes magnéticas	41
3.4.3.	Ventajas de la utilización del método	43
3.4.4.	Comparación con modelos de campo magnético	44
3.5.	Análisis de nubes magnéticas mediante ajuste simultáneo	45
3.6.	Método directo	46
3.6.1.	Estimación del Flujo magnético axial	46
3.6.2.	Estimación del Flujo magnético azimutal	47
3.6.3.	Estimación de la Helicidad magnética relativa	47
3.7.	Análisis detallado de un evento de estudio	48
3.7.1.	Evento observado en 18 – 19 octubre 1995 a 1 UA	48
3.7.2.	Estimación de la longitud del eje de la nube magnética	48
3.7.3.	Análisis de la orientación con varianza mínima	48
3.7.4.	Comparación del campo observado con diferentes modelos	51
3.7.5.	Análisis con 'Ajuste Simultáneo'	58
3.7.6.	Análisis con 'Método Directo'	61

3.8.	Resultados del análisis de una muestra de 20 nubes magnéticas	65
3.8.1.	Comparación de la orientación obtenida mediante varianza mínima y 'Ajuste Simultáneo'	66
3.8.2.	Análisis de los parámetros físicos B_0 y τ_0	66
3.8.3.	Flujos y Helicidad para diferentes equilibrios	69
3.8.4.	Flujos y Helicidad variando distintas técnicas de ajuste	75
3.8.5.	Flujos y Helicidad con 'Método Directo'	79
4.	Mejora en la orientación espacial de las nubes magnéticas	83
4.1.	Nubes sintéticas	84
4.1.1.	Simulación de la estructura	84
4.2.	Simulación de observaciones 'in situ' por una sonda	85
4.2.1.	¿Autovalores como indicadores de la calidad de la orientación?	85
4.2.2.	Comparación con las orientaciones esperadas para las nubes	87
4.2.3.	Estimación del parámetro de impacto	92
4.2.4.	Estimación de $\langle B_{XVM} \rangle$	92
4.2.5.	Estimación de B_{0VM}	99
4.2.6.	Rotación coherente	99
4.2.7.	Estimación del Radio	99
4.2.8.	Estimación de α_{VM}	100
4.2.9.	Magnitudes globales	101
4.2.10.	Otras consideraciones	101
5.	Evolución dinámica de las nubes magnéticas en el viento solar	103
5.1.	Evolución de F_Z , F_ϕ y H de 0.3 UA a 5.4 UA	104
5.2.	Evolución global esperada	111

5.3. Evolución local autosimilar	114
5.4. Caracterización del perfil de velocidades	116
6. Cuantificación de la tasa de expansión	120
6.1. Análisis en la heliósfera interna	121
6.1.1. Expansión de nubes no perturbadas	124
6.1.2. Expansión de nubes perturbadas	127
6.2. Análisis en la heliósfera externa	129
7. Conclusiones	134
A. Apéndice	140
A.1. Instrumentos utilizados del satélite Wind	140
A.2. Instrumentos utilizados de los satélites Helios 1 y 2	141
A.3. Instrumentos utilizados del satélite Ulysses	142

Evolución de Estructuras MHD Helicoidales en la Heliosfera

Resumen

En esta Tesis doctoral se estudia una clase de fenómenos transitorios en el viento solar, denominados nubes magnéticas (NMs). Estos eventos son expulsados por el Sol y se componen de masa más fría que el plasma del viento solar estacionario. Son objetos que contienen campo magnético con gran intensidad y con una estructura que conforma tubos de flujo magnético enroscados alrededor de un eje principal; contienen así cantidades importantes de Flujo (F) y Helicidad magnética (H), que son transportadas desde su fuente solar durante su viaje en la heliosfera.

Se realiza un modelado teórico de NMs en el marco de la magnetohidrodinámica. Se revisan y desarrollan diversas técnicas y metodologías para su estudio, que permiten determinar sus propiedades a partir del análisis de las observaciones magnéticas y del plasma realizadas *in situ* por sondas espaciales. Se estudian tres muestras de eventos: (a) en la heliosfera interna (desde 0.3 hasta 1 unidades astronómicas), (b) a 1 unidad astronómica del Sol y (c) en la heliosfera externa (desde 1.5 hasta 5 unidades astronómicas). Se caracterizan propiedades de la estructura magnética y de su evolución. Los resultados del modelado son usados para cuantificar F y H en nubes, y encontramos valores típicos de $F \sim 10^{20} - 10^{21} \text{Mx}$ y $H \sim 10^{41} - 10^{42} \text{Mx}^2$. Encontramos que el parámetro de impacto (mínima distancia de aproximación entre la sonda y el eje de la nube) es uno de los parámetros más críticos para modelar correctamente las NMs y hallamos un método para mejorar significativamente su estimación. Se introduce y se estudia un coeficiente de expansión adimensional, que permite cuantificar la evolución del tamaño de las NMs en función de la distancia al Sol y puede medirse a partir del perfil de velocidad observado *in situ* para una nube dada. Encontramos que las NMs pueden clasificarse en dos subclases,

aquellas que son perturbadas significativamente por el viento solar de su entorno, y aquellas que siguen una evolución natural, dada por el decaimiento de la presión del viento solar ambiente.

Palabras claves: Física de Plasmas, Campo magnético, Flujos magnéticos, Helicidad Magnética, Viento Solar, Nubes Magnéticas.

Heliospheric Evolution of MHD helicoidal structures

Abstract

In this PHD Thesis we study a class of transient phenomena in the solar wind, the so-called magnetic clouds (MCs). These events are ejected from the Sun and are composed by plasma, which is cooler than the one in the stationary solar wind. They contain intense magnetic field which is formed by magnetic flux tubes twisted around a main axis; in this way they contain an important amount of magnetic Flux (F) and magnetic Helicity (H) that are transported from their solar sources through their journey along the heliosphere.

We develop a theoretical description of MCs in the frame of magnetohydrodynamic. We revise and develop several methods and techniques for the study of MCs, which allow us to determine MCs properties from the analysis of magnetic and plasma 'in situ' observations made by spacecraft. We study three samples of events: (a) in the inner heliosphere (from 0.3 to 1 astronomical units), (b) at one astronomical unit, and (c) in the outer heliosphere (from 1.5 to 5 astronomical units). We characterize properties of their magnetic structure and of their dynamical evolution. Results from models are used to quantify F and H in MCs, and we find typical values: $F \sim 10^{20} - 10^{21} \text{Mx}$ and $H \sim 10^{41} - 10^{42} \text{Mx}^2$. We find that the impact parameter (minimum distance approach between the cloud axis and the spacecraft) is one of the more critical parameters for making correct modelization of MCs, and we find a method to significantly improve its estimation. We introduce and study a dimensionless expansion coefficient, that allow us to quantify the evolution of the size of MCs in function of the distance to the Sun, and then can be obtained from the *in situ* observed velocity profile for a given event. We find that MCs can be classified in two sub-classes, those which are significantly perturbed by the solar wind environment, and those which follow a natural evolution, given by the decay of the ambient solar wind

pressure.

Key word: Plasma Physics, Magnetic Field, Magnetic Fluxes, Magnetic Helicity, Solar Wind, Magnetic Clouds.

AGRADECIMIENTOS

Deseo agradecer a todos quienes tuvieron algo que ver con mi formación y con que esta Tesis llegara a buen término.

En primer lugar quiero agradecer muy especialmente a mi director de Tesis, el Dr. Sergio Dasso por su innegable generosidad y vocación docente, por su comprensión y calidad científica y humana, por las enriquecedoras discusiones de física, donde no falta nunca el mate y el buen humor. He crecido mucho como investigadora y como persona al tener la oportunidad de interactuar con personas de su valía, que exceden largamente el ámbito puramente científico o académico, para convertirse en un ejemplo a seguir de integridad y empeño, frente a los vaivenes del sistema científico y de la vida en general.

También agradezco a Cristina Mandrini, que ya desde la época de mi Tesis de licenciatura siempre me brinda su apoyo y consejo en las diferentes etapas que me tocan atravesar.

A Pascal Démoulin por las prolíficas charlas de ciencia en el Observatoire de Paris y por abrir las puertas de su hogar y hacerme saborear las delicias de la cocina francesa.

A Maria Luisa Luoni, que es probablemente la persona más voluntariosa que conozco, siempre dispuesta a dar una mano, una palabra de aliento, ¡incluso jazmines en flor!.

A Soledad Nackwaki que compartió congresos y escuelas conmigo siendo una persona admirablemente metódica y leal. A Ximena, a Germán y Guada siempre presentes. A mi consejero de estudios el Dr. Daniel Gómez, notable como científico y además accesible como persona.

A Gloria Dubner por los encuentros de mujeres en física que me hicieron comprender que una carrera científica puede compatibilizarse con la vida personal, y a todo el grupo de

soporte familiar que hace que eso sea posible, mi mamá y Ana, Horacio, y la 'tía' Flor.

A Maria Emilia Rossi y Maria Emilia Ruiz por la buena onda y las múltiples gauchadas. A Andrea Buccino y Mariela Vieytes con las que comparto de buen grado experiencias vivenciales. A Carlos Vigg y su espíritu organizativo. A Pablo Mauas y Adrián Rovero por las charlas en el almuerzo.

A todos los becarios del IAFE, y en especial a los que participan de las charlas de grupo, por los intercambios de ideas.

A los técnicos y personal de apoyo del IAFE, Antonio, Omar, Ubaldo, Pablo Rusca, Francisco, Matías, y las chicas de administración porque todos ellos siempre están dispuestos a solucionar las cosas para que todo funcione, desde el arreglo de una cerradura o el envío de un fax, hasta la configuración de la laptop o la búsqueda de ese paper difícil de encontrar... y además por los mates tempranito a la mañana.

Al IAFE como institución por darme el lugar y los elementos para realizar mi trabajo de Tesis Doctoral.

A la hora de los homenajes póstumos, a mi padre, que siempre, siempre estuvo orgulloso de mí y a Estefan que me regaló mi primera calculadora científica... que todavía conservo. ¡Gracias, a todos y cada uno de Uds.!.

Por último, porque tiene un lugar especial para mí, de los afectos cotidianos quiero agradecer especialmente a Fernando, mi esposo, que tuvo y tiene todavía el coraje de construir una familia conmigo, que es el que queda al cuidado de nuestras dos hijas pequeñas, mientras yo realizo visitas de investigación en el Observatoire de Paris, las escuelas y los congresos en el exterior..., que es el que me centra y da soporte, el que pone perspectiva a logros y fracasos..., el que permite que pueda crecer de esta manera y me ayuda a ser cada

vez más quien soy, y quién quiero ser, más allá de los múltiples roles que también elegí en mi vida, incluyendo los de esposa y mamá.

Con total honestidad debo decir que si bien, no sé si lograré algún día ser una gran mujer, lo que sí es cierto, es que a mi lado tengo ya a un gran hombre.

¡Gracias!.

 Mi permanencia en el plan de doctorado fue posible gracias a las siguientes becas:
Beca de postgrado de formación doctoral, otorgada por la ANPCyT y Beca de postgrado de culminación doctoral, otorgada por la Universidad de Buenos Aires.

Capítulo 1

Introducción

La heliósfera es una vasta cavidad en el medio interestelar local, con un tamaño de unas 200 unidades astronómicas (UAs), creada por un flujo supersónico permanente de plasma magnetizado que es expulsado desde el Sol (e.g., Baumjohann and Treumann (1996)). Este viento solar (VS) resulta básicamente del gran desbalance entre la gran presión del gas en la corona solar respecto de la baja presión en el medio interestelar local. Esta gran diferencia de presión es crucial para expulsar al plasma hacia fuera del sistema solar a pesar de la atracción gravitatoria que ejerce el Sol (Parker (1958)). Las velocidades del viento solar varían en un factor ~ 2 dependiendo de la región de origen, la fuerza del gradiente de presiones (ayudado por ondas) es capaz de expulsar el viento solar a velocidades muy altas, alcanzando picos de velocidad de unos 800 km/s sobre los polos del Sol (e.g., Bame et al. (1992)). En regiones cercanas al ecuador solar generalmente el viento solar es lento (~ 400 km/s).

El Sol también puede expulsar estructuras transitorias de campo magnético y masa, denominadas eyecciones coronales de masa (ECMs). Las ECMs presentan un rango muy variable de velocidades (e.g., Gosling (1997)) y resultan de la desestabilización espontánea de estructuras magnéticas coherentes de gran escala en la atmósfera solar, que se aceleran en la baja corona y pueden alcanzar velocidades de hasta ~ 2000 km/s en momentos

tempranos de su eyección. Estas altas velocidades son consecuencia del desbalance de fuerzas magnéticas operando en volúmenes de plasma magnéticamente organizados (e.g., Aschwanden (2005)).

La mayor parte de la variabilidad de gran escala en la heliósfera puede atribuirse a estos dos tipos de emisiones de masa del Sol, el viento solar y las ECMs (e.g., Gosling (1997), Gopalswamy (2006)). A través de éstas, el Sol tiene una influencia muy importante sobre las magnetósferas planetarias, los cometas y los rayos cósmicos galácticos que viajan en el medio interplanetario.

Las partículas energéticas (e.g., Gopalswamy et al. (2004)) son otra componente importante de este escenario físico, mayormente relacionados con aceleración de partículas en ondas de choque (e.g., Bellan (2006)), producidos por las perturbaciones supersónicas y super-Alfvénicas que originan las ECMs, o por regiones de interacción corrotante, formadas por la interacción entre viento solar rápido y lento. Además de estos componentes internos, se agrega masa desde fuera de la heliósfera en forma de átomos neutros y rayos cósmicos galácticos. Los átomos neutros interactúan con el viento solar, se ionizan y se transforman en los denominados rayos cósmicos anómalos.

Debido a la interacción entre las partículas cargadas del viento solar y el campo geomagnético, el ingreso directo de partículas desde el espacio interplanetario al interior de la magnetósfera terrestre se ve generalmente inhibido. Sin embargo, cuando las líneas de campo interplanetario que alcanzan al campo terrestre tienen una orientación tal que favorece la reconexión magnética entre el campo magnético terrestre y el interplanetario, se produce la apertura del 'escudo geomagnético'. En esta situación partículas energéticas pueden ser inyectadas directamente en la magnetósfera terrestre. Como resultado de este proceso se excitan sistemas de corriente eléctrica ubicados en diferentes capas de la cavidad magnética terrestre, lo que da lugar a las denominadas tormentas geomagnéticas (e.g.,

Baumjohann and Treumann (1996), Lepping et al. (1997), Issautier (2006)). Durante las tormentas geomagnéticas se producen daños en los sistemas tecnológicos terrestres, se dañan sistemas de comunicaciones satelitales y de telefonía, líneas de transmisión de alta tensión y se ven afectados también los niveles de radiación recibidos por los tripulantes de aviones que vuelan a gran altitud.

El estudio de la cadena de estos fenómenos requiere de un enfoque abarcativo, que involucra procesos de la física de plasmas, heliofísica, estudio de la dinámica de partículas cargadas, aeronomía, climatología y geofísica entre otras.

Estudiar las estructuras interplanetarias de origen solar es esencial entonces, para comprender los procesos físicos relevantes que operan durante la interacción entre el Sol y el magnetismo terrestre, así como también con otros entornos planetarios.

Las nubes magnéticas (NMs) son un subconjunto de EMCs con propiedades particulares (e.g., Burlaga and Klein (1980), Bothmer and Schwenn (1998)) y componen los eventos transitorios de origen solar más geoefectivos. En esta Tesis estudiamos en detalle tanto las propiedades de las NMs como su evolución dinámica. En el Capítulo 2 se revisan conceptos principales del marco teórico que usamos para estudiar NMs, la magnetohidrodinámica (MHD).

Las NMs extraen cantidades significativas de masa, Flujo y Helicidad magnética desde la corona solar cuando son eyectadas. Esta Tesis, se centra en el estudio de las propiedades magnetohidrodinámicas de gran escala de las NMs, en particular los Flujos y la Helicidad magnéticas (Capítulo 3) y de su evolución dinámica en la heliósfera (Capítulos 5 y 6).

Existen diferentes caminos para estudiar la evolución de las NMs. Uno de ellos es estudiar la misma NM a distintas heliodistancias, cuestión que resulta extremadamente difícil de lograr, ya que requiere mediciones de al menos dos satélites perfectamente alineados con el Sol observando la misma NM a distancias solares significativamente distintas (e.g.,

Mulligan et al. (2001), Nakwacki et al. (2011)). Otro enfoque es uno estadístico, que estudie distintas NMs a diferentes heliodistancias (e.g., Liu et al. (2005)). Un tercer método consiste en estudiar la evolución dinámica de una dada NM, mientras es observada *in situ* por una única sonda. El enfoque que se desarrolla en esta Tesis es abarcador y consiste en una combinación de estos dos últimos enfoques (e.g., Gulisano et al. (2010a,b)). Estudiamos estadísticamente la tasa de expansión de diferentes NMs a distintas heliodistancias a lo largo de la heliósfera tanto interna como externa.

En esta Tesis buscamos respuestas a preguntas tales como ¿qué tan bien se conservan invariantes ideales MHD globales como los Flujos y la Helicidad magnética durante la evolución de una NM?, ¿existe una única población de NMs que se comporta de la misma forma?, o ¿es posible hallar diferentes poblaciones con comportamientos diferentes en su modo de expansión?, ¿se expanden de la misma forma los eventos observados en la heliósfera interna que en la externa?, por ejemplo, entre otras preguntas.

Capítulo 2

Descripción magnetohidrodinámica y su aplicación a nubes magnéticas

El comportamiento de gran escala de variados sistemas astrofísicos, entre ellos las nubes magnéticas (NMs), puede ser modelado a partir de combinar las leyes del electromagnetismo con las leyes de la mecánica de medios continuos conductores. En particular en un plasma formado por electrones y protones la evolución dinámica del sistema resultará de la acción de campos electromagnéticos aplicados o autogenerados, que evolucionan dinámicamente acoplando en forma no lineal, la dinámica de la materia con la del propio campo electromagnético en el medio (ver por ejemplo, Jackson (1975)).

El formalismo magnetohidrodinámico (MHD) trata al sistema como un medio continuo, acoplando las leyes de Maxwell con las ecuaciones de fluidos. En esta Tesis se utiliza el formalismo MHD para describir el comportamiento a gran escala de las NMs.

El marco de la MHD consiste de ecuaciones para la continuidad de la densidad de masa y de la densidad de carga, conservación de la cantidad de movimiento, una ecuación de estado, las leyes de Maxwell del electromagnetismo y una relación constitutiva entre el campo eléctrico y la densidad de corriente (ley de Ohm).

2.1. Las ecuaciones MHD

Considerando un plasma formado por protones y electrones con velocidades no relativistas, suponiendo cuasineutralidad local de carga (aproximación muy utilizada ya que la presencia de una separación de cargas generaría campos eléctricos que tenderían rápidamente a restituir la neutralidad) y teniendo en cuenta las relaciones de masas y de velocidad entre ambas especies, es posible describir la dinámica del plasma aproximadamente como la de un fluido con densidad de masa y velocidad dadas básicamente por la masa y velocidad de los protones. La densidad de corriente eléctrica es provista por $\vec{J} = en(v_p - v_e)$, donde n es la densidad de protones por unidad de volumen (igual a la de electrones), e es la carga elemental de un protón, y v_p y v_e son las velocidades de protones y electrones, respectivamente. La conservación de la masa para un elemento de fluido con velocidad \vec{v} , esta dada mediante la ecuación de continuidad para la densidad de masa (ρ_m) como:

$$\partial_t \rho_m + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}) = D_t \rho_m + \rho_m \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.1)$$

Donde D_t es la derivada convectiva $D_t = \partial_t + \vec{v} \cdot \nabla$.

En presencia de gravedad, la ecuación de movimiento:

$$\rho_m D_t \vec{v} = \rho_m (\partial_t + \vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla P + \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{B} + \rho_m \vec{g} + \mu (\nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{v})) \quad (2.2)$$

expresa que la variación temporal de la cantidad de movimiento contenida en un elemento de fluido es igual a la suma de las fuerzas actuantes, tanto las debidas a la presión (primer término del lado derecho), como a la fuerza de Lorentz (segundo término, que bajo la aproximación de cuasi-neutralidad desprecia la fuerza del campo eléctrico), a la fuerza gravitatoria y a las fuerzas de superficie dadas por el tensor de esfuerzos viscosos, donde μ es la viscosidad dinámica (tercer y cuarto términos respectivamente). En los regímenes considerados para los objetos de estudio de esta Tesis las fuerzas viscosas y la fuerza de

gravedad serán despreciables. Así, la mayor contribución a las fuerzas actuantes sobre el sistema estarán asociadas a la fuerza de Lorentz magnética y a la presión del plasma. La ecuación (2.2)) se reduce a:

$$\rho_m(\partial_t + \vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\nabla P + \frac{1}{c}\vec{J} \times \vec{B} \quad (2.3)$$

Una de las ecuaciones de Maxwell es la ley de Ampere, que en su versión no relativista resulta:

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{J} \quad (2.4)$$

Reemplazando la densidad de corriente de la ecuación (2.4) en la ecuación (2.3) se obtiene:

$$\rho_m(\partial_t + \vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi}\nabla \times \vec{B} \times \vec{B} = -\nabla P - \nabla\left(\frac{B^2}{8\pi}\right) + \frac{1}{4\pi}(\vec{B} \cdot \nabla)\vec{B} \quad (2.5)$$

Cabe destacarse que los dos últimos términos de la ecuación (2.5) pueden ser considerados como una contribución de la presión magnética ($\frac{B^2}{8\pi}$) y de una tensión magnética provista por la curvatura de las líneas de campo \vec{B} , respectivamente.

El parámetro β del plasma, que se define como:

$$\beta = \frac{P}{\frac{B^2}{8\pi}} \quad (2.6)$$

da cuenta de la importancia relativa de la presión cinética del plasma (dada por P) respecto de la presión magnética.

En los casos en que el sistema se halla en equilibrio, este parámetro separa dos clases de propiedades topológicas del campo magnético muy diferentes. Para $\beta \ll 1$ domina el campo magnético y así $\vec{B} // \vec{J}$ en todo punto. Para $\beta \gg 1$, el término dominante es el de la presión cinética del plasma.

Existen también equilibrios meta-estables donde las fuerzas que tienden a apartar al sistema de su estado de equilibrio son pequeñas y el sistema logra auto-restituir un estado de equilibrio nuevo, re-adaptando su estructura interna.

Las nubes magnéticas son típicamente plasmas de bajo β (e.g., Lepping et al. (2003)), cuya dinámica está dominada por reestructuraciones de su campo magnético (transitando estados de equilibrio metaestable), donde la presión cinética ambiente es la que juega el rol más importante ya que la interacción con el medio determina su expansión global durante su propagación en el viento solar (ver Sección 5.2).

La dinámica del campo magnético está dada por la ley de Faraday:

$$\partial_t \vec{B} = -c \nabla \times \vec{E} \quad (2.7)$$

donde el campo eléctrico (\vec{E}) es determinado por la ley de Ohm, la cual en muchas circunstancias de interés puede simplificarse como:

$$\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} = \frac{1}{\sigma} \vec{J} \quad (2.8)$$

donde σ es la conductividad eléctrica del medio (otros modelos para la Ley de Ohm pueden hallarse por ejemplo en Sturrock (1994)). Reemplazando (2.8) en (2.7), usando la ecuación (2.4) y que $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, se obtiene:

$$\partial_t \vec{B} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B} \quad (2.9)$$

donde $\eta = c^2/4\pi\sigma$ es el coeficiente de difusión (o resistividad) magnética.

Cabe destacarse que si inicialmente \vec{B} es solenoidal ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$), la ecuación (2.9) que gobierna la evolución dinámica del campo \vec{B} no permitirá la aparición de monopolos magnéticos a tiempos posteriores.

Cerca del equilibrio termodinámico local, la presión está relacionada con la densidad de masa a través de una ecuación de estado. Un posible modelo simplificado que

parametriza diferentes regímenes resulta de proponer una politrópica que vincula P con ρ_m , y estará dada por:

$$P/P_0 = \left(\frac{\rho_m}{\rho_{m0}}\right)^\alpha \quad (2.10)$$

donde P_0 es una presión de referencia cuando la densidad de masa es ρ_{m0} , α es el exponente politrópico y puede tomar valores entre 0 y ∞ . Por ejemplo un régimen isobárico corresponde a $\alpha = 0$, mientras que un gas ideal con $\alpha = 1$ describe variaciones isotérmicas, cuando $\alpha \rightarrow \infty$ se trata al fluido como incompresible y $\alpha = \frac{5}{3}$ corresponde a un gas adiabático con 3 grados de libertad por partícula (e.g., Gurnett and Bhattacharjee (2005)).

2.2. Regímenes difusivo y convectivo

Dependiendo de la importancia de la conductividad eléctrica del plasma, pueden distinguirse dos regímenes diferentes en la ecuación (2.9). En el régimen difusivo (cuando se desprecia el primer término del lado derecho de la ecuación (2.9)) la ecuación de inducción se reduce a la ecuación de difusión:

$$\partial_t \vec{B} = \eta \nabla^2 \vec{B} \quad (2.11)$$

En este régimen, las líneas de campo magnético difunden respecto del fluido y es posible estimar un tiempo de difusión τ_{dif} :

$$|\partial_t \vec{B}| = |\eta \nabla^2 \vec{B}| \Rightarrow \tau_{dif} \sim \frac{L^2}{\eta} \quad (2.12)$$

donde L es una longitud típica del sistema en la que se producen variaciones apreciables de \vec{B} en tiempos del orden de τ_{dif} .

En el régimen convectivo el término difusivo en la ecuación (2.9) puede ser despreciado y se obtiene la ecuación de transporte:

$$\partial_t \vec{B} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.13)$$

La ecuación (2.13) implica que el flujo magnético a través de superficies materiales se conserva, puesto que las líneas de campo se mueven advectadas junto con el fluido, siendo $\tau_u = \frac{L}{v}$ un tiempo característico asociado al régimen convectivo.

La importancia relativa entre un régimen difusivo y uno convectivo puede ser parametrizada por un número adimensional R_M (Reynolds magnético), que representa el cociente entre (2.13) y (2.11):

$$R_M \sim \frac{|\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})|}{|\eta \nabla^2 \vec{B}|} \sim \frac{vL}{\eta} \quad (2.14)$$

Cuando $R_M \gg 1$ domina el numerador (el proceso convectivo es más eficiente), mientras que para $R_M \ll 1$ el campo magnético difunde (mayor eficiencia del proceso difusivo).

En general, se tiene que $R_M \gg 1$ en una gran cantidad de escenarios de física espacial y astrofísicos, incluyendo las nubes magnéticas. Así, despreciando la fracción de energía que puede ser disipada en escalas pequeñas, la dinámica global en escalas macroscópicas responde principalmente al régimen de transporte, mientras que puede haber violaciones locales donde el efecto de la resistividad es importante y donde el campo difunde y puede producirse reconexión magnética.

Durante la evolución dinámica de plasma en el régimen con $R_M \gg 1$, pueden existir regiones donde localmente la resistividad resulta importante, y las líneas de campo magnético pueden reconectarse cambiando su topología.

El rompimiento y la reconexión de líneas de campo permite una enorme liberación de energía. Se cree que la reconexión juega un rol fundamental en la eyección transitoria de masa solar, cuya manifestación en el medio interplanetario puede ser observada como

nubes magnéticas (e.g., Priest (1982)). Es interesante notar que una propiedad local puede tener un efecto global, por ejemplo puede cambiar la topología global de \vec{B} y desestabilizar las estructuras magnéticas altamente conductoras.

2.3. Invariantes físicos

Los sistemas MHD ideales satisfacen leyes de conservación global (e.g, Biskamp (1997)), es decir que presentan cantidades que se conservan en sistemas cerrados. El flujo magnético a través de superficies materiales (F) y la Helicidad magnética (H) son cantidades conservadas en el marco de la MHD ideal.

En el contexto particular de las nubes magnéticas, la importancia de estos invariantes es principalmente debido a que las NMs transportan Helicidad y flujo magnético desde su origen solar y durante su viaje en el medio interplanetario. Así, por ejemplo a partir de estimaciones de Helicidad en la corona (e.g., Démoulin et al. (2002a,b), Nindos et al. (2003)) y estudios de Helicidad en nubes magnéticas (Dasso et al. (2003b), Ruzmaikin et al. (2003), Leamon et al. (2004), Dasso et al. (2005b), Gulisano et al. (2005a,b)), es posible relacionar la liberación de Helicidad en regiones activas con el contenido de Helicidad de sus contrapartes interplanetarias (Mandrini et al. (2005), Luoni et al. (2005)). En esta Tesis estudiaremos en detalle los Flujos y la Helicidad magnética en NMs.

2.3.1. Conservación del flujo magnético

El flujo magnético F a través de una superficie $S(t)$ (encerrada por una curva $\mathcal{C}(t)$ que se mueve con el plasma), se define como la integral:

$$F = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (2.15)$$

donde \vec{S} tiene la dirección de la normal a la superficie. Su derivada total respecto del tiempo es:

$$d_t F = \int_{S(t)} \partial_t \vec{B} \cdot d\vec{S} + \int_{\partial_t S(t)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_{S(t)} \partial_t \vec{B} \cdot d\vec{S} + \oint_C \vec{B} \cdot (\vec{v} \times d\vec{l}), \quad (2.16)$$

donde el último término se obtuvo aplicando la propiedad cíclica del producto mixto y el teorema de Stokes. Reemplazando en la ecuación (2.16) el término $\partial_t B$ por la ecuación de inducción, ecuación (2.9)), se obtiene:

$$d_t F = -\eta \frac{4\pi}{c} \oint_C \vec{J} \cdot d\vec{l} \quad (2.17)$$

Entonces el flujo magnético se conserva si $\eta = 0$ (MHD ideal).

Esto significa que en MHD ideal, el campo magnético y el fluido se mueven juntos, y ambos campos evolucionan de la misma manera. El campo magnético se encuentra 'congelado' al fluido (ver e.g., Biskamp (1997)), y el flujo magnético (F) que atraviesa una superficie encerrada por una curva material resulta una constante de movimiento.

2.3.2. Helicidad magnética

La Helicidad magnética (H) es una medida del grado de complejidad estructural del campo magnético. H está relacionada con la conectividad y enroscado de las líneas de campo de la configuración, es decir, con su topología. Esta magnitud cuantifica distintos aspectos de una estructura magnética dada, como la torsión del campo, el número de nudos entre líneas de campo, el retorcimiento de las líneas, la conexión entre tubos de flujo, etc. La Helicidad magnética se observa en el viento solar en todas las escalas, desde 1 UA hasta tamaños tan pequeños como el radio de giro de un protón térmico (Smith (2000)).

Está definida por la siguiente expresión:

$$H = \int_{Vol} \vec{A} \cdot \vec{B} \, d^3x$$

\vec{A} es el potencial vector asociado a \vec{B} tal que,

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.18)$$

Esta definición de H tiene significado físico sólo cuando el campo magnético está completamente contenido dentro del volumen Vol (esto es cuando en cualquier punto de la superficie S que rodea al volumen, la componente normal del campo, $B_n = \vec{B} \cdot \hat{n}$, se hace cero). Esto es así porque el potencial vector está definido a menos de una transformación de medida (o *gauge*) y, por lo tanto, H es un invariante de medida o *gauge* sólo cuando \vec{B} está contenido en Vol . Si se elige otro potencial vector \vec{A}' equivalente a \vec{A} , $\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla}\kappa$, la Helicidad H' a partir de \vec{A}' resulta:

$$H' = H + \int_S (\kappa \vec{B}) \cdot d\vec{S}$$

Para los casos en que $\hat{n} \cdot \vec{B}$ no se anula en S (como puede suceder en los extremos de los tubos de flujo interplanetarios que permanecen anclados al Sol), puede definirse una Helicidad magnética relativa (Berger (1999)) que resulta invariante de medida o gauge y que se obtiene de sustraer la Helicidad de un campo de referencia (\vec{B}_{ref}) que tenga la misma distribución que $\vec{B} \cdot \hat{n}$ sobre la superficie S . De esta manera se puede definir una Helicidad relativa $H_r = H - \int_{Vol} \vec{A}_{ref} \cdot \vec{B}_{ref} d^3x$, que resulta ser independiente de medida.

$$\begin{aligned} H'_r &= H + \int_S \kappa \vec{B} \cdot \hat{n} dS - \int_{Vol} \vec{A}_{ref} \cdot \vec{B}_{ref} d^3x - \int_S \kappa \vec{B}_{ref} \cdot \hat{n} dS \\ &= H_r - \int_S \kappa (\vec{B}_{ref} - \vec{B}) \cdot d\vec{S} = H_r \end{aligned} \quad (2.19)$$

De aquí en más en el resto de esta Tesis se entenderá que la Helicidad calculada es la Helicidad relativa que llamamos H para simplificar la notación.

2.3.3. Régimen de relajación

Un modo principal en sistemas MHD para propagar ondas es el modo de Alfvén, cuya velocidad es $va = B/\sqrt{4\pi\rho}$ (ver por ejemplo, Biskamp (1997)).

La energía del sistema ($E = \int_{Vol} \frac{B^2}{8\pi} d^3x + \int_{Vol} \frac{v^2 \rho_m}{2} d^3x$) es un invariante en MHD ideal. El estado que minimiza la energía, manteniendo H constante, es el estado lineal libre de fuerzas ($\vec{J} = \alpha \vec{B}$, con α constante) de acuerdo al teorema de Woltjer (1958).

Un sistema MHD no ideal, puede desarrollar turbulencia. En sistemas turbulentos es muy importante considerar la distribución de energía en distintas escalas espaciales. La turbulencia en MHD-3D permite el flujo de energía entre escalas, en particular si se inyecta energía en escalas grandes, ésta fluye hacia escalas pequeñas donde finalmente se disipa. Este proceso se denomina cascada directa.

En MHD-3D la Helicidad magnética presenta una cascada inversa hacia pequeños k (donde $k \sim 1/\lambda$ es la inversa del tamaño de las estructuras de tamaño λ en el espacio real). Entonces H fluye desde estructuras chicas a estructuras grandes.

En el espacio de Fourier, el término disipativo de la ecuación (2.9) se escribe como $\eta \nabla^2 \vec{B} \rightarrow \eta k^2 B_k$. Con lo cual este término disipativo resulta más importante para valores grandes de k . Así, dado que H se acumulará en escalas grandes, la disipación de H es inhibida y por lo tanto se conserva mejor. Esta cascada inversa induce decaimientos selectivos (selección del invariante que decae más lento). La hipótesis de Taylor (Taylor (1974)), que indica que en el límite de baja resistividad un plasma confinado en paredes perfectamente conductoras, H puede ser considerada constante.

La disipación de H está directamente asociada con la intensidad de \vec{B} y de \vec{J} , y con el alineamiento relativo entre \vec{B} y \vec{J} , dado que la disipación de H está dada por (e.g., Biskamp (1997)):

$$\frac{dH}{dt} = - \int_{Vol} \frac{1}{\sigma} \vec{J} \cdot \vec{B} d^3x. \quad (2.20)$$

La intensidad de \vec{J} se incrementa en hojas de corriente asociadas con reconexión magnética. En estas regiones además, la conectividad de las líneas de campo magnético se ve alterada, y es posible la variación de la topología global de la configuración de \vec{B} .

Por estos motivos, en principio uno podría preguntarse si H se conserva durante el proceso de reconexión. La respuesta fue dada por Berger (1984), que mostró que la cantidad disipada de H es despreciable en el caso de reconexión rápida transitoria, como ocurre en muchos sistemas físicos (e.g, la corona solar, el viento solar, las nubes magnéticas, las magnetosferas planetarias, ver por ejemplo Gurnett and Bhattacharjee (2005)). Parte de la respuesta se basa en que las hojas de corriente asociadas con la reconexión son muy pequeñas respecto del volumen total ocupado por el fluido. Por otra parte, la reconexión entre 2 tubos de flujo es progresiva, transformando paso a paso parte de la Helicidad inicial asociada con la conectividad global removida, en Helicidad asociada con nueva torsión adicional, que nutre de estructura interna a las líneas de campo, que pueden así ser consideradas como pequeños tubos de flujo con torsión (ver Berger and Field (1984) y para una revisión ver Biskamp (2000) y Dasso (2009)).

Los canales más probables para la liberación de Helicidad en la corona son el viento solar (Berger and Ruzmaikin (2000)) y las eyecciones coronales de masa (Ruzmaikin et al. (2003)).

Debido a que las nubes magnéticas son estructuras turbulentas con baja disipación, que llevan consigo importantes cantidades de Helicidad magnética desde su origen coronal, es una hipótesis razonable suponer que estos sistemas relajen a configuraciones cercanas a las libres de fuerza lineal.

2.4. Ecuaciones MHD aplicadas a nubes magnéticas

El sistema de ecuaciones MHD presentado en las secciones previas, junto con condiciones iniciales y de contorno apropiadas, determina los campos magnético y de velocidades en función de la posición y el tiempo. Sin embargo, veremos de inmediato que nuestro objeto de estudio, las nubes magnéticas, pueden ser relativamente bien descritas

como objetos cuasi-estáticos para un observador en reposo en el centro de masa de la nube. A partir de los valores de las magnitudes típicas en NMs a 1 UA (Lepping et al. (2003)), se estima la importancia relativa de cada uno de los términos de la ecuación de movimiento que acopla el campo de velocidades con el magnético, obteniéndose:

$$\begin{aligned} \left| \frac{d}{dt} \vec{v} \right| &\sim 10^{-4} km/s^2 \\ \left| \frac{1}{\rho_m} \nabla P \right| &\sim 10^{-3} km/s^2 \\ \left| \frac{1}{\rho_m} \nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \right| &\sim \left| \frac{1}{4\pi\rho_m} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \right| \sim 10^{-2} km/s^2 \\ |\Delta \vec{g}_{solar}| &\sim 10^{-6} km/s^2 \end{aligned}$$

Así, la estructura magnética de una NM responde únicamente a fuerzas magnéticas, a lo sumo corregida por la presión del plasma. En el referencial propio a la nube satisface generalmente la siguiente ecuación magnetoestática (en un sistema de referencia solidario con la nube, la configuración del campo magnético no depende del tiempo):

$$\vec{J} \times \vec{B}/c - \nabla P = 0. \quad (2.21)$$

Cuando la presión del plasma es despreciable frente a la presión magnética se trata de una configuración libre de fuerzas, debido a que la auto fuerza del campo magnético se anula, ya que el gradiente de la presión magnética se balancea con la tensión de las líneas magnéticas curvadas. Una configuración magnética libre de fuerzas satisface:

$$(\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} = 0 \quad (2.22)$$

y entonces satisface:

$$\frac{4\pi}{c} \vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B} \quad (2.23)$$

donde α es una función escalar y \vec{J} resulta así paralela a \vec{B} en cada punto.

Si se toma la divergencia de la ecuación (2.23), como la divergencia de un rotor es siempre cero, se obtiene

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \alpha (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) + \vec{B} \cdot \vec{\nabla} \alpha = 0$$

de lo que resulta

$$\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \alpha = 0 \quad (2.24)$$

Como $\vec{\nabla} \alpha$ es perpendicular a la superficie de α constante, la ecuación anterior muestra que las líneas de campo magnético corresponden a superficies de α constante. Cuando α no depende de las coordenadas espaciales, si se toma el rotor de la ecuación (2.23), resulta

$$(\nabla^2 + \alpha^2) \vec{B} = 0 \quad (2.25)$$

que es la ecuación de Helmholtz, la cual tiene soluciones analíticas para distintas simetrías espaciales. La solución para configuraciones con simetría cilíndrica fue hallada por Lundquist (1950).

Las nubes magnéticas tienen una configuración magnética que puede ser considerada a primera aproximación como helicoidal con simetría cilíndrica local (e.g., Burlaga (1988), Lepping et al. (1990), Farrugia et al. (1995), Hidalgo et al. (2000, 2002)). Las coordenadas naturales para la descripción de estas estructuras son entonces cilíndricas (ρ, ϕ, Z) .

El campo que caracteriza la configuración puede expresarse como:

$$\vec{B}(\rho) = B_\phi(\rho) \hat{\phi} + B_\rho(\rho) \hat{\rho} \quad (2.26)$$

Así, expresiones para Flujos magnéticos y Helicidad pueden ser calculados como integrales en un volumen cilíndrico de longitud infinitesimal δ_0 y radio R . Los flujos se pueden integrar en la sección axial (F_Z en la superficie con normal \hat{Z} , integración en $\hat{\rho}$ y $\hat{\phi}$ como puede observarse en la Figura 2.1 donde se muestra sombreada el área de integración) o azimutal (F_ϕ en la superficie con normal $\hat{\phi}$, integración en $\hat{\rho}$ y \hat{z} , como se puede observar en la Figura 2.2, donde se muestra sombreada el área de integración). Las expresiones

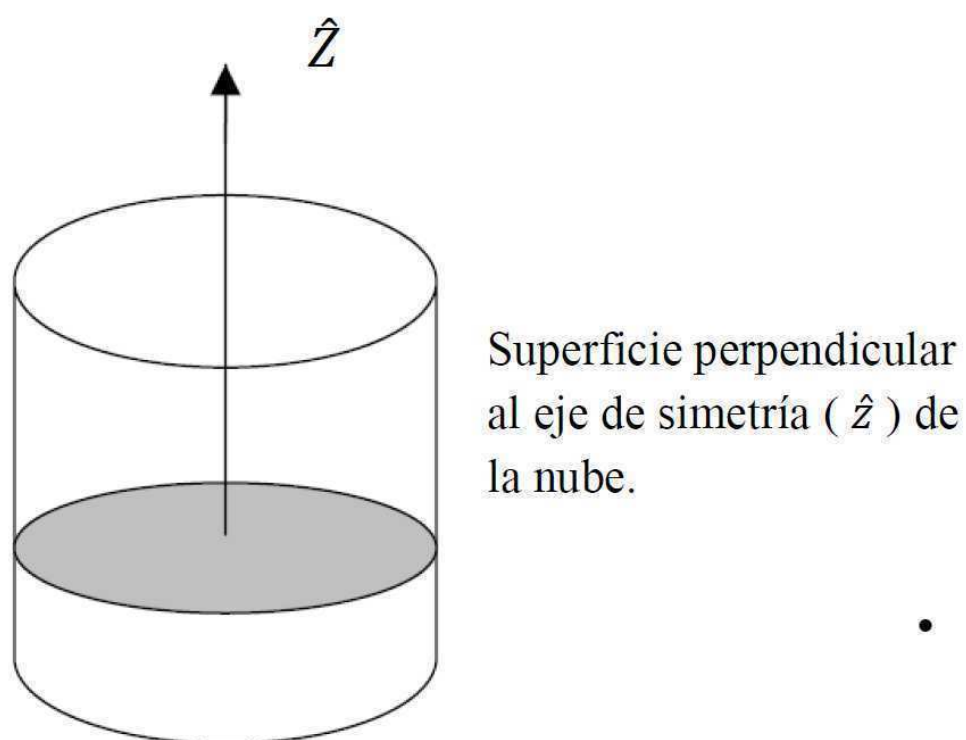


Figura 2.1: Esquema del corte transversal de un tubo de flujo cilíndrico.

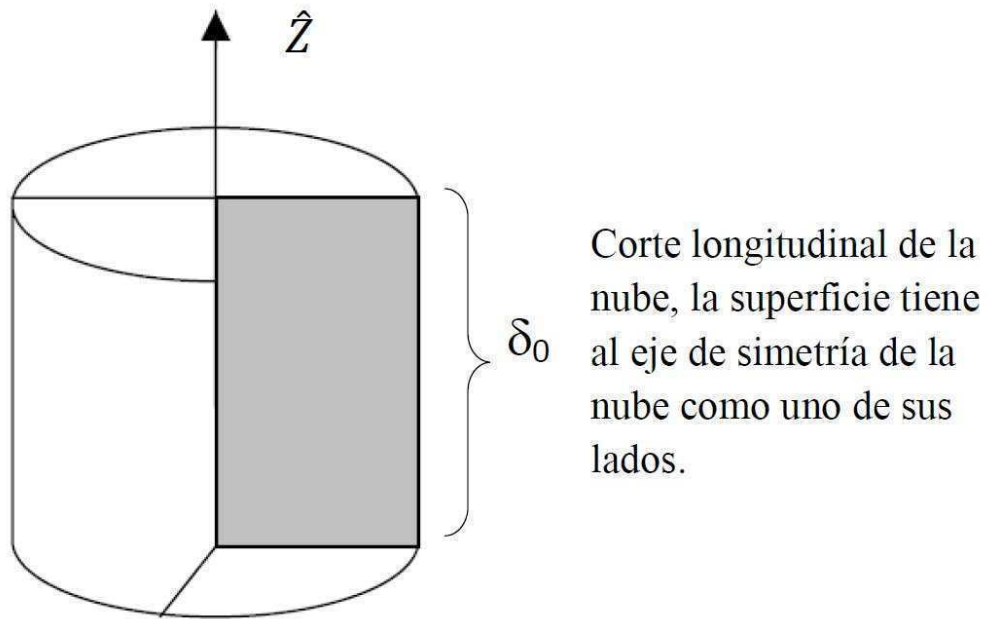


Figura 2.2: Esquema del corte longitudinal de un tubo de flujo cilíndrico.

correspondientes son:

$$F_Z = 2\pi \int_0^R B_Z(\rho)\rho d\rho \quad (2.27)$$

$$\delta F_\phi = \delta_0 \int_0^R B_\phi(\rho)d\rho \Rightarrow F_\phi = L \int_0^R B_\phi(\rho)d\rho \quad (2.28)$$

$$\delta H = \delta_0 4\pi \int_0^R A_\phi B_\phi \rho d\rho \Rightarrow H = L 4\pi \int_0^R A_\phi B_\phi \rho d\rho \quad (2.29)$$

donde el lado de la derecha para F_ϕ y H , supone simetría de traslación y una longitud total L para el cilindro. En el caso de la Helicidad, el campo de referencia que se utiliza para el cálculo está en la dirección \hat{z} y depende de ρ , $B_z(\rho)\hat{z}$. Este campo representa un campo con líneas sin torsión y, por lo tanto, con Helicidad nula, es decir un campo potencial ($\vec{\nabla} \times B_z(\rho)\hat{z} = 0 \rightarrow B_z(\rho)\hat{z} = \vec{\nabla}\Psi$, donde Ψ es una función escalar).

2.5. Modelado de estructuras de equilibrio

Aunque las NMs se estudian desde hace más de 25 años, aún no hay acuerdo acerca de su configuración magnética detallada. Esto se debe principalmente a que los datos que se obtienen *in situ* por las sondas espaciales corresponden sólo a un corte unidimensional a lo largo de su trayectoria y, por ello, es necesario utilizar hipótesis para poder inferir la estructura tridimensional de las NMs a partir de las observaciones *in situ*.

Una configuración magnética cilíndrica con un campo libre de fuerzas lineal, también llamado modelo de Lundquist (Lundquist (1950)), fue propuesto por primera vez para ser utilizado en nubes magnéticas por Goldstein (1983). Este modelo es considerado como una buena aproximación para la distribución del campo magnético en NMs por varios autores (e.g., Burlaga and Behannon (1982), Lepping et al. (1990), Burlaga (1995), Burlaga et al. (1998), Lynch et al. (2003), Dasso et al. (2005b), Lynch et al. (2005), Gulisano et al. (2005b), Dasso et al. (2006)). Sin embargo también se han utilizado otros modelos para describir sus estructuras magnéticas. Algunos autores toman una forma cilíndrica para la nube, pero consideran un campo libre de fuerzas no lineal (Farrugia et al. (1999)).

Hidalgo et al. (2000, 2002) y Cid et al. (2002) propusieron diferentes modelos no libres de fuerzas (ver secciones 2.5.3 y 2.5.4). También se han aplicado modelos no cilíndricos estáticos a nubes magnéticas (e.g., Hu and Sonnerup (2001), Vandas and Romashets (2003), Hu and Dasgupta (2005)).

Algunos autores también han modelado las NMs utilizando modelos no estáticos (Vandas and Romashets (2002), Vandas et al. (2002), Nakwacki et al. (2008)). Algunos de estos modelos describen la sección transversal al eje de simetría como un círculo considerando sólo expansión radial (ver e.g., Farrugia et al. (1993), Osherovich et al. (1993), Farrugia et al. (1997), Shimazu and Marubashi (2000)), otros incluyen expansión en ambas direc-

ciones radial y axial (ver e.g., Shimazu and Vandas (2002), Berdichevsky et al. (2003)). Hay también algunos modelos para los cuales la nube tiene una forma elíptica en expansión (Hidalgo (2003)).

Otros autores describen las NMs como estructuras en equilibrio, sólo suponiendo una simetría de traslación a lo largo del eje principal, (e.g., Liu et al. (2008)) es decir resolviendo una ecuación de Grad-Shafranov, (e.g., Bellan (2006)). A pesar de que este método prevee libertad para la forma magnética de la sección perpendicular al eje, las reconstrucciones realizadas a partir de observaciones presentan estructuras casi cilíndricas, con apartamientos significativos sólo hacia su periferia.

2.5.1. Modelo libre de fuerzas lineal

En el modelo cilíndrico libre de fuerzas lineal (LU), la presión magnética resulta balanceada con la tensión magnética de las líneas de campo tal que $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ con α constante. Esta configuración es de particular importancia ya que corresponde al estado cilíndrico preferencial al cual un plasma turbulento tiende a relajar (estado con menor H para una energía dada, ver Sección 2.3), y puede describirse con una expresión analítica.

Las soluciones a la ecuación (2.23) con simetría axial corresponden a las autofunciones del operador rotor y resultan (Lundquist (1950)):

$$B_\rho = 0 \tag{2.30}$$

$$B_\phi = B_0 J_1(\alpha \rho) \tag{2.31}$$

$$B_Z = B_0 J_0(\alpha \rho) \tag{2.32}$$

Donde J_0 y J_1 son las funciones de Bessel de primera especie de orden 0 y 1, respectivamente. La distribución de torsión de las líneas de campo magnético por unidad de longitud

(τ), está dada por:

$$\tau(\rho) = \frac{d\phi}{dZ} = \frac{B_\phi}{\rho B_Z} = \frac{J_1(\alpha\rho)}{\rho J_0(\alpha\rho)}, \quad (2.33)$$

donde $\alpha/2$ y B_0 cuantifican la torsión de las líneas de campo y la intensidad del campo magnético, ambos en el eje del cilindro respectivamente. En este modelo puede elegirse el potencial vector como:

$$\vec{A} = \frac{\vec{B}}{\alpha} \quad (2.34)$$

La solución de Lundquist desde $\rho = 0$ hasta el primer cero de J_0 es generalmente suficiente para describir la sección de la NM observada por una sonda (e.g., Burlaga et al. (1981), Burlaga (1988), Lepping et al. (1990)). Sin embargo, existen algunas nubes que resultan ser mejor descritas usando la solución de Lundquist ligeramente mas allá del primer cero de J_0 (como mostraron Vandas and Geranios (2001)).

Usando las ecuaciones (2.30 - 2.32), las expresiones para Flujos y Helicidad (ver e.g., Dasso et al. (2003b, 2005b)) resultan:

$$F_Z = \frac{2\pi}{\alpha} R B_0 J_1(\alpha R) \quad (2.35)$$

$$F_\phi = \frac{L B_0}{\alpha} [1 - J_0(\alpha R)] \quad (2.36)$$

$$H = \frac{L 2\pi}{\alpha} B_0^2 R^2 [J_1^2(\alpha R) - J_0(\alpha R) J_2(\alpha R)] \quad (2.37)$$

donde R es el radio y L la longitud del cilindro que representa la nube.

2.5.2. Campo libre de fuerzas con torsión uniforme

El modelo libre de fuerzas con torsión uniforme (GH), es una configuración que fue estudiada por primera vez por Gold and Hoyle (1960) en el contexto de tubos de flujo en la superficie solar. También se utiliza GH para modelar tubos de flujo interplanetarios (ver Farrugia et al. (1999), Dasso et al. (2003b)). En esta configuración la torsión de una

línea de campo determinada alrededor del eje principal del cilindro es independiente de ρ , entonces el ángulo de avance de la línea de campo respecto del eje (ϕ) crece con Z tal que $\frac{d\phi}{dZ} = \frac{B_\phi}{\rho B_Z} = \tau_0 = b$ (con b constante). Resolviendo la ecuación (2.23) el campo resulta:

$$B_Z = \frac{B_0}{1 + \tau_0^2 \rho^2} \quad (2.38)$$

$$B_\phi = \frac{B_0 \tau_0 \rho}{1 + \tau_0^2 \rho^2} \quad (2.39)$$

y el potencial vector:

$$\vec{A} = \frac{B_0 b \rho}{2b^2 \rho^2} \ln(1 + b^2 \rho^2) \hat{\phi} - \frac{B_0}{2b} \ln(1 + b^2 \rho^2) \hat{Z} \quad (2.40)$$

Las expresiones para los Flujos y Helicidad resultan:

$$F_Z = \frac{B_0 \pi \ln(1 + R^2 \tau_0^2)}{\tau_0^2} \quad (2.41)$$

$$F_\phi = \frac{L B_0}{2 \tau_0} \ln(1 + R^2 \tau_0^2) \quad (2.42)$$

$$H = \frac{L \pi B_0^2}{2 \tau_0^3} [\ln(1 + \tau_0^2 R^2)]^2 \quad (2.43)$$

2.5.3. Campo no libre de fuerzas con densidades de corriente constantes

Esta configuración de campo no libre fuerzas con corrientes constantes (HI), utilizado por Hidalgo et al. (2000) para modelar nubes magnéticas, supone una densidad de corriente constante axial y otra azimutal tal que:

$$\vec{J} = J_\phi \hat{\phi} + J_Z \hat{Z} \quad (2.44)$$

donde J_ϕ y J_Z son constantes.

A partir de utilizar estas expresiones para la densidad de corriente en la ley de Ampere, el campo magnético resulta:

$$B_Z = B_0 (1 - 4\pi J_\phi \rho / (c B_0)) \quad (2.45)$$

$$B_\phi = 2\pi J_Z \rho \quad (2.46)$$

donde c es la velocidad de la luz, B_0 es el campo máximo en el centro de la nube.

La torsión de las líneas magnéticas por unidad de longitud está dada por:

$$\tau(\rho) = \frac{2\pi J_Z}{cB_0} \frac{1}{1 - 4\pi J_\phi \rho / (cB_0)} \quad (2.47)$$

Un posible potencial vector es:

$$\vec{A} = \frac{B_0 \rho}{2} \frac{4\pi J_\phi \rho^2}{3c} \hat{\phi} + \frac{B_0 \rho}{2} \tau_0 \rho^2 \hat{Z} \quad (2.48)$$

donde $\tau_0 = 2\pi J_Z / (cB_0)$ es la torsión en el eje.

Los Flujos y la Helicidad magnética pueden obtenerse como:

$$F_Z = \frac{B_0 \pi R^2}{3} \left[3 - \frac{8\pi J_\phi R}{cB_0} \right] \quad (2.49)$$

$$F_\phi = \frac{L\pi R^2 J_Z}{c} \quad (2.50)$$

$$H = \frac{L2\pi J_Z}{cB_0} \frac{1}{1 - 4\pi J_\phi R / (cB_0)} \quad (2.51)$$

En este modelo, \vec{B} tiene tres grados de libertad J_ϕ, J_Z y B_0 . Dado que la componente B_Z es casi nula en los bordes de la NM y para mantener solo dos grados de libertad, para poder comparar con los modelos LU y GH, se considera el caso en que $B_Z(\rho = R) = 0$. Con esta condición los parámetros quedan:

$$B_0 = 4\pi J_\phi R / c \quad (2.52)$$

y

$$\tau_0 = \frac{J_Z}{J_\phi 2R} \quad (2.53)$$

y la torsión de las líneas de campo queda:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 - \rho/R}. \quad (2.54)$$

El campo se escribe entonces como:

$$B_Z = B_0(1 - \rho/R) \quad (2.55)$$

$$B_\phi = B_0\tau_0\rho \quad (2.56)$$

y las magnitudes globales:

$$F_Z = \frac{B_0\pi R^2}{3} \quad (2.57)$$

$$F_\phi = \frac{LB_0\tau_0 R^2}{2} \quad (2.58)$$

$$H = \frac{L7\pi}{30} B_0^2 R^4 \tau_0 \quad (2.59)$$

2.5.4. Campo no libre de fuerzas con densidad de corriente poloidal lineal y densidad de corriente axial constante

Este modelo (CI) corresponde a una configuración donde la densidad de corriente es tal que: $\vec{J}(\rho) = \Upsilon\rho\hat{\phi} + J_Z\hat{Z}$, donde Υ y J_Z son constantes.

En este modelo, utilizado por Cid et al. (2002) para modelar NMs, el campo magnético que resulta de resolver la ecuación de Ampere con estas dependencias para las densidades de corriente es:

$$B_Z = B_0(1 - \rho^2 2\pi\Upsilon/(cB_0)) \quad (2.60)$$

$$B_\phi = 2\pi J_Z \rho / c \quad (2.61)$$

La torsión del campo magnético por unidad de longitud resulta:

$$\tau(\rho) = \frac{2\pi J_Z}{cB_0} \frac{1}{1 - 2\pi\Upsilon\rho^2/(cB_0)} \quad (2.62)$$

siendo la torsión en el eje:

$$\tau_0 = \frac{2\pi J_Z}{cB_0} \quad (2.63)$$

Un posible potencial vector es:

$$\vec{A} = \left(\frac{B_0 \rho}{2} - \frac{\pi \Upsilon \rho^3}{2c} \right) \hat{\phi} - \frac{J_Z \pi \rho^2}{c} \hat{z} \quad (2.64)$$

Las expresiones para los Flujos y la Helicidad:

$$F_Z = B_0 \pi R^2 \left[1 - \frac{\pi \Upsilon R^2}{c B_0} \right] \quad (2.65)$$

$$F_\phi = L \pi J_Z R^2 / c \quad (2.66)$$

$$H = \frac{L J_Z \pi^2 B_0 R^4}{c} \left[1 - \frac{2 \pi \Upsilon R^2}{3 c B_0} \right] \quad (2.67)$$

Por las mismas razones expuestas en la Subsección precedente es útil considerar B_Z nulo en el borde de la nube y mantener solo dos grados de libertad en el modelo. En este caso se tienen:

$$B_0 = \frac{2 \pi \Upsilon R^2}{c} \quad (2.68)$$

$$\tau_0 = \frac{J_Z}{\Upsilon R^2} = J_Z / B_0 \quad (2.69)$$

Con lo cual en términos de B_0 y τ_0 , la configuración del campo puede escribirse:

$$B_Z = B_0 (1 - \rho^2 / R^2) \quad (2.70)$$

$$B_\phi = B_0 \tau_0 \rho \quad (2.71)$$

y además:

$$F_Z = B_0 \pi R^2 / 2 \quad (2.72)$$

$$F_\phi = L B_0 \tau_0 R^2 / 2 \quad (2.73)$$

$$H = \frac{L \pi}{3} B_0^2 \tau_0 R^4 \quad (2.74)$$

Así, para los 4 modelos expuestos se obtienen los campos y las magnitudes globales en términos de dos parámetros libres: $\{B_0$ y $\tau_0\}$, haciendo posible una comparación entre ellos de una forma más directa, como se desarrollará en el próximo Capítulo.

Capítulo 3

Nubes magnéticas a 1 unidad astronómica

En la primera parte de este Capítulo se revisan y desarrollan conceptos y métodos de análisis que se usarán para estudiar el escenario físico de nuestro interés. Luego se presentan resultados originales de nuestro estudio de NMs observadas a una unidad astronómica del Sol. Se detallan aspectos del modelado de su estructura magnética, de su orientación, y su velocidad de traslación. Se describe el método que se usa para comparar las observaciones del plasma y campo magnético con los diferentes modelos físicos detallados en la Sección 2.5, y se presentan diferentes alternativas para calcular cantidades físicas globales como la Helicidad y Flujos magnéticos.

Primero introducimos las propiedades de las NMs a 1 unidad astronómica del Sol (1AU) y los datos analizados en este Capítulo (los instrumentos y satélites se detallan en el Apéndice). En las dos Secciones siguientes se define y se describe el sistema de referencia propio de las NMs (Sección 3.2) y las ecuaciones básicas del modelado (Sección 3.3), luego establecemos las nociones elementales de las técnicas aplicadas (Sección 3.4 y Sección 3.5) y además se introduce un método propio para realizar estimaciones de cantidades físicas dentro de las NMs, sin utilizar hipótesis detalladas sobre la estructura magnética de las nubes, solo involucrando observaciones directas (Sección 3.6).

En la Sección siguiente se presentan resultados propios del análisis para un evento detallado (Sección 3.7) y finalmente nuestros resultados estadísticos (Sección 3.8) considerando una muestra de 20 nubes magnéticas.

3.1. Características generales

Las nubes magnéticas (NMs) que se observan en el viento solar son estructuras transitorias de plasma, y corresponden a la manifestación interplanetaria de las eyecciones de masa coronal (EMCs) que transportan material y campo magnético desde el Sol hacia el espacio interplanetario (Cane et al. (1998), Webb et al. (2000), Cane and Richardson (2003)). Estas estructuras magnéticas pueden ser identificadas usando observaciones *in situ* del campo magnético y del plasma en la heliósfera.

El número de EMCs expulsadas por el Sol depende de la fase del ciclo solar. Alrededor de 3.5 son eyectadas por día durante el máximo solar, mientras que 0.2 son eyectadas por día durante el mínimo solar. La masa eyectada en cada evento puede alcanzar valores tales como $10^{15} - 10^{16}$ g (Gosling (1990), Gosling (1997)).

El término 'nube magnética' (NM) fue acuñado por Burlaga (Burlaga et al. (1981)). Las NMs son estructuras magnéticas coherentes con campo magnético mas intenso que el del viento solar. En general las NMs poseen un nivel de fluctuaciones menor al del viento solar usual y tienen propiedades diferentes (Dasso et al. (2003a)), viajan en el viento solar y modifican sus propiedades de gran y pequeña escala. Las más rápidas son precedidas por ondas de choques interplanetarios transitorios que pueden acelerar partículas (Klein and Burlaga (1982)).

En el interior de las NMs se puede observar la presencia de flujos paralelos o anti-paralelos (a las líneas de campo magnético) de protones supratérmicos con energías desde unos pocos KeVs hasta del orden de 1 MeV (Gosling et al. (1981), Galvin et al. (1987),

Marsden et al. (1987)), y de flujos paralelos o antiparalelos de electrones supratérmicos con energías del orden de 80-1000 eVs (Montgomery et al. (1974), Bame et al. (1981), Gosling et al. (1987)). La presencia de estos flujos a lo largo de las líneas de campo se considera generalmente como un indicador de líneas de campo magnético conectadas con el Sol incluso mientras la NM está en el entorno terrestre (Gosling et al. (1987), Larson et al. (1997)). En el viento solar usual, las partículas supratérmicas sólo viajan desde el Sol hacia el medio interplanetario.

La temperatura de los protones en la dirección paralela al campo magnético T_{\parallel} es mayor que la temperatura de los protones en la dirección perpendicular al campo T_{\perp} (Zwickl et al. (1983), Gosling et al. (1987), Galvin et al. (1987)) y la población de electrones muestra una tendencia similar pero con menores anisotropías.

La abundancia de partículas alfa respecto de la densidad de protones (n_{α}/n_{prot}) es muy variable en las NMs. Mientras que en el viento solar es aproximadamente ~ 0.04 , en las NMs se tiene $n_{\alpha}/n_{prot} \gg 0.04$ con algunos casos en los que se han observado abundancias tan altas que llegan al 20 % (Galvin et al. (1987)). También se han observado aumentos ocasionales de poblaciones iónicas minoritarias, cuyo enriquecimiento sugiere que el plasma dentro de las nubes se originó en la baja corona (Galvin et al. (1987)). Algunas NMs se han asociado con la desaparición de filamentos solares (Marubashi (1997)).

Dado que los filamentos solares consisten en plasma denso embebido en campos magnéticos con estructura helicoidal, la asociación de las NMs con las erupciones de los filamentos solares ha conducido al modelado de las primeras como tubos de flujo magnético con torsión (Bothmer and Schwenn (1994)). Esta configuración es muy distinta a la del viento solar típico, que tiene la estructura de la espiral de Parker (Parker (1958)).

Las características globales que definen una NM, basadas en observaciones *in situ*, también ponen en evidencia una estructura de tubo magnético helicoidal (Burlaga et al.

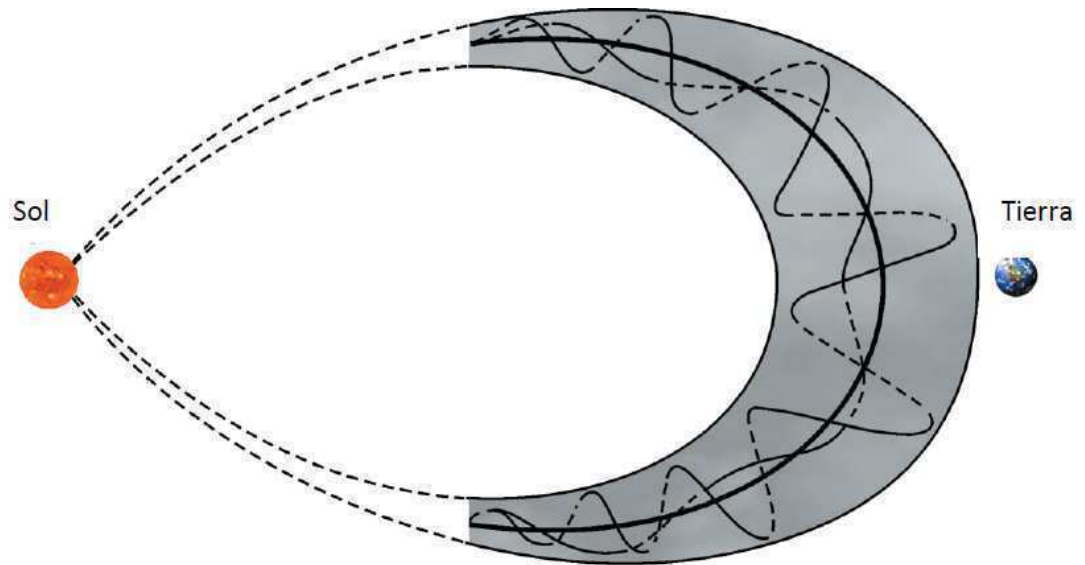


Figura 3.1: Esquema de la estructura global de una NM, con líneas rayadas se indica que los extremos pueden estar anclados en el Sol. Modificado de Burlaga et al. (1990).

(1981), Burlaga (1995)), en la Figura 3.1 se observa un esquema de la estructura magnética global de una NM, con líneas rayadas se indica que los extremos de la NM pueden estar anclados en el Sol. Un criterio usado en la literatura para definir una NM resulta en requerir: a) un aumento de la intensidad del campo magnético interno respecto del medio que la rodea, b) una rotación coherente del vector campo magnético, la dirección del campo magnético rota suavemente en un ángulo grande ($\sim 180^\circ$) durante un intervalo temporal largo (durante ~ 1 día), c) la temperatura de los protones en la nube es menor que la temperatura típica en el viento solar (Gosling (1990), Richardson and Cane (1995)). Las tres propiedades deben satisfacerse para que el evento pueda ser considerado una NM (i.e. cuando alguna de estas características se encuentra en forma aislada, el evento no se clasifica como NM).

La estructura típica que presenta una nube al ser observada *in situ* por una sonda incluye una vaina (o funda) que la precede, y que resulta de la acumulación del material

del viento solar, que se acumula debido a un efecto similar al de una máquina que recoge nieve. Luego se observa la nube propiamente dicha, y después viento solar perturbado, en forma similar a la estela que deja una embarcación que viaja a gran velocidad en el agua.

3.1.1. Identificación de los bordes

Si bien no existe un consenso general en cuanto a la identificación de los bordes de las nubes magnéticas, éstos pueden ser identificados buscando aquellas regiones donde el campo magnético es más intenso que el del viento solar usual, y el cociente entre la presión térmica de protones y la presión magnética (β_p beta de protones del plasma) es menor que 1 (ver Sección 2.1, ecuación (2.6)). Valores típicos de $\beta_p \sim 0.1 - 0.4$ (Lepping et al. (2003), Dasso et al. (2001)).

Así, para identificar los bordes de las NMs se busca la transición a regiones con bajo β_p , baja temperatura de protones respecto de la ambiente, además de otros indicadores como discontinuidades en la densidad de plasma. Los bordes pueden presentar grandes irregularidades dadas por la interacción de la nube con el viento solar, y así muchas veces no es sencillo hallarlos con precisión.

3.1.2. Objetivos y metodología de estudio

Un camino natural para estudiar la evolución de las NMs es comenzar por entender y caracterizar sus propiedades de base cuando las observamos durante tiempos menores que su tiempo típico evolutivo, y así estudiarlas como objetos estáticos. Para ello elegimos estudiar un conjunto de NMs en el viento solar del entorno terrestre, en particular en el punto Lagrangiano L1 a 1 unidad astronómica del Sol, durante un mínimo solar. Esto nos permite disponer de una muestra estadísticamente significativa, y estudiarlas en un entorno de viento solar calmo, con lo cual efectos anómalos de la interacción con el ambiente se

minimizan.

Las preguntas principales que queremos contestar en este Capítulo involucran cuán bien determinadas están la Helicidad magnética (H) y los flujos magnéticos (F_Z y F_ϕ) en NMs (Ver Capítulo 2, Sección 2.3), cuánto depende su estimación del modelo utilizado, cuantificar cuáles son las principales fuentes de error en su estimación, y como se compara la distribución de estas cantidades al considerar diferentes eventos, respecto de las incertezas asociadas con las estimaciones para un evento dado (Gulisano et al. (2005b)).

En un trabajo previo se estudió la Helicidad magnética contenida en un único tubo de flujo, utilizando 3 modelos diferentes Dasso et al. (2003b), y se encontró que para ese evento, la Helicidad está relativamente bien determinada al variar los modelos estudiados. Sin embargo el estudio presentado en esta Tesis es el primero en realizar esta comparación en forma sistemática, ya que previo a nuestro análisis no había resultados estadísticos comparativos.

Debido a que para contestar estas preguntas es necesario realizar un estudio detallado y minucioso de cada nube, determinar su orientación y modelar su estructura magnética, optamos por considerar en primer lugar 8 casos (observados por la sonda Wind, ver Apéndice), entre el 22 de Agosto de 1995 y 12 de Octubre de 1997 e identificados por el equipo científico de Wind (Lepping et al. (1995), http://lepmfi.gsfc.nasa.gov/mfi/mag_cloud_pub1.html), que fueron seleccionados por su muy buena calidad.

Para este conjunto exploramos 4 modelos físicos (Dasso et al. (2005b)). Luego ampliamos la muestra a 20 nubes con calidades diversas (observadas por Wind entre el 22 de Agosto de 1995 y el 7 de noviembre de 1997), para poder ampliar el significado estadístico de nuestro resultado.

3.2. Marco de referencia solidario a la nube magnética

Las observaciones *in situ* de campo magnético y de velocidades están dadas en el sistema Geocéntrico Solar Eclíptico (GSE), un sistema cartesiano con origen en la Tierra. El eje \hat{X}_{GSE} apunta desde la Tierra hacia el Sol, el eje \hat{Z}_{GSE} es perpendicular al plano de la eclíptica y se halla orientado hacia el polo norte terrestre y finalmente el eje \hat{Y}_{GSE} completa la terna derecha.

Para estudiar NMs, objetos macroscópicos con orientación local, es conveniente definir un sistema de coordenadas vinculado a la nube al cual llamamos 'sistema nube'. Existe suficiente evidencia empírica (e.g., Burlaga et al. (1981), Lepping et al. (1990), Bothmer and Schwenn (1998), Berdichevsky et al. (2003), Liu et al. (2008)) para considerar que las NMs son estructuras magnéticas con simetría de traslación a lo largo de un eje.

Otra dirección que queremos distinguir es aquella que resulta de la trayectoria rectilínea que realiza la sonda espacial que atraviesa la NM. Así, para definir un sistema de referencia solidario a la NM usamos la siguiente convención: \hat{Z}_{nube} se elige como el eje de simetría y tal que la componente \hat{Z}_{nube} del campo magnético en el centro de la nube sea positiva, es decir $B_{Z,nube} > 0$. Como la velocidad de la nube está principalmente en la dirección Sol-Tierra y es mucho mayor que la velocidad del satélite, el cual puede así suponerse en reposo durante el tiempo de observación, la trayectoria del satélite en el sistema de referencia de la nube define una dirección fija \hat{t}_{sat} . Se toma \hat{Y}_{nube} en la dirección $\hat{Z}_{nube} \times \hat{t}_{sat}$ y \hat{X}_{nube} de forma de completar los elementos de la base de terna derecha ortonormal $(\hat{X}_{nube}, \hat{Y}_{nube}, \hat{Z}_{nube})$. Así, B_{Xnube} , B_{Ynube} , B_{Znube} son las componentes de \vec{B} en esta nueva base.

El sistema nube es especialmente conveniente cuando el parámetro de impacto, p (dis-

tancia de mínimo acercamiento entre el satélite y el eje de la NM) es pequeño comparado con el tamaño de la NM. En particular, para $p = 0$ y una NM descrita con una configuración magnética cilíndrica, $\vec{B}(\rho) = B_z(\rho)\hat{z} + B_\phi(\rho)\hat{\phi}$, se tiene $\hat{X}_{nube} = \hat{\rho}$ y $\hat{Y}_{nube} = \hat{\phi}$ cuando la sonda abandona la estructura (ver Figura 3.2).

En las próximas secciones se relacionan los sistemas referenciales GSE con el propio de la nube mediante matrices de rotación, especificándose como son y en que orden se aplican las rotaciones necesarias.

3.3. Rotaciones para orientar la nube

3.3.1. Trayectoria de la sonda

La velocidad del plasma en el medio interplanetario es radial respecto del Sol, así cuando lo observamos en el entorno terrestre, este plasma fluye con velocidad $\vec{V} = -V_{vs}\hat{X}_{GSE}$. Por lo tanto desde el referencial de la nube magnética una sonda aproximadamente en reposo en la heliósfera viaja con dirección $\hat{t}_{sat} = \hat{X}_{GSE}$. Así, la trayectoria del satélite ($\vec{r}_{sat}(t)$) respecto del eje de la nube puede ser aproximada con la recta:

$$\vec{r}_{sat}(t) = d(t)\hat{X}_{GSE} + \vec{p} \quad (3.1)$$

donde $d(t)$ se elige cero cuando la sonda se encuentra a la mínima distancia del eje de la NM. Debido a que consideramos simetría de traslación en \hat{Z}_{nube} , puede elegirse sin pérdida de generalidad $Z_{nube} = 0$ en el punto donde la posición (\vec{p}) del observador alcance la mínima distancia respecto del eje (parámetro de impacto), tal que: $p_{Znube} = 0$. Por construcción se tiene que $p_{Xnube} = 0$, y entonces: $\vec{p} = (0, p_{Ynube}, 0)$.

Nuestra convención implica que cuando el observador se acerca al eje de simetría, $d(t)$ es negativa y cuando se aleja es $d(t) > 0$:

$$d(t) = -V_{vs} \frac{\Delta t}{2} + V_{vs}(t - t_0) \quad (3.2)$$

con

$$\Delta t = t_{fin} - t_0 \quad (3.3)$$

donde t_0 es el momento en que el observador ingresa a la estructura y t_{fin} el momento en que la abandona.

Para una estructura espacialmente simétrica respecto del eje y sin evolución dinámica (i.e. una estructura estática), el momento en el cual se satisface el parámetro de impacto corresponde a:

$$t_{min} = t_0 + \frac{\Delta t}{2} \quad (3.4)$$

3.3.2. Rotación al 'Sistema Nube'

Con el objetivo de encontrar la orientación del eje de simetría de la nube, se define el ángulo de latitud (θ), formado entre el plano de la eclíptica y el eje de la nube $\theta \in [-90^\circ, 90^\circ]$, y el ángulo de longitud (ϕ), formado entre la proyección del eje de la nube sobre el plano de la eclíptica y la dirección Tierra-Sol (\hat{X}_{GSE}), medido en sentido antihorario y con $\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$. Estos ángulos determinan la orientación de la nube.

Si bien dados los ángulos θ y ϕ , el eje \hat{Z}_{nube} queda determinado en GSE, para determinar la transformación completa que vincula la base GSE con la base cartesiana propia de la nube, es necesario tener en cuenta la rotación definida por θ y ϕ junto con otra rotación adicional (\overline{R}_2) en el plano perpendicular al eje de la nube. Esta rotación \overline{R}_2 involucra un ángulo adicional γ . Así, la relación entre los versores de los sistemas nube y GSE resulta:

$$\begin{pmatrix} \hat{X}_{nube} \\ \hat{Y}_{nube} \\ \hat{Z}_{nube} \end{pmatrix} = \overline{R}_2 \overline{R}_1 \begin{pmatrix} \hat{X}_{GSE} \\ \hat{Y}_{GSE} \\ \hat{Z}_{GSE} \end{pmatrix} = \overline{R} \begin{pmatrix} \hat{X}_{GSE} \\ \hat{Y}_{GSE} \\ \hat{Z}_{GSE} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

donde:

$$\overline{R}_1 = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi & \sin \theta \sin \phi & -\cos \theta \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ \cos \theta \cos \phi & \cos \theta \sin \phi & \sin \theta \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

y

$$\overline{R}_2 = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Dado que $\hat{Y}_{nube} = \hat{Z}_{nube} \times \hat{t}_{sat}$ y que $\hat{t}_{sat} = \hat{X}_{GSE}$, $\hat{Y}_{nube} \perp \hat{X}_{GSE}$ y entonces se elige γ tal que satisfaga $\hat{X}_{GSE} \cdot \hat{Y}_{nube} = 0$, lo cual implica que:

$$\hat{X}_{GSE} \cdot \hat{Y}_{nube} = -\sin \gamma \sin \theta \cos \phi - \cos \gamma \sin \phi = 0 \quad (3.8)$$

Así,

$$\tan \gamma = \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma} = \frac{-\sin \phi}{\cos \phi \sin \theta} = \frac{-\tan \phi}{\sin \theta} \quad (3.9)$$

Por lo tanto, en las siguientes expresiones γ satisface la ecuación (3.9).

En la Figura 3.2 puede observarse un esquema idealizado del corte transversal de una nube junto con la proyección de la trayectoria del observador en el plano (X_{nube}, Y_{nube})

Usando nuevamente las ecuaciones (3.6) y (3.7) para los cambios de base y la ecuación (3.1) para la posición de la sonda, podemos expresar $\vec{r}_{sat}(t)$ en la base solidaria a la nube:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{sat}(t) = d(t)[(\cos \gamma \sin \theta \cos \phi - \sin \gamma \sin \phi)\hat{X}_{nube} + \\ + (\cos \theta \cos \phi)\hat{Z}_{nube}] + p_{Y_{nube}}\hat{Y}_{nube} \end{aligned} \quad (3.10)$$

3.3.3. Trayectoria de la sonda en estructuras cilíndricas

Las observaciones *in situ* indican que las nubes magnéticas pueden ser descritas localmente como tubos de flujo cilíndricos, con sección aproximadamente circular (ver por

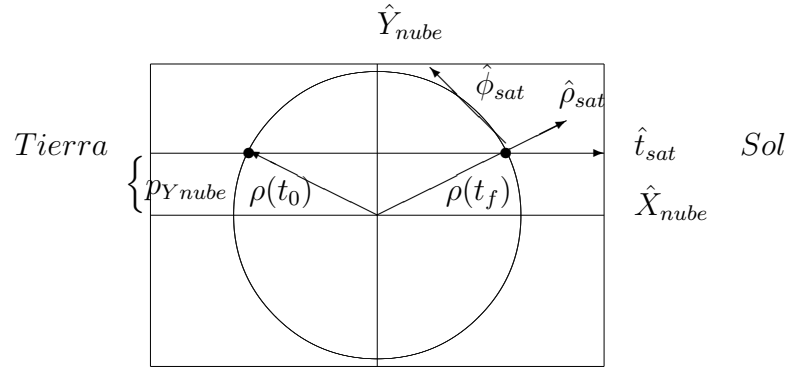


Figura 3.2: Figura del corte transversal de la nube

ejemplo, Lepping et al. (1990), Farrugia et al. (1995) y el trabajo más reciente de Liu et al. (2008)). Es posible entonces relacionar el sistema cartesiano solidario a la nube a un sistema de coordenadas polares. El radio de coordenadas polares $\rho(t)$ en el plano (X_{nube}, Y_{nube}) asociado con la posición de la sonda (ver Figura 3.2 y ecuaciones (3.6) y (3.7)) está dado por :

$$\rho(t) = \sqrt{X_{nube}^2 + Y_{nube}^2} = \quad (3.11)$$

$$\sqrt{d(t)^2(\cos \gamma \sin \theta \cos \phi - \sin \gamma \sin \phi)^2 + p_{Y_{nube}}^2}$$

La relación para los versores del satélite respecto de los versores propios de la nube es:

$$\hat{\rho}_{sat} = \cos \phi_{sat}(t) \hat{X}_{nube} + \sin \phi_{sat}(t) \hat{Y}_{nube} \quad (3.12)$$

$$\hat{\phi}_{sat} = -\sin \phi_{sat}(t) \hat{X}_{nube} + \cos \phi_{sat}(t) \hat{Y}_{nube} \quad (3.13)$$

donde, de la ecuación (3.11), y a partir de la Figura 3.2 resulta:

$$\begin{cases} \sin \phi_{sat} = \frac{Y_{nube}(t)}{|\rho(t)|} = \frac{p}{\sqrt{d(t_0)^2(\cos \gamma \sin \theta \cos \phi - \sin \gamma \sin \phi)^2 + p^2}} \\ \cos \phi_{sat} = \frac{X_{nube}(t)}{|\rho(t)|} = \frac{d(t)(\cos \gamma \sin \theta \cos \phi - \sin \gamma \sin \phi)}{\sqrt{d(t_0)^2(\cos \gamma \sin \theta \cos \phi - \sin \gamma \sin \phi)^2 + p^2}} \end{cases} \quad (3.14)$$

Además, dado que:

$$d(t_0) = -V_{vs} \frac{\Delta t}{2} \quad (3.15)$$

especializando ρ a tiempo t_0 se obtiene:

$$\rho(t_0) = R = \sqrt{d(t_0)^2(\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi)^2 + p_{Ynube}^2}, \quad (3.16)$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones (3.15) y (3.16):

$$\Delta t = \frac{2\sqrt{R^2 - p^2}}{V_{vs}(\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi)} \quad (3.17)$$

Con lo cual $\rho(t)$ puede expresarse:

$$\rho(t) = \sqrt{d(t_0)^2(\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi)^2 + p^2} \quad (3.18)$$

$$\rho(t) = \sqrt{\left(\left(\frac{V_{vs}\Delta t}{2}\right)^2 - V_{vs}^2\Delta t(t-t_0) + V_{vs}^2(t-t_0)^2\right)(\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi)^2 + p^2} \quad (3.19)$$

Esta ecuación (3.19) es muy importante, ya que veremos en la Sección 3.3.4 que permitirá expresar $\rho(t)$ en función de cantidades que van a poder estimarse a partir de observaciones de NMs.

3.3.4. Campo magnético observado por la sonda

Para una estructura magnética con simetría cilíndrica, el campo observado a tiempo t por la sonda será:

$$\vec{B}(t) = B_Z(\rho(t))\hat{Z}_{nube} + B_\phi(\rho(t))\hat{\phi}_{sat}(t) \quad (3.20)$$

Si se sustituye la ecuación (3.13) en la ecuación (3.20), se tiene:

$$\vec{B}(t) = B_Z(\rho(t))\hat{Z}_{nube} + B_\phi(\rho(t)) \cos \phi_{sat}(t)\hat{Y}_{nube} + B_\phi(\rho(t)) \sin \phi_{sat}(t)\hat{X}_{nube} \quad (3.21)$$

Aplicando las rotaciones de las ecuaciones (3.6) y (3.7) a la ecuación (3.21), se puede encontrar una expresión clave para vincular las observaciones de las series temporales del campo magnético que provee la sonda a lo largo de la trayectoria en la base GSE, con el campo magnético en el sistema propio de la nube. Así, las observaciones pueden compararse con los modelos dados en el Capítulo 2 Sección 2.5, dado el campo magnético de la NM ($B_\phi\hat{\phi} + B_Z\hat{Z}_{nube}$). El campo observado será:

$$\begin{aligned} \vec{B}_{obs}(t) = & [B_Z(\rho(t))(\cos \theta \cos \phi) - \\ & B_\phi(\rho(t)) \sin \phi_{sat}(t)(\cos \gamma \sin \theta \cos \phi - \sin \gamma \sin \phi) + \\ & B_\phi(\rho(t)) \cos \phi_{sat}(t)(-\sin \gamma \sin \theta \cos \phi - \cos \gamma \sin \theta)]\hat{X}_{GSE} + \\ & + [B_Z(\rho(t))(\cos \theta \sin \phi) - \\ & B_\phi(\rho(t)) \sin \phi_{sat}(t)(\cos \gamma \sin \theta \sin \phi + \sin \gamma \cos \phi) + \\ & B_\phi(\rho(t)) \cos \phi_{sat}(t)(-\sin \gamma \sin \theta \sin \phi + \cos \gamma \cos \phi)]\hat{Y}_{GSE} + \\ & + [B_Z(\rho(t)) \sin \theta + B_\phi(\rho(t)) \sin \phi_{sat}(t)(\cos \gamma \cos \theta) + \\ & B_\phi(\rho(t)) \cos \phi_{sat}(t)(\sin \gamma \cos \theta)]\hat{Z}_{GSE} \end{aligned} \quad (3.22)$$

3.4. Orientación de nubes magnéticas con método de varianza mínima

3.4.1. Explicación del método

El método de varianza mínima (VM) es una técnica que permite hallar la orientación espacial de estructuras tridimensionales en el espacio, a partir del análisis de observaciones

in situ en un punto. Ha sido usado extensamente para hallar la orientación de estructuras en el medio interplanetario (Sonnerup and Cahill (1967), Burlaga and Behannon (1982)).

Es un método utilizado desde los comienzos de la exploración espacial (Sonnerup and Cahill (1967)). Ha sido aplicado para orientar frentes de choque, discontinuidades (Sonnerup and Scheible (1998)) y nubes magnéticas (e.g., ver apéndice de Bothmer and Schwenn (1998), Lepping et al. (1990), Farrugia et al. (1999), Dasso et al. (2003b), Gulisano et al. (2005b)). Este método provee una muy buena estimación de la orientación de la NM si el parámetro de impacto es pequeño comparado con el tamaño de la NM y si la estructura magnética antes y después de alcanzar p es suficientemente simétrica (ver Capítulo 4).

Las observaciones del campo magnético realizadas por el satélite resultan discretas, con \vec{B}^m ($m = 1, 2, 3, \dots, M$) el campo observado en el tiempo t^m : $\vec{B}^m = \vec{B}(t^m)$.

La técnica de varianza mínima aplicada a la serie vectorial de observaciones provee la dirección \hat{n} en la cual se minimiza la desviación cuadrática media de $\vec{B} \cdot \hat{n}$ (recorriendo todas las direcciones posibles) y además provee las direcciones de variación máxima e intermedia. La variación del campo \vec{B} en una dirección genérica \hat{n} puede definirse como:

$$\sigma_{\hat{n}}^2 = \langle (\vec{B} \cdot \hat{n} - \langle \vec{B} \rangle \cdot \hat{n})^2 \rangle \quad (3.23)$$

donde el valor medio de una cantidad X está dado por: $\langle X \rangle = (1/M) \sum_{m=1}^M X^m$, y donde la minimización se realiza variando la dirección \hat{n} bajo la restricción $|\hat{n}|^2 = 1$.

Esta minimización puede realizarse usando el método de los multiplicadores de Lagrange, con λ el multiplicador en el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial}{\partial n_X} (\sigma^2 - \lambda(|\hat{n}|^2 - 1)) = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial n_Y} (\sigma^2 - \lambda(|\hat{n}|^2 - 1)) = 0 \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial}{\partial n_Z} (\sigma^2 - \lambda(|\hat{n}|^2 - 1)) = 0 \quad (3.26)$$

Donde las derivadas parciales se efectúan respecto de las componentes del vector normal \hat{n} . El sistema de ecuaciones precedente puede escribirse en forma matricial como:

$$\sigma^2 n_\nu = \sum_{\mu=1}^3 M_{\mu\nu} n_\mu = \lambda n_\nu \quad (3.27)$$

donde los subíndices $\mu, \nu = 1, 2, 3$ denotan las componentes ortogonales de la base por ejemplo $(\hat{X}_{GSE}, \hat{Y}_{GSE}, \hat{Z}_{GSE})$ y $M_{\mu\nu} = \langle B_\mu B_\nu \rangle - \langle B_\mu \rangle \langle B_\nu \rangle$ es la matriz de varianzas, la cual es simétrica con autovalores reales $\{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3\}$, y con autovectores $\{\hat{V}_1, \hat{V}_2, \hat{V}_3\}$ ortogonales entre sí, que representan las direcciones de mínima, intermedia y máxima variación del campo magnético a lo largo de dichas direcciones. Los autovalores proveen la varianzas σ^2 correspondiente a cada una de estas direcciones (Sonnerup and Scheible (1998)).

La matriz de transformación para pasar al sistema de coordenadas local (sistema nube) se construye con los autovectores $\{\hat{V}_1, \hat{V}_2, \hat{V}_3\}$, ordenados como vectores columna. Así, la matriz de rotación es \bar{T} , tal que:

$$\bar{T} = \{\hat{V}_1^t, \hat{V}_2^t, \hat{V}_3^t\}$$

donde el símbolo t significa trasponer los autovectores. Y entonces el vector campo magnético observado (\vec{B}_{obs}), escrito en la base hallada por VM, que denotamos \vec{B}_{VM} se escribe:

$$\vec{B}_{VM} = \bar{T} \vec{B}_{obs} \quad (3.28)$$

3.4.2. Varianza mínima aplicada a nubes magnéticas

Cuando la sonda observa una nube cilíndrica, si el parámetro de impacto es chico, las observaciones del campo magnético (\vec{B}^m) son tales que $\vec{B}_{Xnube}^m \sim 0$, existe una gran variación coherente de \vec{B}_{Ynube}^m y una variación coherente intermedia para \vec{B}_{Znube}^m , con valores bajos en el borde de la nube pasando por su máximo valor en el eje y volviendo a

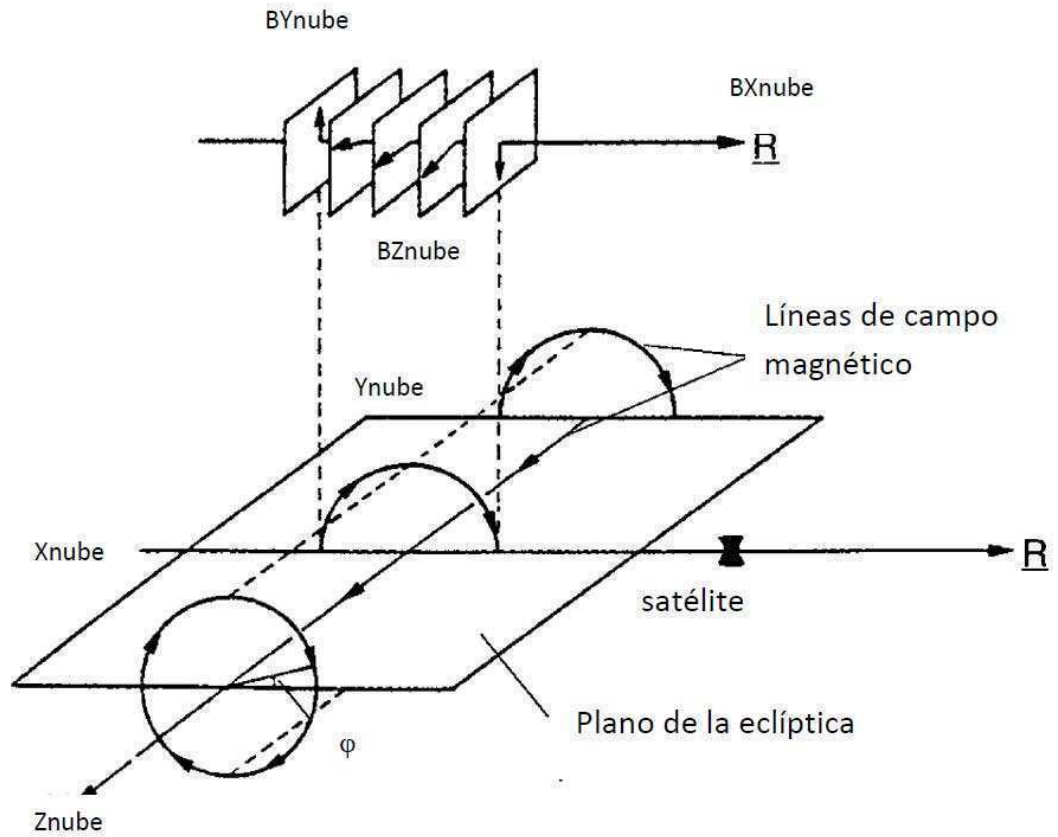


Figura 3.3: Esquema idealizado de la proyección de las líneas de campo magnético que se observarían durante el pasaje de una nube magnética en el plano de observación del satélite, adaptado de Bothmer and Schwenn (1998)

disminuir en el otro borde, como puede observarse en la Figura 3.3.

Así, este ordenamiento natural esperado en las varianzas de gran escala, permite usar el método VM y obtener como resultado las componentes del campo magnético en las coordenadas locales. Así, para observaciones dadas en la base GSE, se tiene:

$$\vec{B}_{nube} \sim \vec{B}_{VM} = \bar{T} \vec{B}_{GSE} \quad (3.29)$$

La técnica de VM aplicada a la serie temporal de observaciones del campo magnético puede estimar bastante bien la orientación del eje de la nube cuando la distancia entre el

eje y la trayectoria de la nave espacial en la nube magnética (el parámetro de impacto, p) es bajo respecto del radio de la nube, (ver e.g., Klein and Burlaga (1982), Bothmer and Schwenn (1998), Gulisano et al. (2005b), Gulisano et al. (2007)).

3.4.3. Ventajas de la utilización del método

Esta técnica tiene dos grandes ventajas respecto de técnicas más sofisticadas también utilizadas para hallar la orientación de una nube magnética: (1) es relativamente fácil de aplicar y (2) realiza un número pequeño de hipótesis sobre la configuración magnética. Desafortunadamente cuando p es significativo, la estimación dada por VM ya no es precisa y provee una orientación que se desvía de la real.

En el Capítulo 4 presentamos un estudio cuantitativo de los errores cometidos por este método, para lo cual se usan nubes ideales con simetría cilíndrica y configuración magnética libre de fuerzas. Las diferencias entre la dirección real del eje de la nube y aquella obtenida con el método VM fue presentada en Gulisano et al. (2007). Se encontró que esta diferencia entre ángulos es menor que 10% para $p/R \leq 0.3\%$, y se concluyó que es conveniente aplicar el método a la serie temporal de las observaciones del campo magnético normalizado (ver Sección 4.2.2).

Algunos autores utilizan la técnica de VM para determinar la orientación de NMs (Klein and Burlaga (1982), Bothmer and Schwenn (1998), Farrugia et al. (1999), Xiao et al. (2004), Gulisano et al. (2005b)). Otros autores usan VM para obtener una aproximación de primer orden para la orientación de la NM. Luego usan esta estimación (o semilla), como parámetros de entrada para realizar ajustes de diversos modelos propuestos para el campo magnético a los datos observados. Estos métodos necesitan hipótesis adicionales para construir un modelo magnético (e.g., Shimazu and Marubashi (2000), Mulligan and Russell (2001), Hidalgo et al. (2002), Cid et al. (2002), Hu and Sonnerup (2002),

Lynch et al. (2003), Hidalgo (2003), Gulisano et al. (2005b)).

Como contrapartida, VM, sólo requiere una varianza bien ordenada de gran escala del campo magnético en las tres direcciones espaciales. Varias de estas diferentes técnicas se han comparado usando las salidas de simulaciones numéricas en NMs Riley et al. (2004b). Estos autores encontraron que para valores pequeños del parámetro de impacto estas técnicas proveen orientaciones que difieren de las reales en $\sim 10^\circ - 30^\circ$ en el ángulo de latitud del eje de la NM y en $\sim 10^\circ$ en el ángulo de longitud, sin embargo cuando p crece, las diferentes técnicas difieren significativamente entre sí, y ninguna de ellas logra recuperar los parámetros de las nubes simuladas.

3.4.4. Comparación con modelos de campo magnético

En esta Sección se explica el procedimiento para realizar el ajuste de los distintos modelos de configuraciones magnéticas discutidos en la Sección 2.5 a las observaciones magnéticas.

A partir de la velocidad media del plasma en la nube y utilizando la orientación del eje, se estima el radio R de la nube (ver ecuación (3.19)). También se asocia cada tiempo de observación t^m con la distancia correspondiente desde el satélite al eje de la nube (ρ^m), relacionando de esta manera las observaciones del campo magnético dentro de la nube con la distancia al eje, es decir $\vec{B}_{obs}(\rho)$.

Definimos una función residual (χ^2) comparando las observaciones $\vec{B}_{obs}(t)$ con los valores esperados según el modelo propuesto, $\vec{B}_{modelo}(\rho(t))$, para cada uno de los 4 modelos descritos en el Capítulo 2, Sección 2.5: {LU, GH, HI y CI}.

Dado que el modelo está dado en el 'sistema nube', y las observaciones en GSE, usamos el método de VM para realizar la transformación y poder realizar la comparación

de las componentes en la misma base. Esa función residual resulta:

$$\chi^2 = \sum_{m=1}^M [(B_{X_{obs}} - B_{X_{modelo}})^2 + (B_{Y_{obs}} - B_{Y_{modelo}})^2 + (B_{Z_{obs}} - B_{Z_{modelo}})^2]. \quad (3.30)$$

Minimizamos χ^2 mediante un ajuste no lineal estándar utilizando una rutina (que fue programada como parte del desarrollo de este trabajo de Tesis) del tipo Levenberg-Marquardt (Press et al. (1992)) ajustando los parámetros de los modelos B_0 y τ_0 (Ver Capítulo 2, Sección 2.5).

3.5. Análisis de nubes magnéticas mediante ajuste simultáneo

Como una alternativa al método de la Sección 3.4, la configuración magnética de las NMs pueden ser estudiadas ajustando los parámetros físicos (B_0 y τ_0) del modelo propuesto, simultáneamente con los parámetros geométricos (θ , ϕ , p/R). La dificultad de esta técnica reside en el gran número de parámetros libres a ajustar (5) durante la minimización. Sin embargo, considerando cuidados especiales para no encontrar mínimos locales no deseados de la funcional a minimizar, este método tiene la ventaja de hallar una estimación de p/R , que no puede ser cuantificada directamente con el método de varianza mínima, excepto con análisis detallados de las componentes de \vec{B} (ver Sección 4.2.9).

El procedimiento propuesto en esta Sección consiste entonces en minimizar la ecuación (3.30) pero ahora la orientación (θ y ϕ) y el parámetro de impacto (p) no están fijados como en el caso anterior sino que son libres y resultan del proceso de ajuste simultáneo (AS). Cuando se utiliza este procedimiento ajustando al modelo LU, se indica con la sigla AS.

Para realizar la minimización, se utiliza una rutina del tipo Levenberg-Marquardt (Press et al. (1992)) que fue desarrollada durante esta Tesis. Se exploró también la estabilidad de los códigos y su sensibilidad frente a distintos límites de variación de cada uno de los parámetros.

3.6. Método directo

Si se aplica el método de varianza mínima para orientar las estructuras y se considera la hipótesis de simetría cilíndrica local para la estructura magnética, es posible calcular los Flujos F_z y F_ϕ , y la Helicidad magnética relativa H , directamente a partir de las observaciones (Método Directo, MD) sin mediar ningún modelo en particular (ver Secciones 3.6.1 a 3.6.3). La ventaja de este tipo de estimaciones reside en la mínima cantidad de suposiciones necesarias para realizar el cálculo (simetría cilíndrica local y $p \ll R$). Además, en el caso en que el parámetro de impacto no es nulo, la corrección para los Flujos y la Helicidad es $\sim (p/R)^2$ por lo tanto una incerteza del 10 % en p/R introduce un error de sólo un 1 % en los Flujos y la Helicidad (Dasso et al. (2006)).

3.6.1. Estimación del Flujo magnético axial

Con los datos de la serie temporal del campo magnético $\vec{B}^m = \vec{B}(\rho(t^m))$ en el sistema local de la nube, es posible calcular el Flujo parcial $F_z(\rho)$ integrando numéricamente la ecuación (2.27).

Primero se calcula esta integral usando el método de trapecios acumulados, a partir de los datos observados en la primera mitad del cilindro, $\rho(t^m) \in (-R, 0)$, trayectoria que corresponde al satélite entrando a la nube ($F_{zentrante}$). Luego se realiza la integración numérica para la segunda mitad $(0, R)$ cuando el satélite sobrepasa el eje de la nube y va abandonando la estructura ($F_{zsaliente}$). De esta manera se obtienen valores acumulados finales entrantes y salientes, y puede calcularse el promedio de ambos:

$$F_{zobs} = \frac{(F_{zentrante} + F_{zsaliente})}{2} \quad (3.31)$$

3.6.2. Estimación del Flujo magnético azimutal

El flujo magnético a través de la cara lateral del cilindro (Flujo azimutal, ver Sección 2.4, ecuación (2.28), Figura 2.2), se puede calcular directamente integrando numéricamente las observaciones de $B_\phi(t) = B_\phi(\rho(t))$:

$$F_\phi(\rho) = L \int_0^\rho B_\phi(\rho') d\rho' \quad (3.32)$$

En forma similar a lo realizado para estimar F_z , se obtienen los Flujos totales con $\rho = R$, $F_{\phi_{entrante}}$ y $F_{\phi_{saliente}}$ y su promedio:

$$F_{\phi_{obs}} = \frac{(F_{\phi_{entrante}} + F_{\phi_{saliente}})}{2} \quad (3.33)$$

3.6.3. Estimación de la Helicidad magnética relativa

La componente azimutal del vector potencial, $A_\phi(\rho)$, correspondiente a un campo con simetría cilíndrica puede ser reescrita en función del flujo parcial $F_z(\rho)$ a través de una superficie perpendicular al eje de la nube (Dasso et al. (2005b)):

$$A_\phi(\rho) = \frac{1}{\rho} \int_0^\rho \rho' B_z(\rho') d\rho' = \frac{F_z(\rho)}{2\pi\rho} \quad (3.34)$$

y por lo tanto, la Helicidad magnética relativa (ver Sección 2.3.2) puede ser calculada como una integral de B_ϕ pesada con el Flujo acumulado (Dasso et al. (2005b)):

$$H = 2\pi \int_0^R A_\phi(\rho) B_\phi(\rho) \rho d\rho = 2L \int_0^R B_\phi(\rho) F_z(\rho) d\rho \quad (3.35)$$

Esta integral puede calcularse numéricamente a partir de las observaciones de B_z y (y el Flujo acumulado F_z) y B_ϕ . Así, se pueden obtener valores de $H_{entrante}$ y $H_{saliente}$, y además se puede calcular el promedio de ambos: $H_{obs} = (H_{entrante} + H_{saliente})/2$.

3.7. Análisis detallado de un evento de estudio

3.7.1. Evento observado en 18 – 19 octubre 1995 a 1 UA

En esta Sección se presenta un análisis detallado que usa métodos desarrollados en Secciones previas, aplicadas a la nube magnética observada el 18 – 19 de Octubre de 1995. En la Sección 3.8 se presentan resultados del mismo tipo de análisis a una muestra de 20 eventos.

Los datos de plasma y campo magnético obtenidos por Wind indican que la nube se encuentra con el satélite a las $\sim 19:00$ TU del 18 de octubre de 1995 (Lepping et al. (1997)). Varios autores (por ejemplo Lepping et al. (1997), Janoo et al. (1998), Collier et al. (2001)), han tomado como borde final ~ 23 TU, del 19 de octubre de 1995, que es muy similar al borde elegido por nosotros ~ 24 TU.

3.7.2. Estimación de la longitud del eje de la nube magnética

Es necesario hallar una manera de estimar la longitud (L) de la NM puesto que F_ϕ y H dependen de L (ver ecuaciones (2.28) y (2.29)). En general, L puede estimarse a primer orden como $L \sim 2$ UA, utilizando la hipótesis de conectividad de la nube con el Sol por ambos extremos (tomando así una longitud total igual al doble de la distancia Sol-Tierra).

En el caso de esta nube particular, los estudios realizados por Collier et al. (2001) encuentra flujos bidireccionales de electrones (Ver Sección 3.1) lo cual indica conectividad con el Sol. Si además se tiene en cuenta la curvatura del eje principal (como puede observarse en el esquema de la Figura 3.1) la longitud puede estimarse como $L \sim 2.4$ UA.

3.7.3. Análisis de la orientación con varianza mínima

Se aplica el método de VM a observaciones de \vec{B} para este evento, y se obtiene la orientación del eje de la NM, resultando: $\theta = -13,7^\circ$ y $\phi = 286,9^\circ$. Se trata entonces de

Cuadro 3.1: Orientación y radio obtenidas para la nube 18 - 19 oct. 1995 por diferentes autores

Autor	θ	ϕ	R (UA)
Gulisano et al.	-13.7	286.9	0.140
Lepping et al.	-12	291	0.135
Hidalgo et al.	-16	282	0.130

una nube con su eje casi recostado sobre el plano de la eclíptica, ligeramente apuntando hacia abajo y hacia el oeste solar.

El radio de la estructura resulta $R = 14 \times 10^{-2}$ UA. La orientación, el diámetro y los parámetros físicos también fueron determinados por Lepping et al. (1997) para este evento bajo la hipótesis de un modelo libre de fuerzas lineal y por Hidalgo et al. (2002) bajo la hipótesis de un modelo de corriente constante no libre de fuerzas (ver Sección 2.5), siendo ambas estimaciones consistentes con nuestros resultados, como puede observarse en el Cuadro 3.1, donde se detallan las orientaciones y radios obtenidos. Se observan a lo sumo diferencias de $\sim 2^\circ$ en la determinación de θ y $\sim 4^\circ$ en la determinación de ϕ y $\sim 7\%$ para la determinación del radio.

En la Figura 3.4 se muestran las componentes observadas del campo magnético en las coordenadas provistas por la sonda (GSE) con una cadencia temporal de 3 segundos, con líneas de trazos verticales se indican el comienzo y fin de la estructura.

En la Figura 3.5 se muestran las componentes del campo magnético en las coordenadas nube, una vez aplicada la rotación usando el método de varianza mínima, donde puede notarse la mayor varianza del campo B_{Ynube} (segundo panel), la varianza intermedia de B_{Znube} (tercer panel) y la varianza más baja dada por B_{Xnube} (primer panel), como es de esperarse para un caso cercano al ideal mostrado en la Figura 3.3. También se muestra (último panel) el módulo del campo, donde se observa el aumento de su intensidad

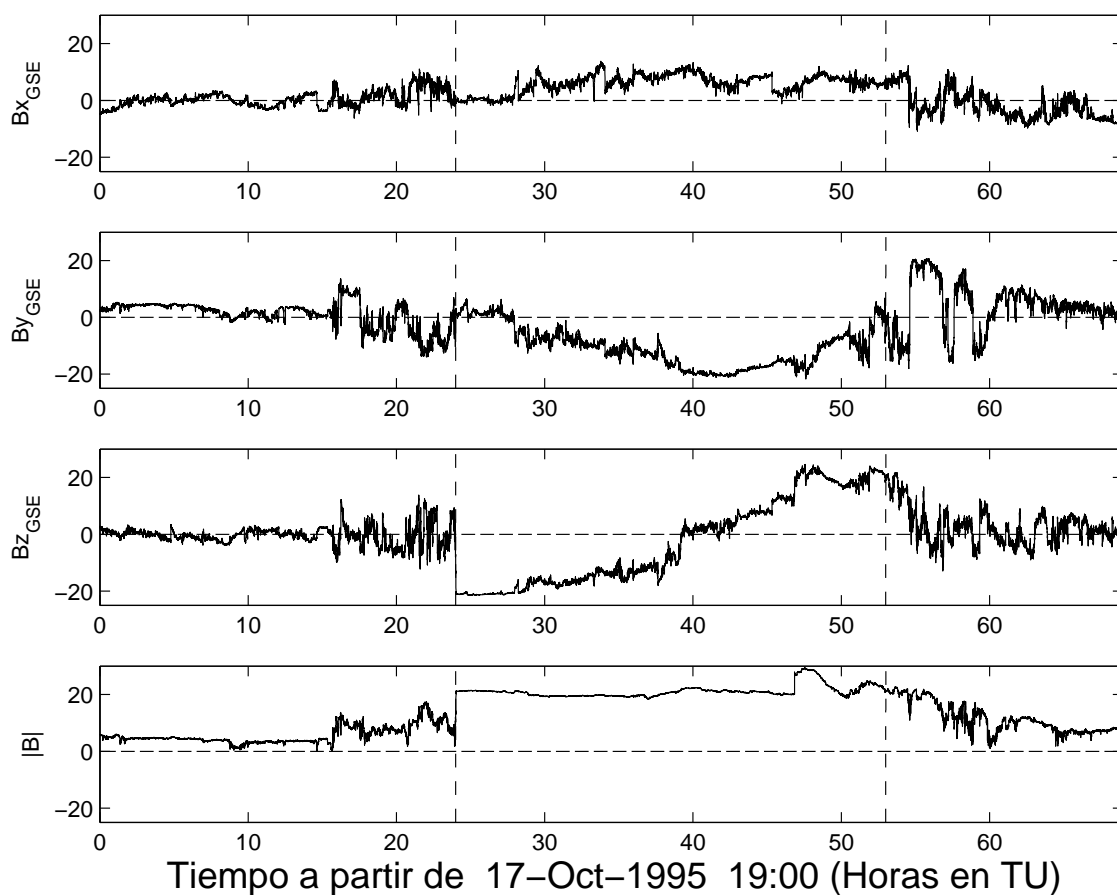


Figura 3.4: Campo magnético (nT) observado por la sonda Wind a 1 UA, se muestran las componentes en la base GSE y se indica con líneas de trazos verticales el comienzo y fin de la estructura, el tiempo se mide en horas a partir de la fecha y hora indicadas en Tiempo Universal (TU).

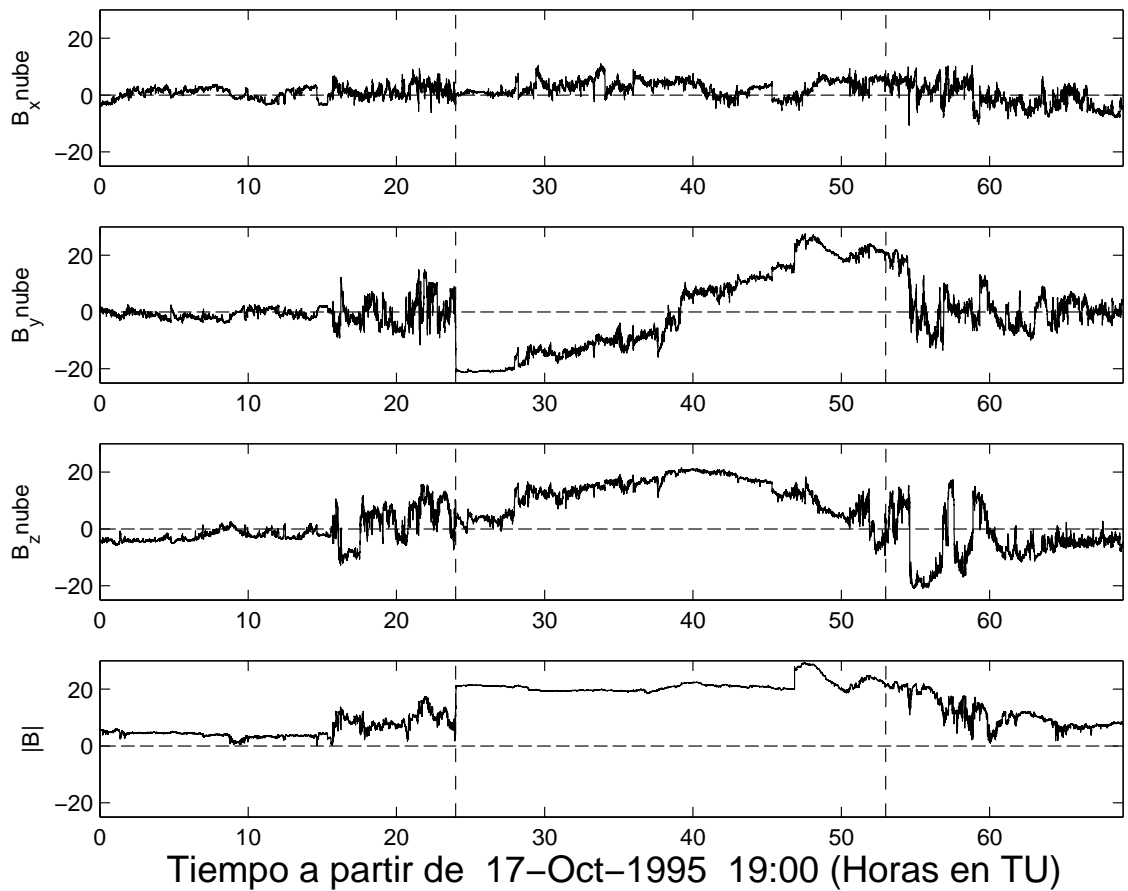


Figura 3.5: Campo magnético (nT) observado por la sonda Wind a 1 UA, se muestran las componentes en la base local ('sistema nube') y se indica con líneas de trazos verticales el comienzo y fin de la estructura.

dentro de la nube, respecto del viento solar ambiente.

3.7.4. Comparación del campo observado con diferentes modelos

Para filtrar las fluctuaciones de escala pequeña y analizar la estructura magnética de gran escala se suavizan los datos, que originalmente tienen una cadencia temporal de 3 segundos, de tal forma que se obtienen 100 puntos por cada serie temporal. Para ello se programó un código para realizar el suavizado lineal a primeros vecinos mediante un filtro, que permite interpolar entre los datos originales de forma tal que el error cuadrático medio

entre ellos y sus valores originales se vea minimizado (haciendo uso del comando `interp` de matlab).

Una vez rotada la estructura (usando VM), se ajustaron los parámetros libres de cada uno de los cuatro modelos descritos en la Sección 2.5, los resultados se muestran en el Cuadro 3.2, donde se observa que la determinación de B_0 difiere a lo sumo en ~ 2.5 nT variando los modelos.

La mayor diferencia en la determinación de τ_0 corresponde al modelo GH (que proporciona el mayor valor) y al modelo HI (que proporciona el menor valor). Este ordenamiento en los valores de τ_0 se observa también en el resto de las nubes analizadas (ver Sección 3.8).

A partir de reemplazar los parámetros obtenidos en las expresiones teóricas de F_Z , F_ϕ y H para cada uno de los 4 modelos (ver Sección 2.5) se realizan estimaciones para estas cantidades. Los resultados se muestran en el Cuadro 3.3. Puede observarse que el mayor apartamiento de los valores obtenidos para los cuatro modelos respecto del promedio corresponde a: $\sim 20\%$ para F_Z , $\sim 13\%$ para F_ϕ , y $\sim 26\%$ para H .

La fuente solar de este evento está localizada en la región activa (AR) NOAA 7912 (van Driel-Gesztelyi et al. (2000)). Es posible modelar el campo magnético en la región coronal fuente, extrapolando la componente del campo fotosférico observado a lo largo de la línea de visión, bajo la hipótesis de una configuración coronal de campo lineal libre de fuerzas (ver por ejemplo Alissandrakis (1981), Mandrini et al. (1996), Demoulin et al. (1997)). Los magnetogramas de campo fotosférico a lo largo de la línea de visión se usan como condición de contorno y el valor del parámetro libre del campo coronal se determina mediante el ajuste de las líneas de campo suponiendo que estos son paralelos a los lazos observados en rayos X (emisión que puede ser interpretada como indicador de la distribución de masa coronal).

Cuadro 3.2: Parámetros físicos (B_0, τ_0) obtenidos mediante el procedimiento explicado en la Sección 3.4.4 para los modelos de Lundquist (LU), Gold-Hoyle (GH), Hidalgo et al. (HI), Cid et al. (CI) y de ($B_0, \tau_0, p/R, \theta, \phi$, y p) obtenido mediante el procedimiento de ajuste simultáneo (AS) explicado en la Sección 3.5.

Parámetro	LU	GH	HI	CI	AS
B_0 (nT)	24.3	25.8	23.3	18.6	24.8
τ_0 (AU^{-1})	10.0	13.8	8.2	10.3	9.1
p (AU)	-	-	-	-	-0.015
p/R	-	-	-	-	-0.107
θ°	-13.7	-13.7	-13.7	-13.7	-14.6
ϕ°	286.9	286.9	286.9	286.9	287.9

A partir de modelar la configuración de campo magnético coronal y de usar apropiadas expresiones para la Helicidad magnética, (Luoni et al. (2005)) estima la variación de la Helicidad coronal, antes y después de la eyección de esta nube. El valor obtenido fue $\Delta H_{cor} \sim +4.5 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$. Utilizando el modelo LU y los parámetros ajustados para esta nube se calculó la Helicidad en la NM que resulta $H_{NM} = +9.4 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$. El buen acuerdo de ΔH_{cor} con H_{NM} permite validar nuestro método de cálculo de las cantidades físicas contenidas en tubos de flujo magnético en el viento solar.

El signo de la Helicidad puede obtenerse sin necesidad de utilizar ningún modelo, ya que puede deducirse a partir del comportamiento global de las componentes del campo. Para una estructura helicoidal ideal con Helicidad positiva (es decir giro dextrógiro cuando se avanza a lo largo de las líneas de campo del centro de la nube) un satélite que atraviese la nube con parámetro de impacto nulo observará $B_{Ynube} < 0$ desde que ingresa a la nube hasta que alcanza el eje de la misma, mientras que B_{Ynube} tendrá el signo contrario después de sobrepasar el eje, en acuerdo con el evento estudiado en esta Sección (ver segundo panel de la Figura 3.5). Por el contrario, para un tubo con Helicidad negativa (levógiro) la sonda observará $B_{Ynube} > 0$ desde que ingresa a la estructura hasta alcanzar el eje de la

Cuadro 3.3: Magnitudes globales (F_z , F_ϕ , H) obtenidas reemplazando los parámetros físicos (B_0, τ_0) del Cuadro 3.2 en las ecuaciones para las magnitudes globales de la Sección 2.5. También se presentan resultados de las magnitudes globales entrantes y salientes y el promedio para el procedimiento directo (MD) explicado en la Sección 3.6.

Magnitud Física	LU	GH	HI	CI	AS	MD
$F_z(10^{21} Mx)$	1.1	1.4	1.0	1.2	1.3	1.2
$F_{zentrante}$						1.2
$F_{zsaliente}$						1.2
$F_\phi(10^{21} MxUA^{-1})$	3.1	3.1	4.0	4.0	3.2	4.4
F_{\phientrante}						4.3
F_{\phisaliente}						4.5
$H(10^{42} Mx^2UA^{-1})$	3.9	4.6	5.8	6.6	5.4	5.7
$H_{entrante}$						6.5
$H_{saliente}$						7.2

misma y luego cambiará de signo.

En la Figura 3.6 puede observarse el gráfico de la componente B_{znube} en función de la componente B_{ynube} (hodograma), del campo magnético suavizado a 100 puntos. Las 3 primeras observaciones (cuando el satélite empieza a observar la estructura) se señalan con asteriscos y las últimas 3 observaciones se indican con rombos. Los valores de las componentes del campo magnético observado se indican con círculos pequeños. Puede observarse para este evento, que \vec{B}_{obs} desarrolla una rotación coherente de poco más de 180° . Este sentido de rotación corresponde a un helicoide con Helicidad positiva, ya que B_{ynube} comienza con valores negativos y finaliza con valores positivos. El comportamiento de las componentes del campo es el que se esperaría según las proyecciones en el plano perpendicular al pasaje del satélite en el esquema ideal de la Figura 3.3.

La Figura 3.7 presenta la serie temporal B_{ynube} observada (señalado con círculos) y la reconstrucción de esta componente del campo según el ajuste con cada uno de los cuatro modelos estudiados. Con línea llena se indica el modelo LU, con línea de puntos el modelo GH, con asteriscos el modelo HI y con signos + el modelo CI (ver Sección 2.5).

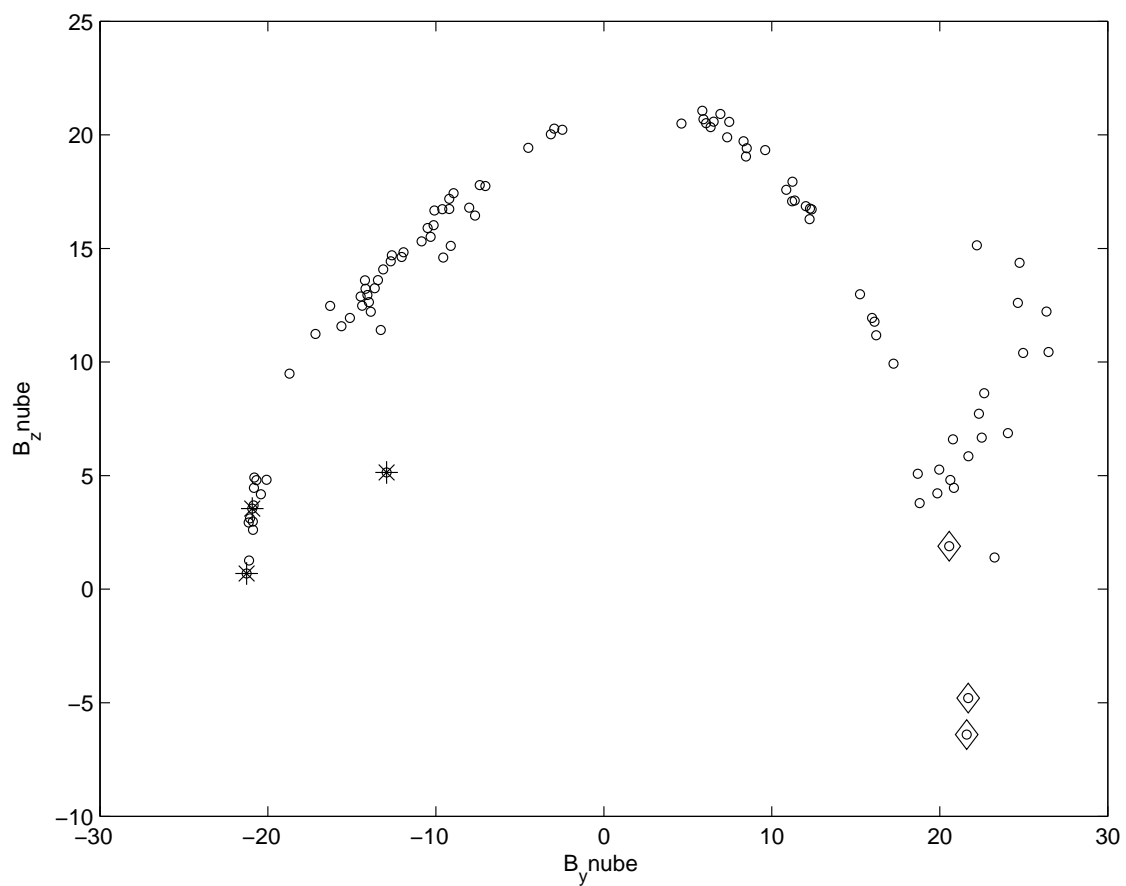


Figura 3.6: Hodograma mostrando la rotación coherente del campo magnético (nT) suavizado a 100 puntos. Con asteriscos se muestran las 3 primeras observaciones de la rotación, con rombos las últimas 3. Las observaciones se señalan con círculos. Esta nube presenta una Helicidad positiva.

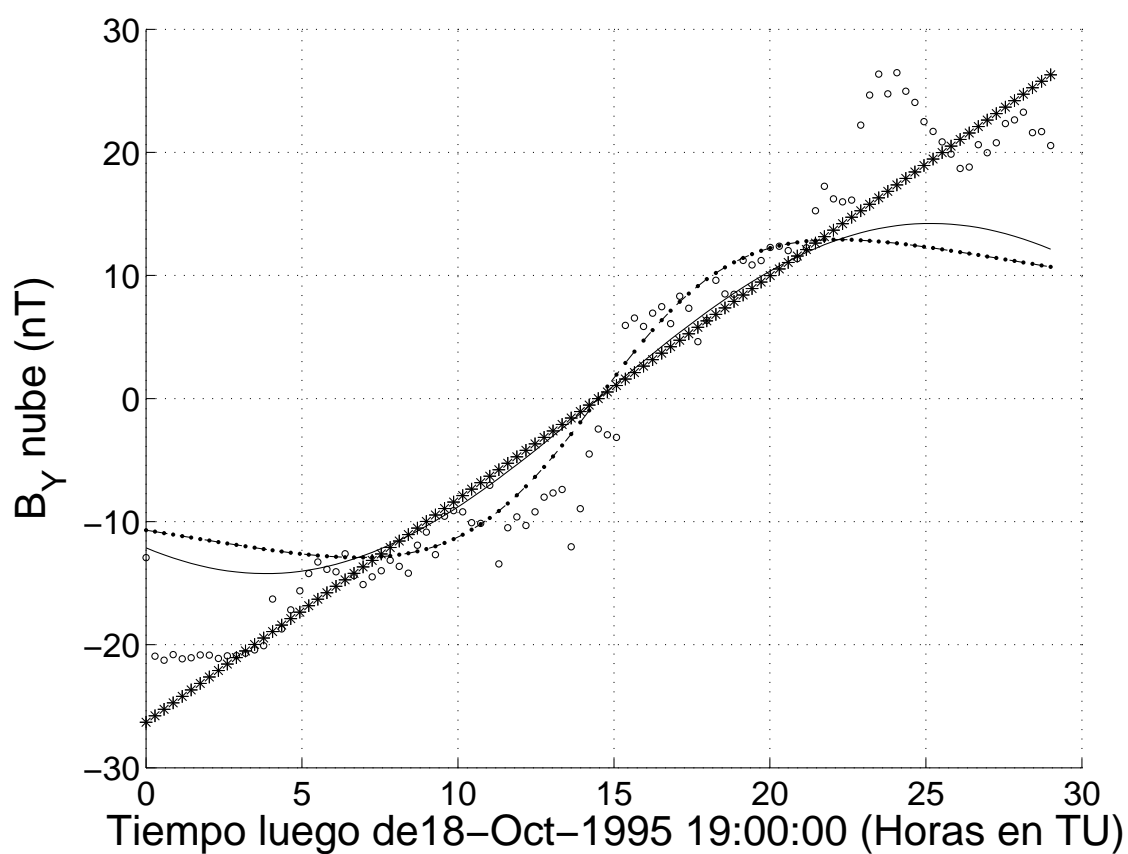


Figura 3.7: Componente B_Y nube del campo magnético (nT) suavizado a 100 puntos para el evento. Los círculos muestran el campo observado. La línea llena, la línea de puntos, los asteriscos y los signos + corresponden a los modelos LU, GH, HI y CI, respectivamente.

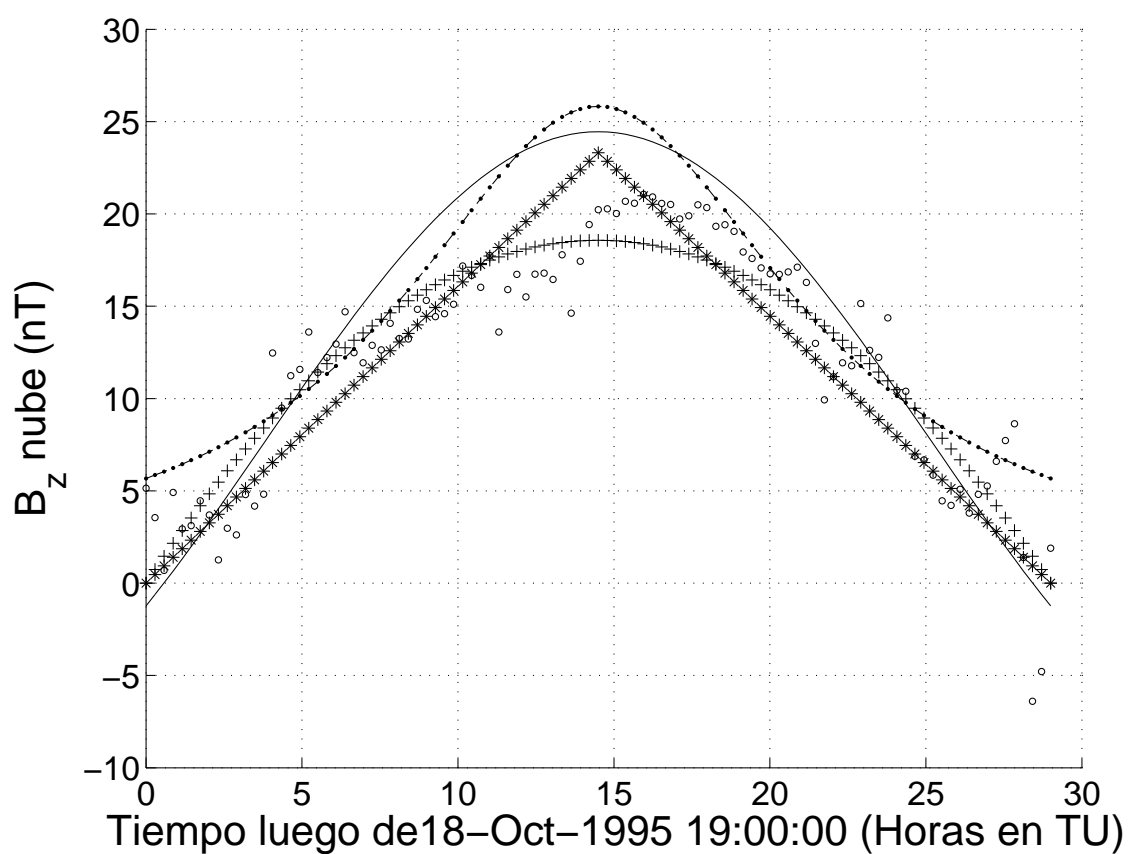


Figura 3.8: Componente B_z nube del campo magnético (nT) suavizado a 100 puntos. Los círculos muestran el campo observado. La línea llena, la línea de puntos, los asteriscos y los signos + corresponden a los modelos de LU, GH, HI y CI, respectivamente.

Puede observarse que el valor absoluto de la componente de B_Ynube es subestimada por los dos modelos libres de fuerzas (LU y GH) cerca de los bordes de la nube, mientras que los datos en el centro de la nube son mejor ajustados por estos dos modelos. Esto indica que o bien, en la periferia de la nube, la tensión magnética resulta mayor que la predicha por estos modelos, o bien la curvatura de las líneas de campo en esta región se apartan de la estructura circular con el radio global R de la nube.

La Figura 3.8 muestra B_Znube observada y los modelos ajustados (utilizando la misma convención que en la Figura 3.7). En la Figura 3.8 se observa que para este evento, B_Znube cerca del centro de la nube es sobrestimado por los modelos LU, GH y HI pero todos los modelos acordaron bien con las observaciones cerca de los bordes. Esto indica que en esta nube la fuerza de presión cerca del centro es menor que la predicha por estos modelos de equilibrio, indicando una posible fuente de Energía libre para desarrollar una evolución dinámica (ver Sección 5.3).

3.7.5. Análisis con 'Ajuste Simultáneo'

Como método alternativo al detallado en la Sección previa, se realiza un ajuste simultáneo a las observaciones de todos los parámetros libres del modelo LU, tanto geométricos como físicos (AS), como se detalla en la Sección 3.5. Los resultados se muestran en la última columna del Cuadro 3.2. En cuanto a la orientación puede observarse una diferencia de sólo $\sim 1^\circ$ en la determinación tanto de θ como de ϕ , respecto del método de VM, una diferencia muy baja, que se debe a que el parámetro de impacto es bajo para esta nube. Los parámetros físicos obtenidos con AS varían en menos de un 10% respecto a los obtenidos usando la orientación dada con VM y el modelo LU.

En la Figura 3.9 puede observarse la componente B_Znube observada (línea llena) y el ajuste (línea de puntos) en función de la distancia al eje (ρ). El parámetro de impacto es

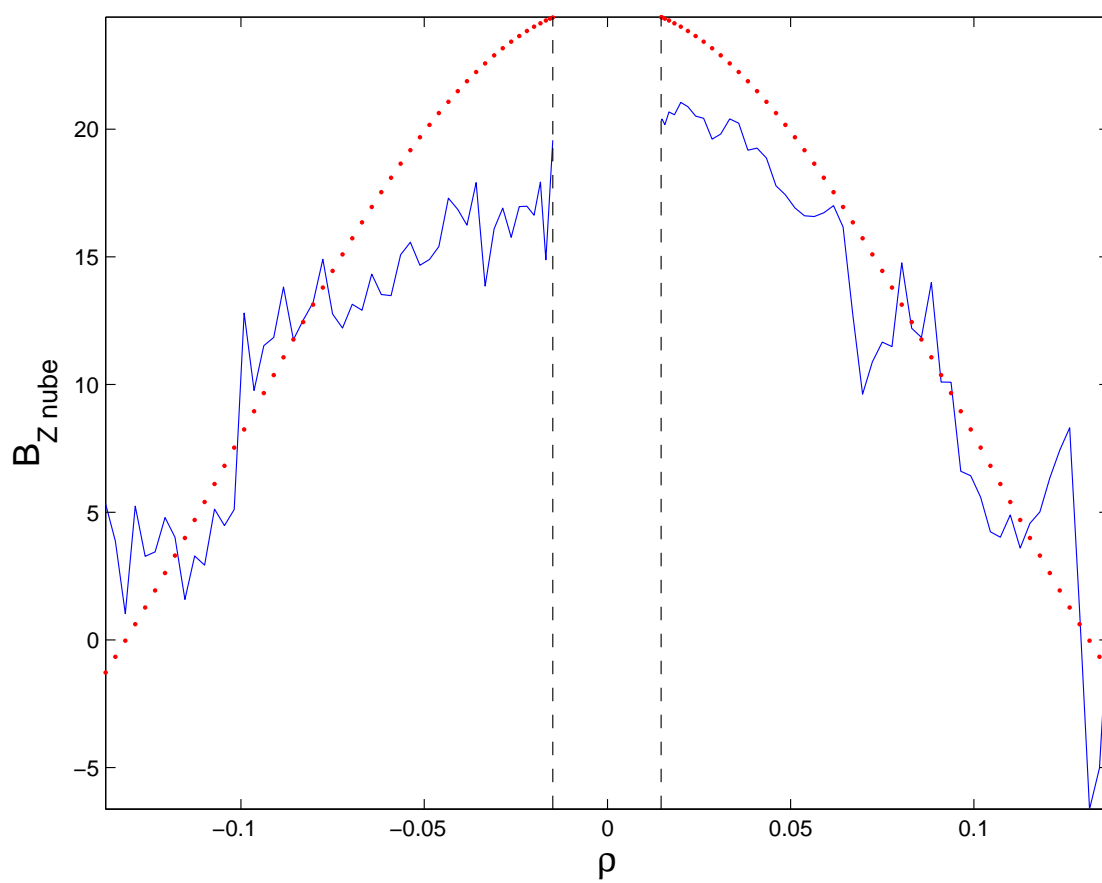


Figura 3.9: observaciones de B_{znube} (nT) (línea llena) en función de la distancia al eje ρ (UA) junto con el ajuste AS (línea de puntos).

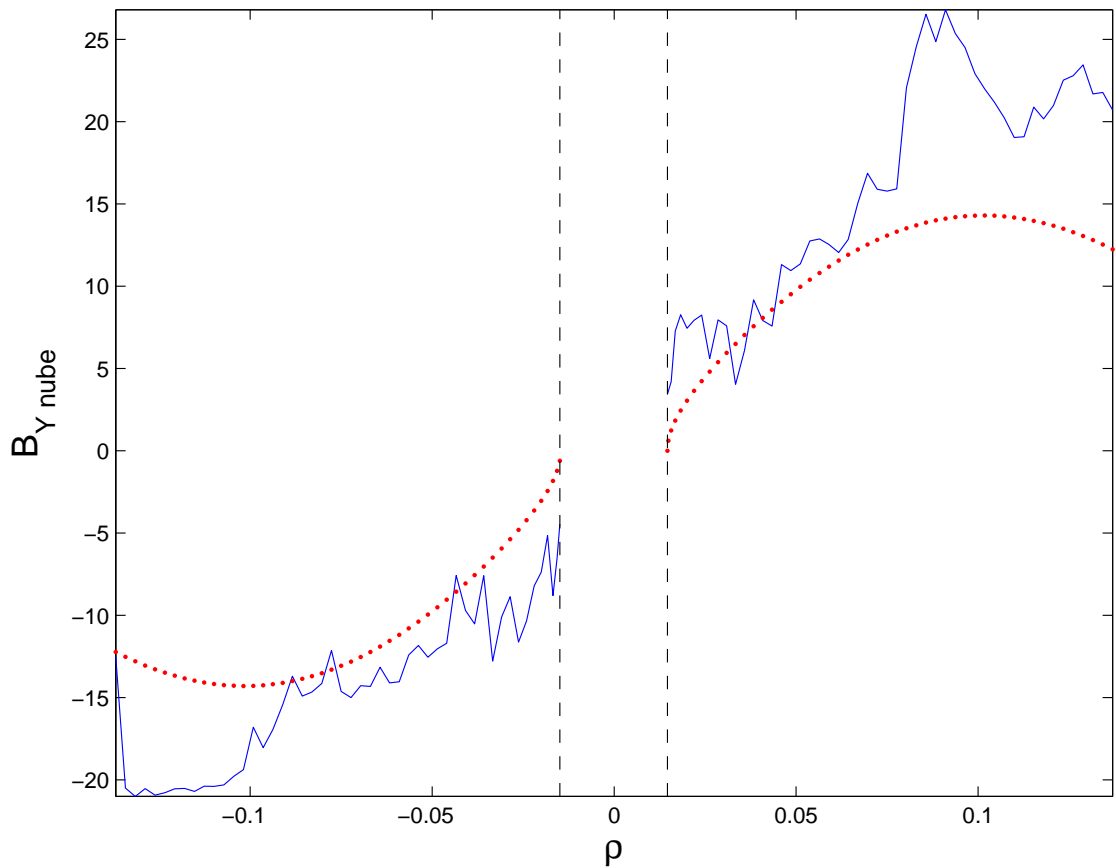


Figura 3.10: Idem Figura 3.9 pero mostrando la componente $B_{Y\text{ nube}}$ (nT) del campo magnético dentro de la nube.

pequeño ($p = -0.0147$ UA), y en la Figura se indica la región de la nube que no puede ser observada por la sonda ($\rho < |p|$) entre las líneas verticales de trazos.

El ajuste es muy bueno cerca de los bordes de la estructura, mientras que cerca del centro presenta apartamiento como ocurre cuando se utiliza VM y el modelo LU (ver Sección 3.7.4).

La Figura 3.10 muestra la componente $B_{Y\text{ nube}}$ (línea llena) y el ajuste (línea de puntos) en función de la distancia al eje (ρ). A diferencia de la componente $B_{Z\text{ nube}}$, el ajuste resulta muy bueno cerca del centro, mientras que se aparta un poco en los bordes. También presenta buen acuerdo con los resultados cuando se usa VM y se modela con LU,

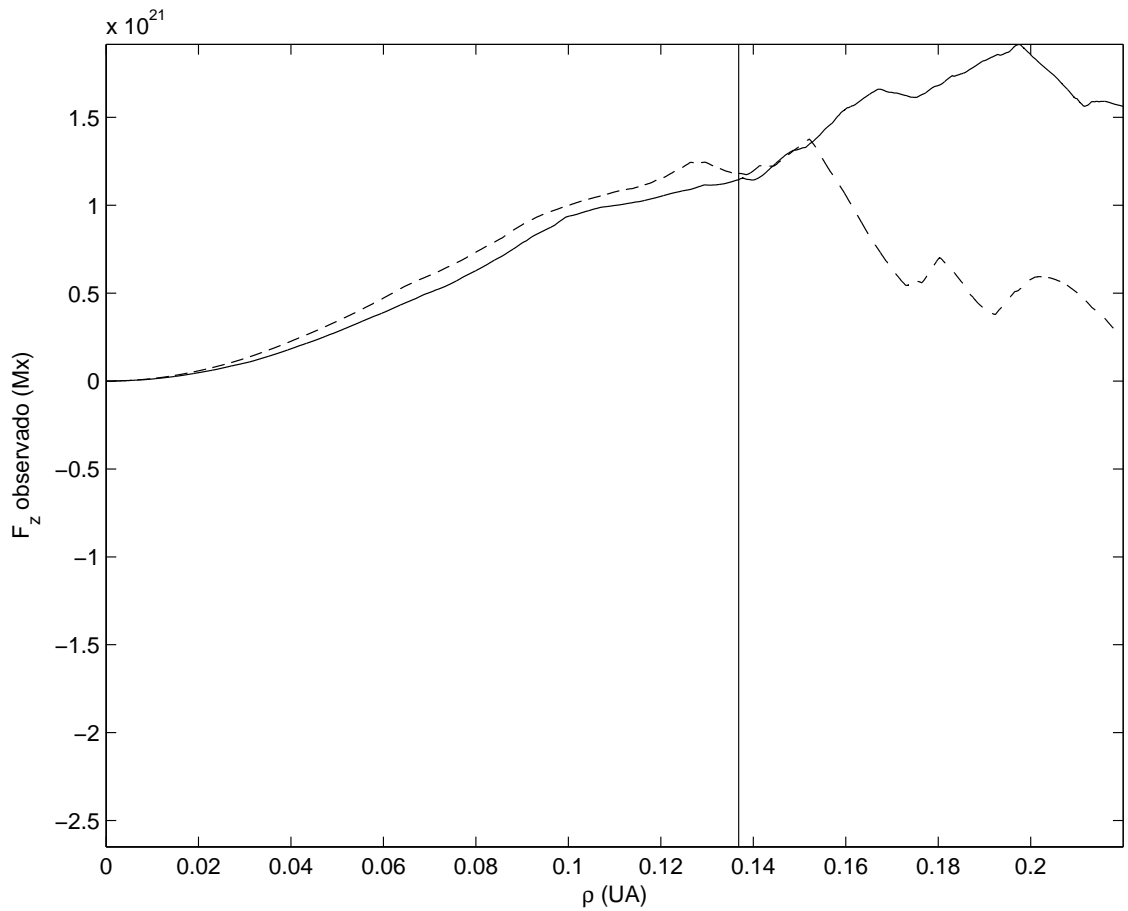


Figura 3.11: Flujo magnético F_z acumulado (Mx) entrante y saliente a partir de la integración numérica del campo observado, con línea vertical se indica el borde de la NM.

validando los resultados de la Sección 3.7.4.

3.7.6. Análisis con 'Método Directo'

En esta Sección se presentan resultados de aplicar el método MD (descrito en la Sección 3.6) al evento del 18 – 19 de Octubre de 1995. Se estiman los Flujos magnéticos y la Helicidad magnética relativa entrantes y salientes mediante la integración numérica del campo, a partir de lo explicado en las Secciones 3.6.1, 3.6.2, y 3.6.3.

En la Figura 3.11 se muestra el flujo acumulado $F_{zentrante}$ (línea llena) y los valores

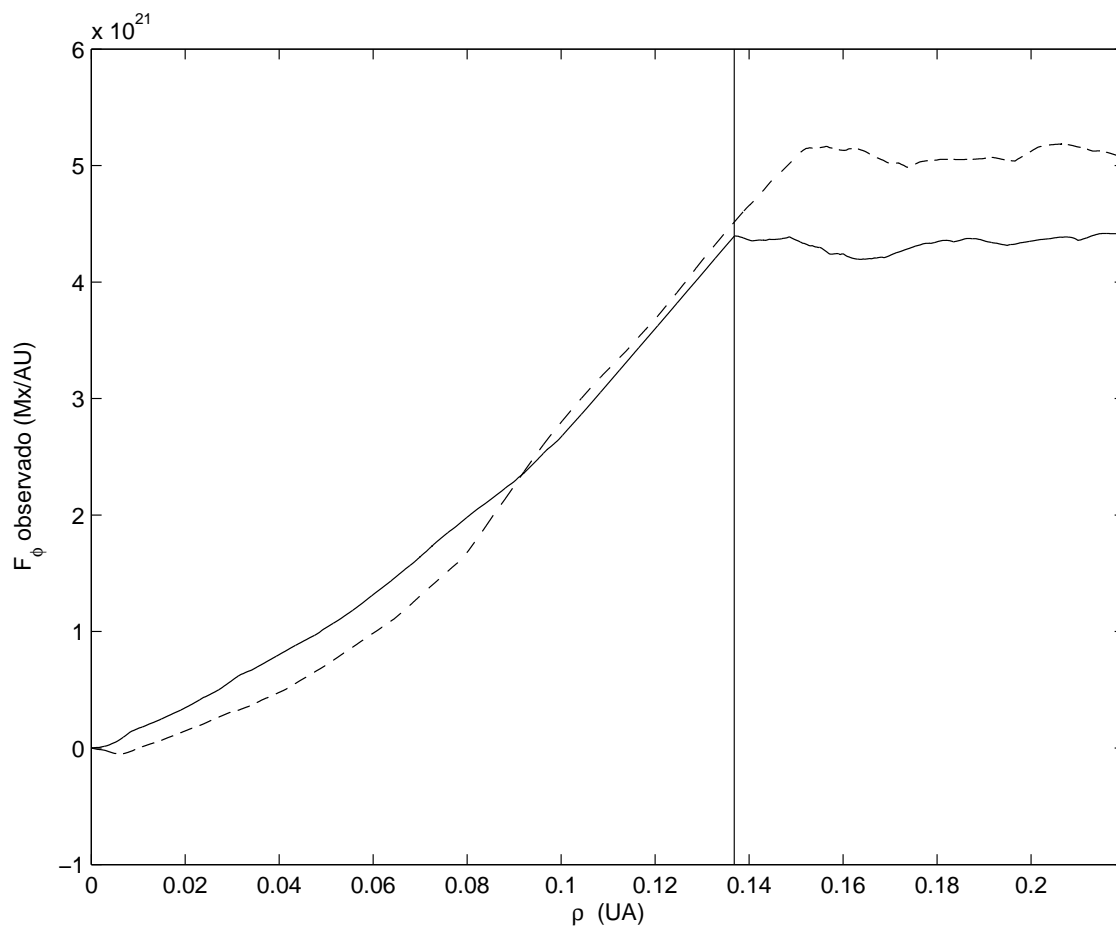


Figura 3.12: Flujo magnético F_ϕ por unidad de longitud acumulado (MxUA^{-1} en el mismo formato que para la Figura 3.11).

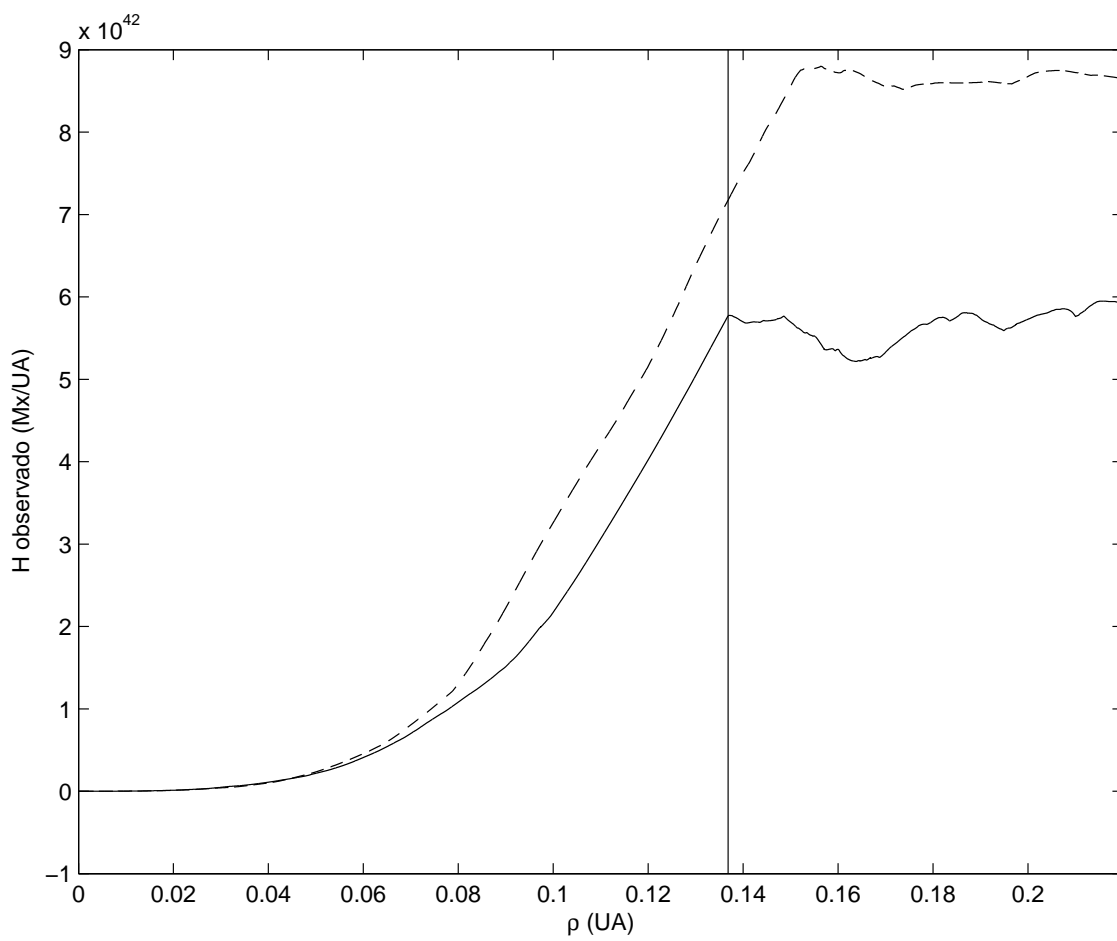


Figura 3.13: Idem que las Figuras 3.11 y 3.12 para la Helicidad magnética relativa por unidad de longitud ($\text{Mx}^2 \text{UA}^{-1}$).

de $F_{z\text{saliente}}$ (línea rayada), donde puede observarse un muy buen acuerdo entre los valores para $F_z(\rho)$ entrante y $F_z(\rho)$ saliente entre el centro de la nube hasta aproximadamente un radio de $\sim R/3$, luego existe una ligera asimetría y los valores vuelven a ser un poco más similares en el borde del cilindro, donde se observa un cambio abrupto en la pendiente para ambas ramas.

La Figura 3.12 muestra el flujo azimutal acumulado por unidad de longitud en el mismo formato que la Figura 3.11. Nuevamente puede observarse un cambio muy notorio de pendiente en $\rho = R$, lo cual confirma nuestra hipótesis sobre la ubicación del borde de la estructura magnética helicoidal. En la Figura puede observarse además una pequeña asimetría en las ramas entrante y saliente .

Se integra además numéricamente la ecuación (3.35) para obtener Helicidad magnética directamente desde las observaciones. En la Figura 3.13 se muestran la Helicidad magnética entrante y saliente, donde se observa un comportamiento similar en ambas ramas. Al igual que en las Figuras anteriores también existe un cambio en la pendiente en la rama entrante cuando $\rho \sim R$.

El análisis conjunto de estas tres Figuras indica que la hipótesis de estructura cilíndrica representa mejor la estructura central de esta nube.

Este tipo de análisis (en particular las discontinuidades en las pendientes que se observan en los bordes) es de gran utilidad para mejorar las estimaciones del comienzo y final de las helicoides, y consecuentemente permite mejorar las estimaciones de las propias cantidades globales contenidas en las nubes (F_z, F_ϕ, H).

Cuadro 3.4: Lista de eventos. Se muestran los bordes de las nubes, (tiempos de comienzo y fin), orientaciones (latitud y longitud, ver Sección 3.3.2), estimación del radio (ver Sección 3.3.3) y signo de la Helicidad.

#Evento	Comienzo	Fin	θ°	ϕ°	R (10^{-2} UA)	Signo H
1	22-08-1995 22:00	23-08-1995 19:00	-22,7	271,2	9,1	+
2	18-10-1995 19:00	20-10-1995 00:00	-13,7	286,9	13,7	+
3	16-12-1995 05:00	16-12-1995 22:00	-12,1	51,2	6,5	-
4	27-05-1996 15:00	29-08-1996 07:00	-2,3	132,2	13,2	-
5	01-07-1996 17:00	02-07-1996 09:00	3,0	105,1	6,5	-
6	07-08-1996 13:00	08-08-1996 10:00	-64,6	292,4	8,6	+
7	24-12-1996 03:00	25-12-1996 10:00	50,9	80,3	13,0	+
8	10-01-1997 05:00	11-01-1997 02:00	-18,1	244,4	10,1	+
9	21-04-1997 15:00	23-04-1997 07:00	16,6	333,3	8,9	+
10	15-05-1997 09:00	16-05-1997 01:00	-15,9	111,9	8,4	-
11	16-05-1997 07:00	16-05-1997 14:00	-30,3	303,0	3,6	-
12	09-06-1997 02:00	09-06-1997 23:00	-17,8	238,1	8,2	+
13	19-06-1997 05:06	19-06-1997 17:54	-61,0	216,8	4,7	+
14	15-07-1997 06:00	16-07-1997 01:00	-63,8	124,6	8,2	-
15	03-08-1997 14:00	04-08-1997 01:00	-11,5	31,5	3,2	-
16	18-09-1997 00:00	20-09-1997 12:00	60,1	203,5	20,5	+
17	21-09-1997 22:00	22-09-1997 18:00	72,1	163,5	9,9	-
18	01-10-1997 16:00	02-10-1997 23:00	35,3	127,8	14,8	-
19	10-10-1997 23:00	12-10-1997 00:00	-15,0	256,9	12,0	+
20	07-11-1997 05:48	08-11-1997 04:18	-5,2	225,7	8,4	+

3.8. Resultados del análisis de una muestra de 20 nubes magnéticas

En esta Sección se presentan los resultados obtenidos al aplicar los procedimientos descritos en las Secciones 3.4 (VM), 3.5 (AS), y 3.6 (MD) a los eventos que se detallan en el Cuadro 3.4.

En el Cuadro 3.4 se detallan los eventos estudiados y las orientaciones obtenidas por el método de varianza mínima, junto con las estimaciones para los radios y el signo de la Helicidad. Como puede observarse hay prácticamente la misma cantidad de nubes con Helicidad positiva (11/20), que con Helicidad negativa (9/20). El radio promedio de las

nubes observadas en nuestro trabajo resulta (0.096 ± 0.040) UA.

3.8.1. Comparación de la orientación obtenida mediante varianza mínima y 'Ajuste Simultáneo'

Aplicamos VM ajustando el modelo LU a todas las nubes del Cuadro 3.4, para las mismas nubes se realizó el procedimiento AS. Se compararon los resultados obtenidos con ambos métodos para los ángulos de orientación de la nube (θ y ϕ) se obtuvo que en promedio varían tal que $\langle |\Delta\phi| \rangle = 21.28^\circ$ y $\langle |\Delta\theta| \rangle = 9.11^\circ$.

En la Figura 3.14 se muestra la diferencia de los valores θ y ϕ , obtenidos cuando se utiliza el procedimiento VM y el procedimiento AS, en función del valor absoluto del parámetro de impacto sobre el radio calculados con AS, los valores hallados implican que considerar un parámetro de impacto no nulo afecta similarmente las estimaciones de ϕ y θ con estos dos métodos.

3.8.2. Análisis de los parámetros físicos B_0 y τ_0

Se ajustan cuatro modelos (ver Sección 2.5) a las observaciones de campo magnético de las nubes listadas en el Cuadro 3.4 mediante el procedimiento descrito en la Sección 3.4.

La Figura 3.15 muestra los valores ajustados de B_0 para todos los eventos. Se observa que, en general, el modelo CI tiende a dar menores valores de B_0 (en 13 de las 20 nubes), mientras que el modelo HI presenta los mayores valores (también en 13 de las 20 nubes). La dispersión en B_0 cuando se usan los modelos libres de fuerzas (LU y GH) es mucho menor que para los modelos no libres de fuerzas. También notamos que la variación de B_0 para diferentes eventos es generalmente mayor que la dispersión de B_0 para un dado evento cuando son considerados los cuatro modelos. El valor medio para B_0 resulta (12.5 ± 4.5) nT.

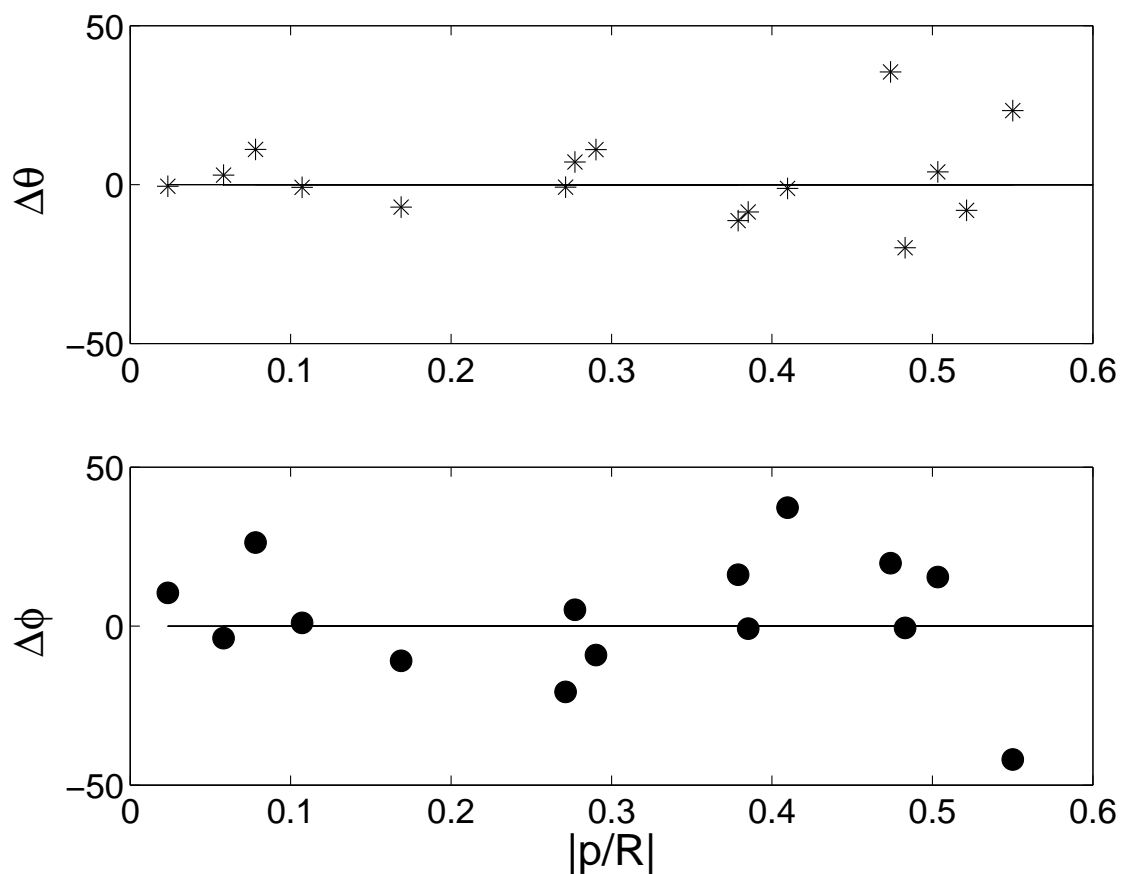


Figura 3.14: Diferencia en los ángulos de orientación obtenidos de aplicar el procedimiento descrito en la Sección 3.4 respecto del obtenido al aplicar la técnica descrita en la Sección 3.5 para el modelo LU, como función del valor absoluto del parámetro de impacto sobre el radio calculado usando AS. En el panel superior se muestra $\Delta\theta$ y en el inferior $\Delta\phi$.

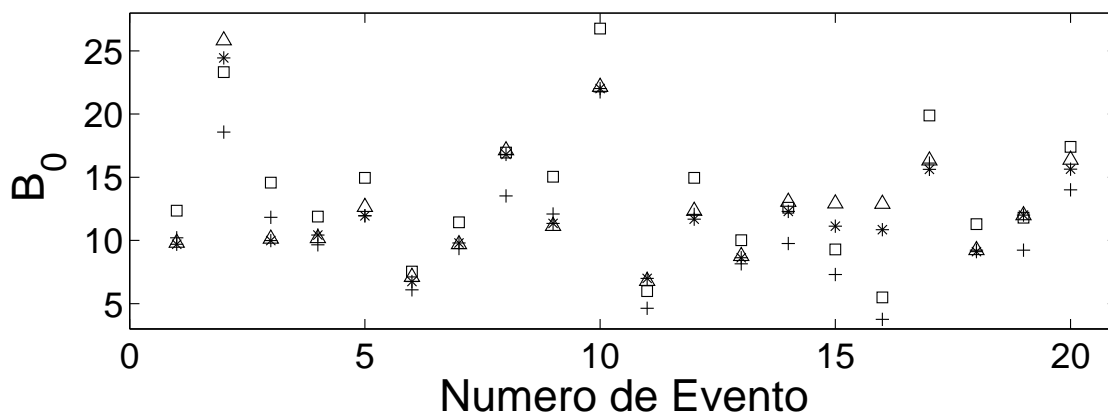


Figura 3.15: Intensidad de campo magnético máxima en el eje de la nube, B_0 (nT), ajustado para los 4 modelos, para los 20 eventos analizados, (los símbolos *, triángulos, cuadrados y +), corresponden a los modelos LU, GH, HI y CI respectivamente.

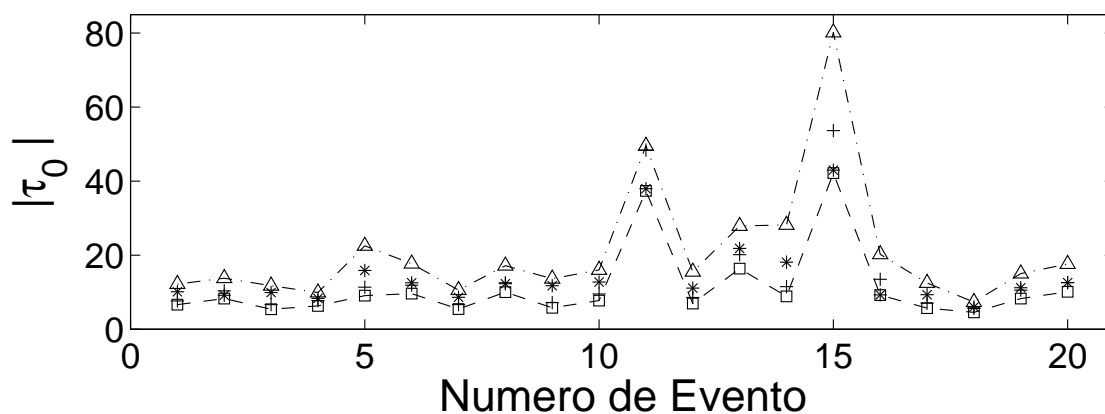


Figura 3.16: valor absoluto de la torsión por unidad de longitud, $|\tau_0|$ en UA^{-1} , de las líneas de campo magnético en el entorno del eje de las NMs. Calculada para los 4 modelos y las 20 nubes estudiadas. Cada símbolo corresponde a un modelo como en la Figura 3.15. La torsión del modelo GH se indica además con línea de puntos y rayas y da los valores mayores. El modelo HI se lo marca con línea rayada para enfatizar que corresponde a los valores menores.

Estos resultados pueden explicarse teniendo en cuenta que el perfil de campo para la componente B_{Znube} en el modelo HI es extremadamente pronunciado en el centro (tiene un perfil triangular), mientras que en general los perfiles observados no presentan este tipo de singularidades (los gradientes tienden a suavizarse), con lo cual la fuerza debido a la presión magnética observada en el centro de la nube es en general menor que la que predice este modelo. En cuanto al modelo CI, es más similar a los perfiles observados en la componente B_{Znube} .

En la Figura 3.16 se presentan los valores absolutos de la torsión de las líneas de campo magnético $|\tau_0|$ en el entorno del eje de la NM. En esta Figura el modelo GH presenta los mayores valores de $|\tau_0|$ para todas las nubes analizadas y el modelo HI presenta los menores valores. Mientras que $|\tau_0|$ en los modelos LU y CI no muestran un orden particular. El valor medio de $|\tau_0|$ resulta $(15.2 \pm 11.9) \times \text{UA}^{-1}$.

En el caso de GH el modelo predice una torsión constante en toda la NM, mientras que en el resto de los modelos la torsión crece en forma monótona a medida que se llega a la periferia de la nube $\tau(\rho = R) > \tau(\rho = 0)$, y es por ello que los valores para el modelo GH en el eje, son mayores que para los otros modelos.

3.8.3. Flujos y Helicidad para diferentes equilibrios

A partir de los parámetros físicos de los cuatro modelos ajustados (ver Sección 2.5) se calculan F_z y F_ϕ y H .

El valor medio obtenido (variando los modelos) para $|F_z|$ resulta: $(4.0 \pm 0.6) \times 10^{20} \text{Mx}$. En general, el valor de $|F_z|$ se ordena de mayor a menor de la siguiente forma: GH, LU, CI, y HI. Los únicos casos que se apartan significativamente de este orden son los eventos #14 y #16, como se observa en la Figura 3.17. Este comportamiento general es consistente con el comportamiento de $B_Z(\rho)$ en la parte central de la nube ejemplificada en la Figura

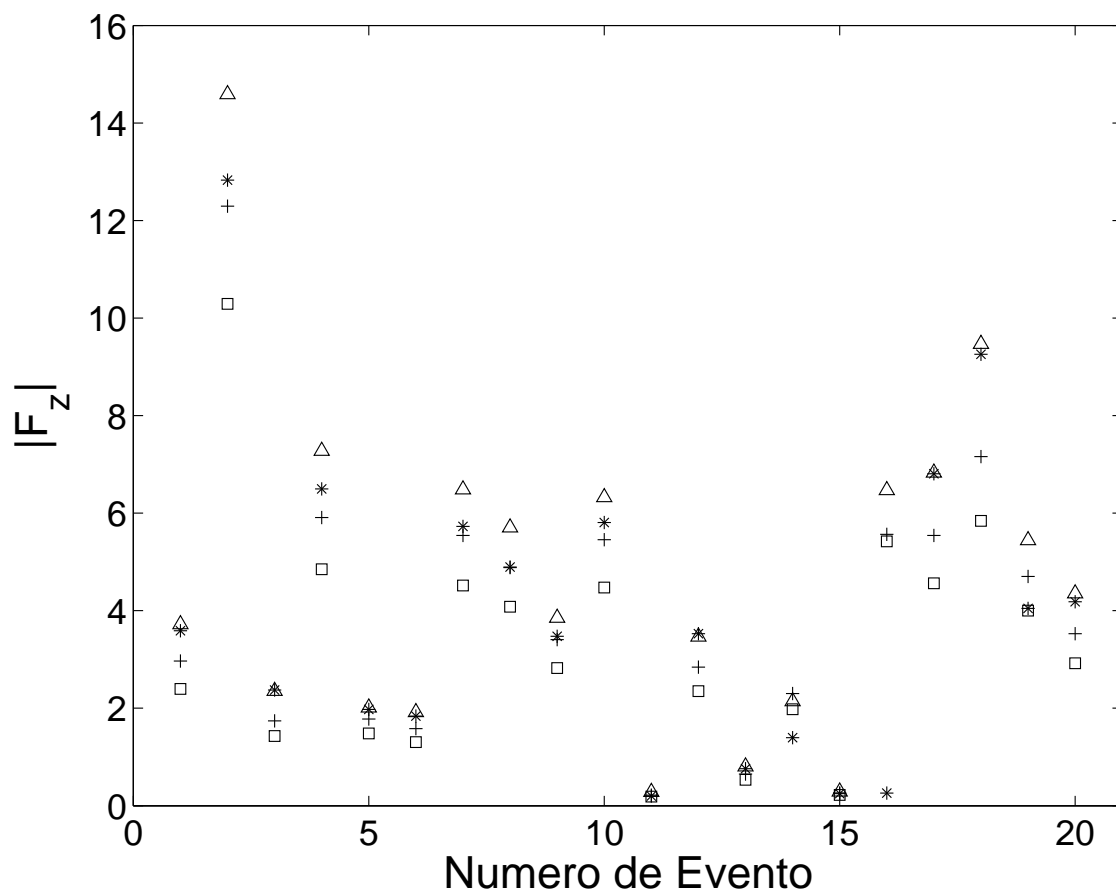


Figura 3.17: valor absoluto del flujo transversal, $|F_z|$ en unidades de 10^{20}Mx . Los asteriscos, los triángulos, los cuadrados y los signos +, corresponden a los modelos LU, GH, HI y CI, respectivamente.

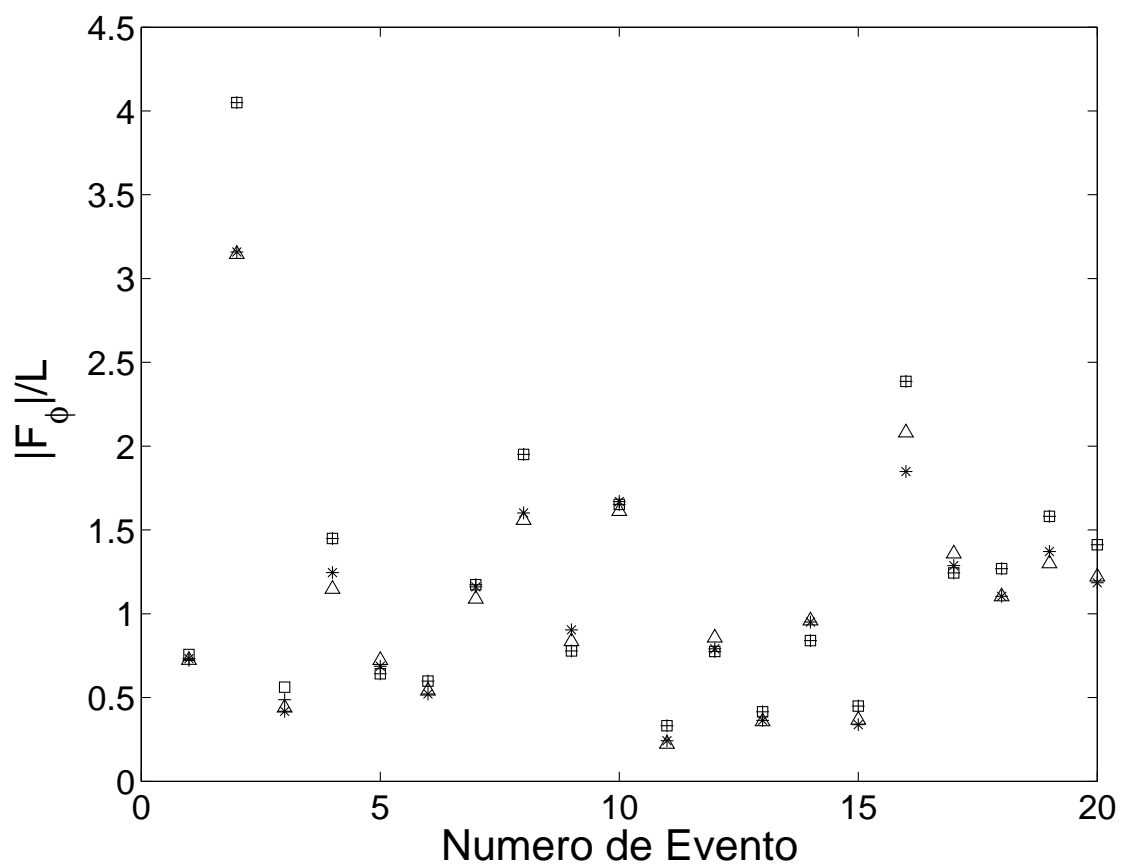


Figura 3.18: valor absoluto del flujo azimutal por unidad de longitud, $|F_\phi|/L$ en $10^{21} \text{Mx UA}^{-1}$ utilizando la misma convención que para la Figura 3.17.

3.8.

En general, los valores de $|F_\phi|$ para los modelos libres de fuerza y los no libres de fuerza coinciden entre sí, como puede observarse en la Figura 3.18. Esto se debe a la similitud del comportamiento de $B_\phi(\rho)$ para estos dos tipos de modelos. El valor medio para los valores de $|F_\phi|$ (por unidad de longitud L) variando los modelos resulta: $(11.5 \pm 1.7) \times 10^{20} \text{ Mx UA}^{-1}$.

Varios estudios han analizado las propiedades estadísticas de las NMs utilizando modelos cilíndricos (e.g., Lepping et al. (1990), Zhao et al. (2001)). De los valores promedios obtenidos de estos dos estudios estadísticos, y suponiendo una configuración cilíndrica libre de fuerzas lineal, y un tamaño axial para las nubes $L = 0.5 \text{ UA}$, Green et al. (2002) y van Driel-Gesztelyi et al. (2003) estimaron que el contenido típico de Helicidad magnética en nubes es del orden de $\sim 2 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$. Sin embargo antes de nuestro trabajo no se habían realizado estudios estadísticos que cuantificaran la Helicidad magnética con diferentes modelos. La Figura 3.19 muestra el valor absoluto de la Helicidad magnética relativa $|H|$ por unidad de longitud para los distintos modelos y eventos. En tubos de flujo cilíndricos, y para un dado flujo magnético axial se tiene que a mayores valores del campo azimutal (proporcional a $\tau(\rho \sim R)$) en la periferia del tubo, habrá mayor Helicidad magnética (ya que la configuración magnética global está más enlazada).

Dado que, excepto en el modelo GH, τ crece con ρ , esperamos como se observa, una tendencia a menores valores de $|H|$ en este modelo. Los valores de $|H|$ más bajos corresponden entonces al modelo GH (13 nubes) y al modelo HI (7 nubes). El modelo CI presenta los mayores valores para $|H|$ en 13 de las nubes y el modelo LU en los otros 7 eventos.

Con el fin de comparar la variabilidad de nuestras estimaciones de H a partir de diferentes modelos, respecto de la diferencia de H al cambiar de evento, realizamos el si-

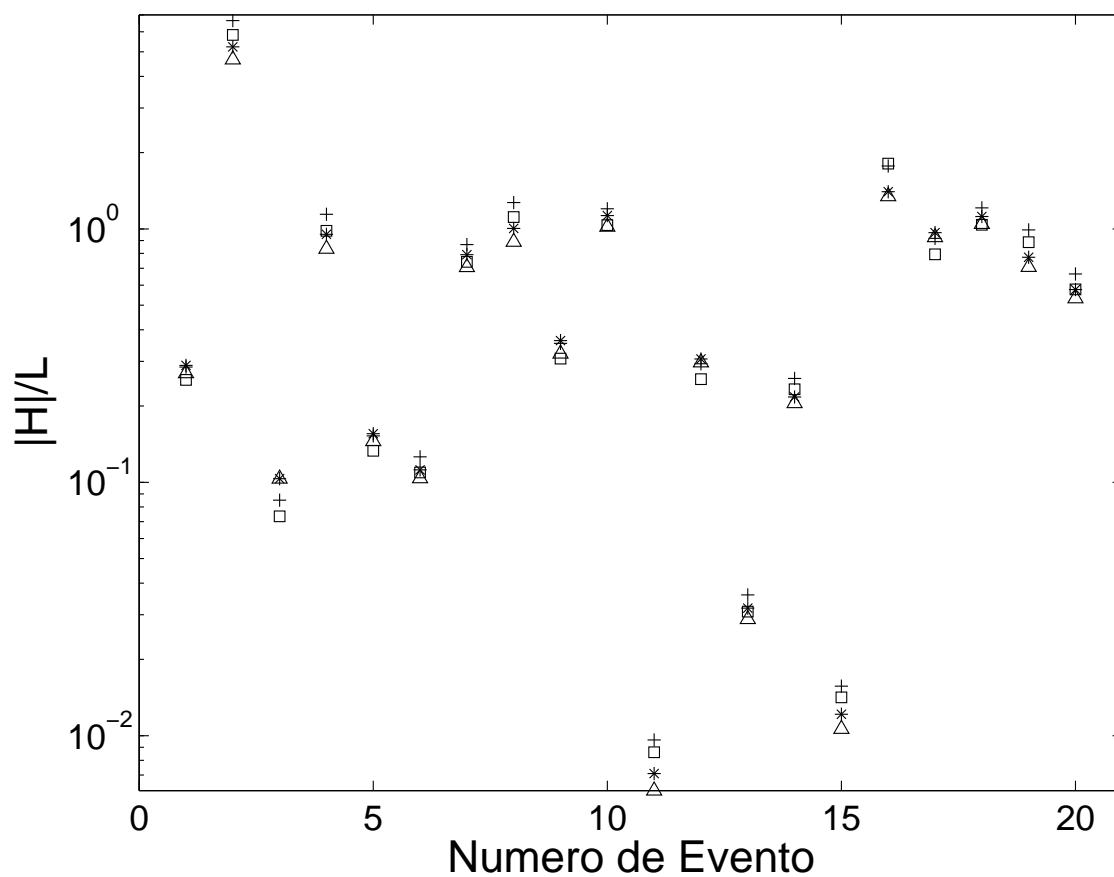


Figura 3.19: valor absoluto de la Helicidad magnética relativa por unidad de longitud ($|H|/L$) en unidades de $10^{42} \text{Mx}^2 \text{UA}^{-1}$. Los símbolos (como en la Figura 3.17) muestran $|H|/L$ calculados para los 4 modelos.

guiente cálculo.

Para un dado evento (j) calculamos el promedio de $|H|$ de los cuatro modelos (i) como:

$$H^j = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 |H|_i^j$$

Así, la Helicidad típica de nuestra muestra resulta: $\bar{H} = \frac{1}{20} \sum_{j=1}^{20} |H|^j$.

Un estimador de la dispersión de H^j (para el evento j) al cambiar de modelo puede ser calculado como $\sqrt{\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 (|H|_i^j - H^j)^2}$ y así un estimador global en nuestra muestra de la dispersión de H debido a cambiar de modelo resulta:

$$\Delta H_{modelos} = \frac{1}{20} \sum_{j=1}^{20} \sqrt{\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 (|H|_i^j - H^j)^2},$$

Por otro lado, un estimador de la dispersión dada por considerar los diferentes eventos es:

$$\Delta H_{eventos} = \sqrt{\frac{1}{20} \sum_{j=1}^{20} (H^j - \bar{H})^2}.$$

Encontramos que la variabilidad de H , cuando se cambia de modelo ($\Delta H_{modelos} \sim 10^{41} \text{ Mx}^2 \text{ UA}^{-1}$) es mucho menor que su variación cuando se cambia de evento ($\Delta H_{eventos} \sim 10^{42} \text{ Mx}^2 \text{ UA}^{-1}$). Es decir que $\Delta H_{modelos} \sim 0.1 \Delta H_{eventos}$, por lo tanto es más importante la variación de H cuando se cambia de evento, que cuando para un evento dado se realizan estimaciones con diferentes modelos. En este sentido, H es una magnitud que depende muy poco de los modelos analizados y podemos considerar que nuestro método permite hacer estimaciones válidas de H .

Realizamos estudios equivalentes al efectuado para H , pero analizando F_Z y F_ϕ ; hallamos resultados similares, con lo cual F_Z y F_ϕ también están bien determinadas.

La robustez de las estimaciones realizadas en esta Tesis se ven reforzadas por el trabajo de Nakwacki et al. (2008), donde se muestra que las estimaciones de H , F_Z y F_ϕ considerando expansión autosimilar no difieren en más de un 25 % de las estimaciones usando modelos estáticos.

La comparación de estos invariantes ideales MHD (F_Z , F_ϕ y H) en NMs con sus

contrapartes solares permite conectar ambos fenómenos (e.g., Harra et al. (2011)), como se puso de manifiesto en el estudio detallado de la nube del 18 – 19 de octubre de 1995 (ver Sección 3.7) y además es un muy buen punto de partida para estudiar procesos en el Sol a partir de lo hallado en NMs y para estudiar NMs a partir de observaciones solares.

3.8.4. Flujos y Helicidad variando distintas técnicas de ajuste

Para poder comparar las diferencias que se obtienen al utilizar diferentes procedimientos para el cálculo de las magnitudes globales, se toma el modelo LU y se aplican las técnicas detalladas en las Secciones 3.4 y 3.5 a todos los eventos del Cuadro 3.4.

En las Figuras 3.20 y 3.21 se muestran los resultados de la diferencia relativa para el valor absoluto de F_z y de F_ϕ respectivamente, entre los valores obtenidos por los procedimientos de aplicar VM y ajustar al modelo LU y el procedimiento de aplicar AS (como se explicó en las Secciones 3.4 y 3.5), en función del valor absoluto del parámetro de impacto sobre el radio calculado usando AS.

Analizando el caso de la diferencia relativa del flujo $|F_z|$ para valores de $p < 0.35R$ la variación es menor que 15 %.

Se observa que en el caso de la diferencia relativa de $|F_\phi|$ para valores $p < 0.55R$ la corrección es a lo sumo de 20 %, mientras que si $p < 0.25R$ la variación es menor a un 5 % (Gulisano et al. (2005a)).

En la Figura 3.22 se muestra la diferencia relativa del valor absoluto de H en la misma forma que en las Figuras 3.20 y 3.21. Cuando $p < 0.55R$ la corrección a H es de ~ 35 % para un dado evento, mientras que cuando $p < 0.30R$ esta variación resulta menor que el 10 %. Esto sugeriría que para valores bajos de p la corrección no es muy importante pero para valores mayores si debería ser tomada en cuenta.

En términos generales concluimos que las incertezas de las variaciones de las magni-

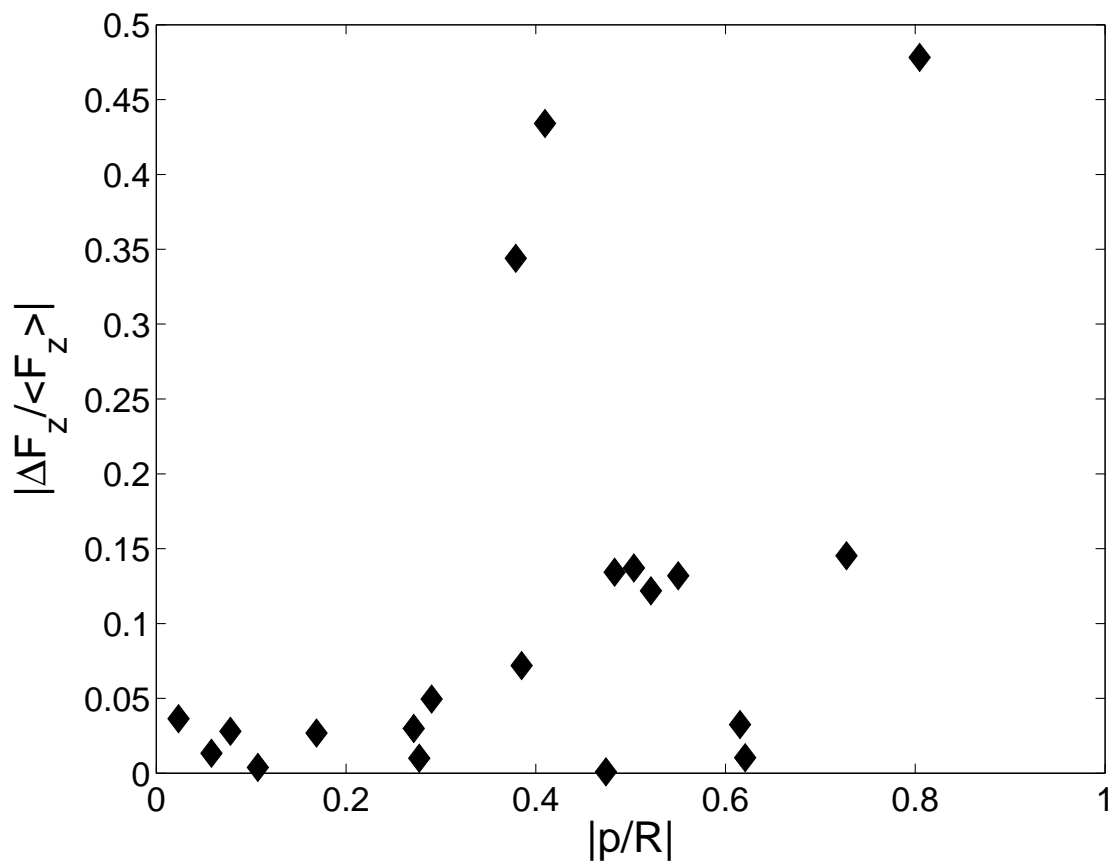


Figura 3.20: Diferencia relativa de $|F_z|$ entre los valores obtenidos por los procedimientos descritos en las secciones 3.4 y 3.5 usando el modelo LU para ambos casos, en función del valor absoluto del parámetro de impacto en unidades del radio calculado por el procedimiento AS.

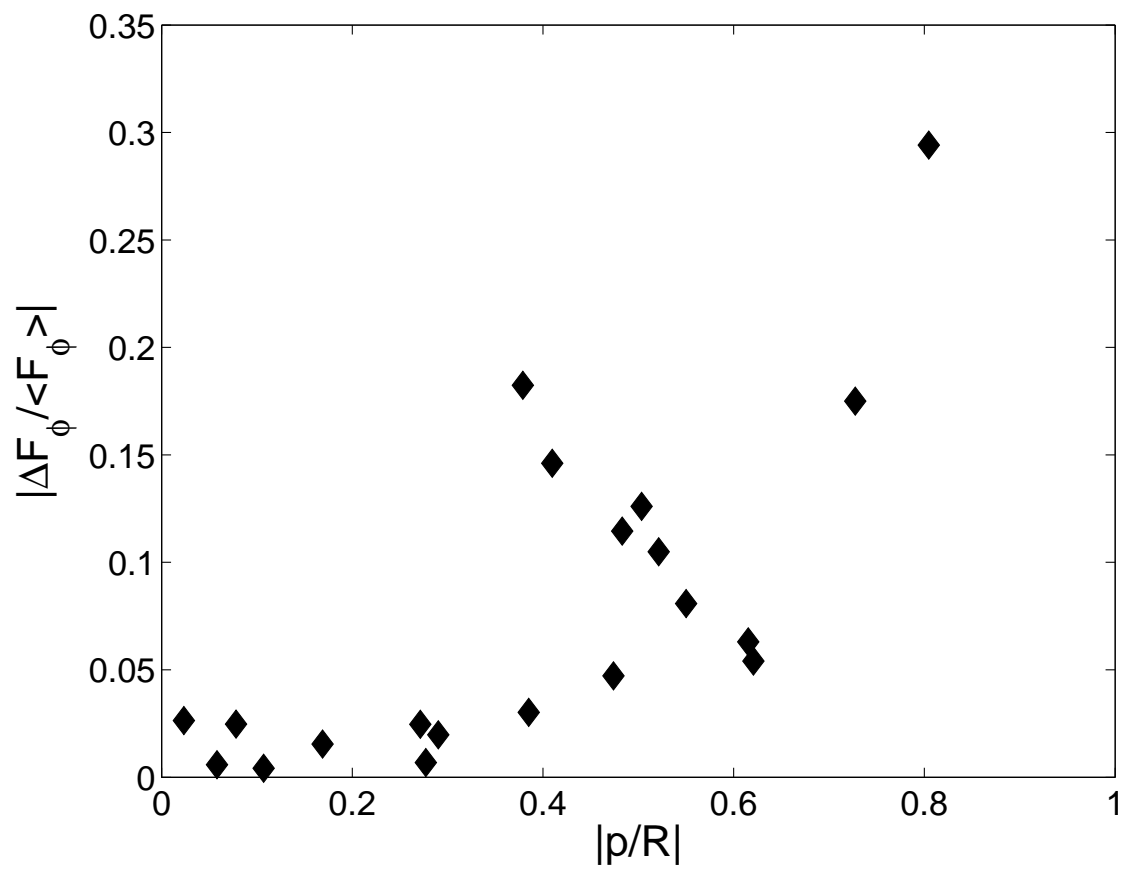


Figura 3.21: Diferencia relativa de $|F_\phi|$ por unidad de longitud calculados de la misma manera que en la Figura 3.20.

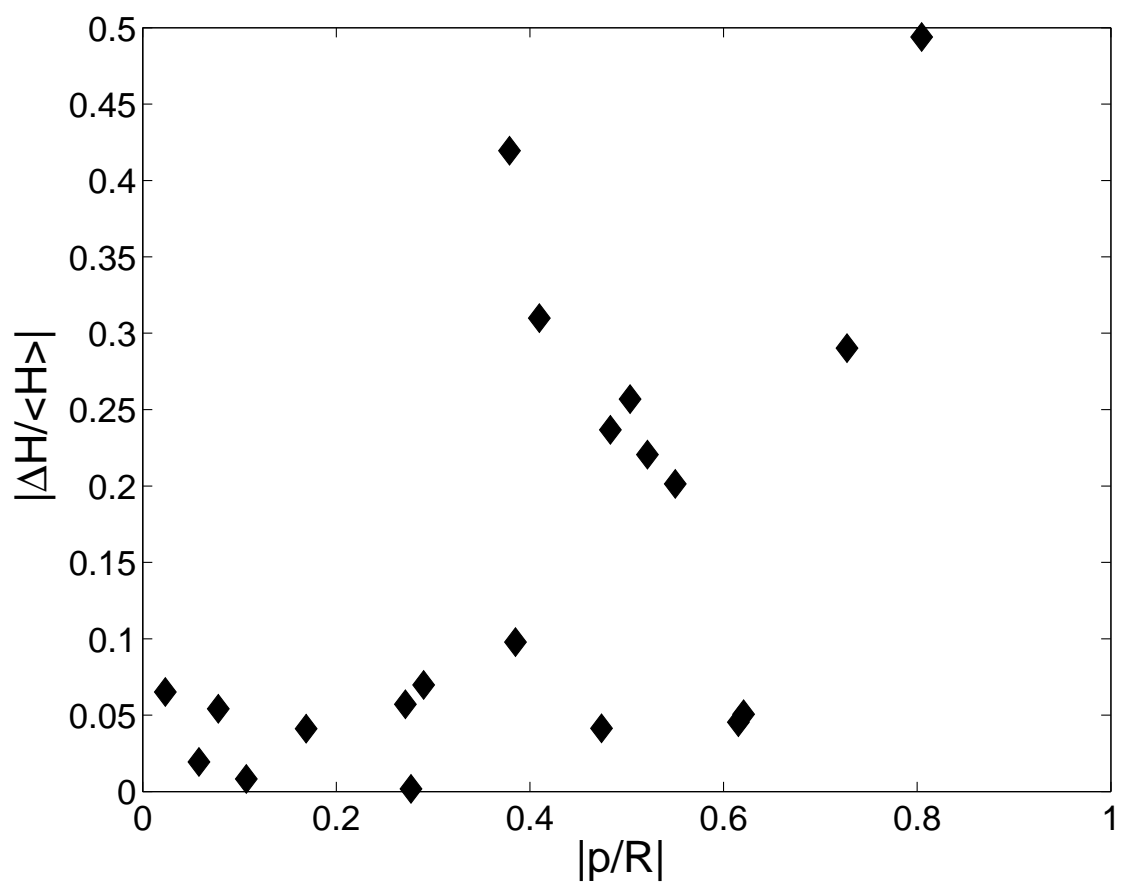


Figura 3.22: Idem que las Figuras 3.20 y 3.21 pero para la diferencia relativa de $|H|$ por unidad de longitud.

tudes globales resultan menores o del orden de $\sim 20\%$ para $p/R < 0.3$. Sin embargo estas correcciones son importantes cuando los parámetros de impacto son altos ($p/R > 0.5$).

3.8.5. Flujos y Helicidad con 'Método Directo'

En esta Sección se presentan los resultados obtenidos de aplicar el procedimiento descrito en la Sección 3.6, y calcular así las magnitudes globales usando el Método Directo, para cada evento del Cuadro 3.4.

En la Figura 3.23 se presentan los valores de $F_{zentrante}$, $F_{zsaliente}$ y de $F_{zobs} = (F_{zentrante} + F_{zsaliente})/2$ para cada nube (ver Sección 3.6.1). El valor medio de $|F_{zobs}|$ es de: $(4.0 \times 10^{20} \pm 0.6 \times 10^{20}) \text{ Mx}$.

Asimismo se calcula $F_{\phi obs}$ (ver Sección 3.6.2) como puede observarse en la Figura 3.24, donde se presentan los valores para $F_{\phi entrante}$, $F_{\phi saliente}$ y $F_{\phi obs} = (F_{\phi entrante} + F_{\phi saliente})/2$ para las 20 nubes estudiadas. El valor medio de $|F_{\phi obs}|$ por unidad de longitud resultante es: $(12.6 \times 10^{20} \pm 2.1 \times 10^{20}) \text{ Mx UA}^{-1}$.

En la Figura 3.25 se muestra la Helicidad relativa por unidad de longitud para los eventos estudiados ($H_{obs} = (H_{entrante} + H_{saliente})/2$), como se explica en la Sección 3.6.3. El valor medio de $|H|$ por unidad de longitud resulta $(8.4 \times 10^{41} \pm 2.9 \times 10^{41}) \text{ Mx}^2 \text{ UA}^{-1}$.

Como se desprende de estas tres Figuras, en la mayoría de los casos existe un gran acuerdo entre los valores entrantes y salientes obtenidos. La diferencia relativa para valores entrantes y salientes de los flujos y la Helicidad es menor que $\sim 1/2$ para más de la mitad del conjunto de nubes estudiadas.

Si las nubes magnéticas tuvieran simetría (entrante / saliente) cuando son expulsadas del Sol, los resultados de este análisis muestran que el nivel de simetría (entrante / saliente) decrece como consecuencia de su interacción con el viento solar circundante. Sin embargo,

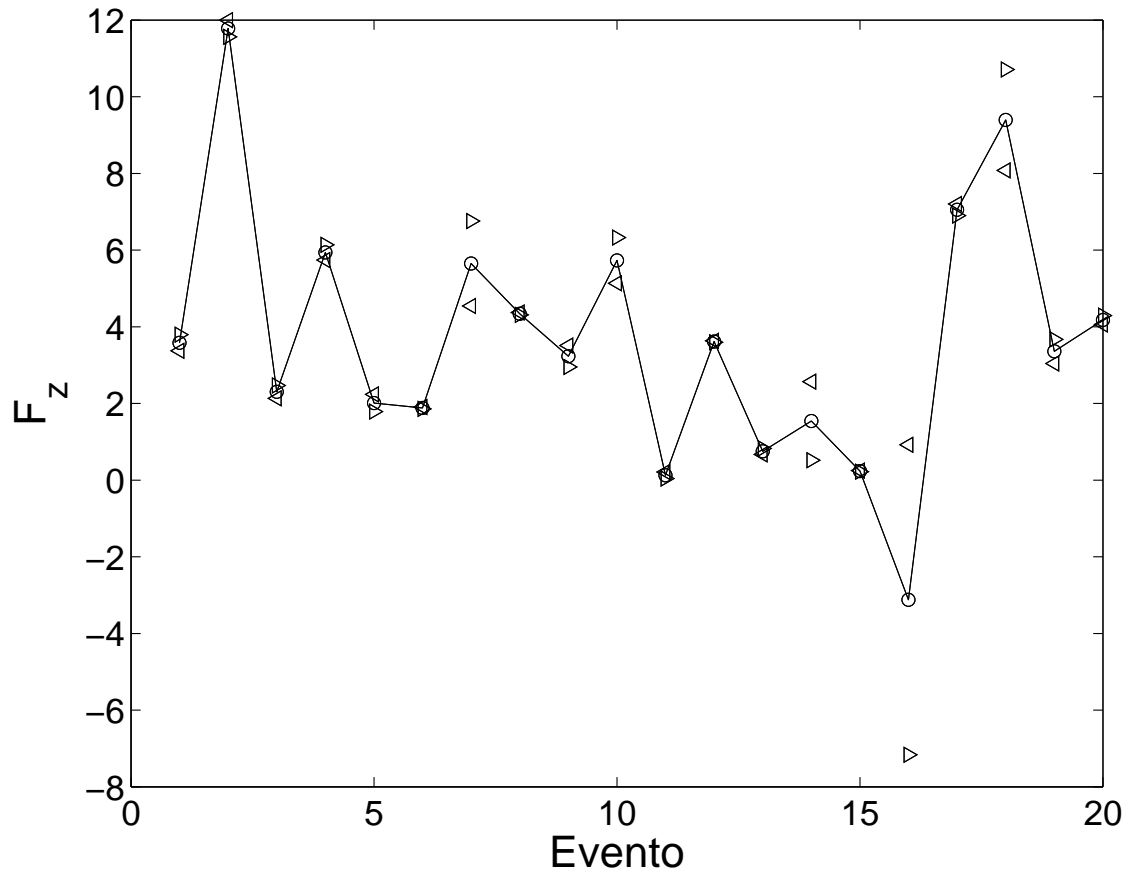


Figura 3.23: Flujo magnético F_z en unidades de $10^{20}Mx$ calculados para los 20 eventos estudiados, con círculos unidos por línea llena se muestra el valor promedio, con triángulos orientados hacia la derecha se muestran los valores de $F_{zentrante}$ y hacia la izquierda los valores de $F_{zsaliente}$.

un estudio detallado de cada evento nos permite concluir que, en forma similar al caso particular presentado (ver Sección 3.7), para la mayoría de las nubes estudiadas (15/20), la parte interna de la nube (hasta $\sim R/3$) permanece aproximadamente simétrica.

Una conclusión importante que resulta del análisis realizado en este Capítulo es que determinar con precisión la orientación de la NM es un aspecto crucial para cuantificar sus propiedades.

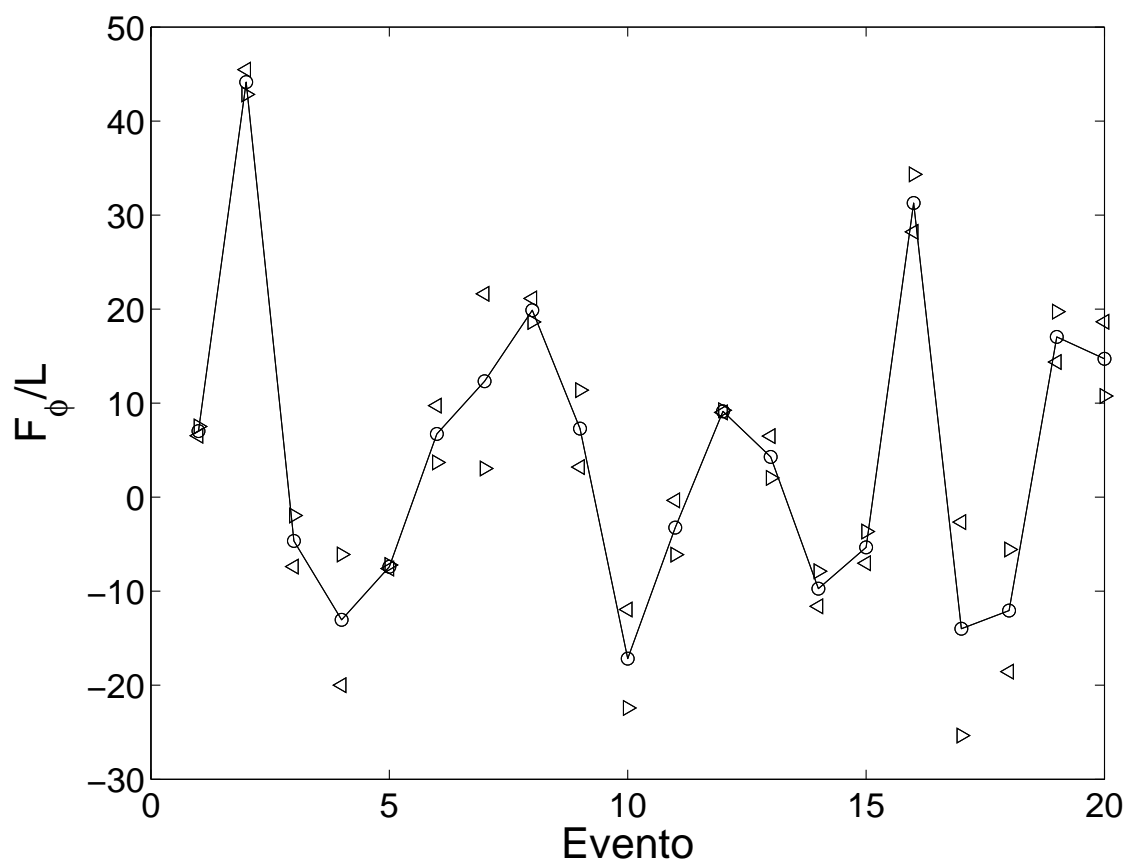


Figura 3.24: Idem que la Figura 3.23 pero para el Flujo magnético F_ϕ por unidad de longitud en unidades de $10^{20} \text{Mx UA}^{-1}$.

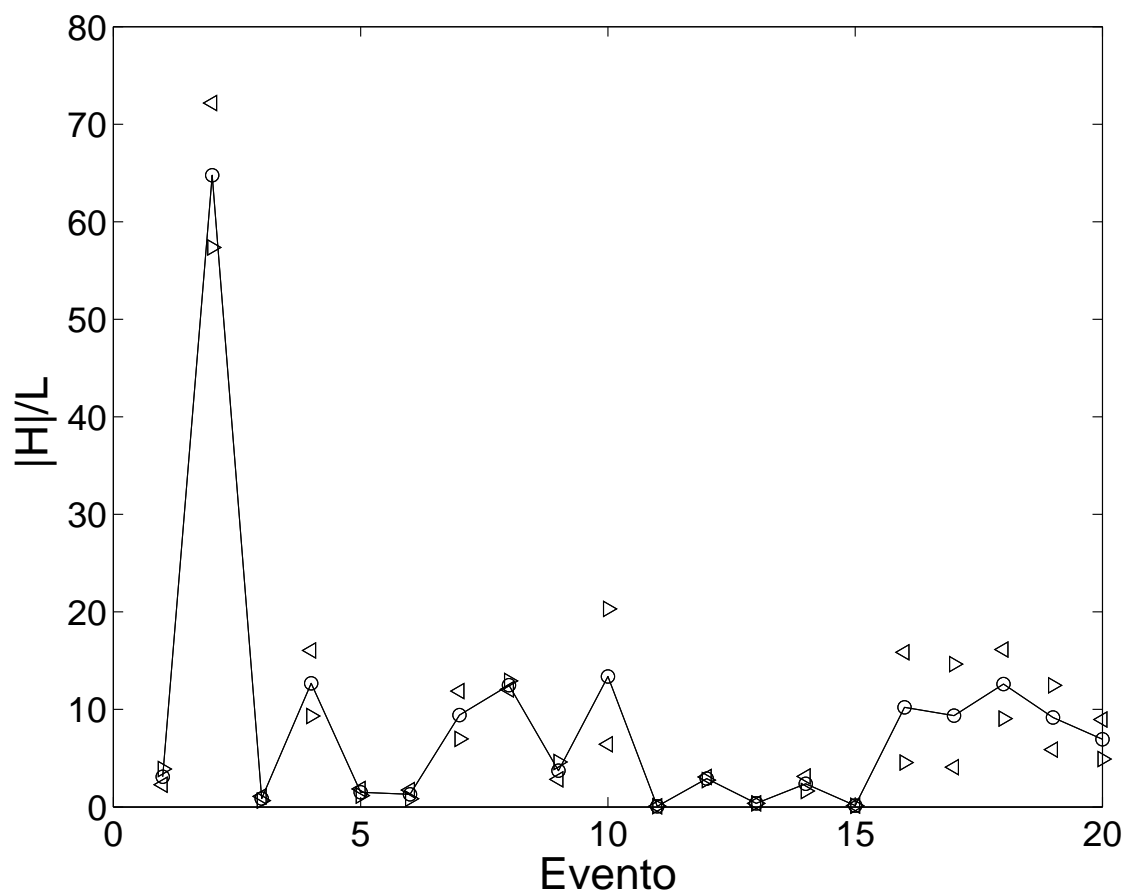


Figura 3.25: Helicidad magnética relativa por unidad de longitud H en unidades de $10^{41} \text{Mx}^2 \text{UA}^{-1}$, calculados para los mismos eventos de las Figuras 3.23 y 3.24, y utilizando las mismas convenciones.

Capítulo 4

Mejora en la orientación espacial de las nubes magnéticas

En este Capítulo cuantificamos errores sistemáticos que se cometen cuando se estima la orientación de las NMs con el método de VM (ver Sección 3.4), cuando el parámetro de impacto p no es despreciable. Por ello se simula un conjunto de nubes sintéticas (NSs) con simetría cilíndrica local y una configuración de campo magnético libre de fuerzas lineal (modelo LU, Lundquist (1950)). Las NSs tienen diferentes orientaciones espaciales y se simulan trayectorias de la sonda que las observa con diferentes valores de p . Realizamos un estudio de las NSs emuladas, usando el método de VM de manera similar a cuando se analizan observaciones reales realizadas por satélites. De esta forma encontramos la orientación y los parámetros del modelo LU que mejor ajustan a nuestros datos sintéticos. Luego comparamos los resultados de éste análisis con los valores usados para generar las nubes sintéticas. Esto nos permite estimar los errores sistemáticos del método, que se cometen sobre estimaciones de orientaciones y magnitudes globales, (F_z , F_ϕ y H).

En la Sección 4.1 explicamos como generamos las nubes sintéticas. En la Sección 4.2 comparamos cantidades que corresponden a los eventos simulados con aquellos que se obtienen con las técnicas usadas y cuantificamos los errores sistemáticos al calcular las magnitudes globales, y presentamos un método para estimar p .

4.1. Nubes sintéticas

4.1.1. Simulación de la estructura

Se genera un conjunto de nubes magnéticas sintéticas con la configuración magnética del modelo LU (ver Sección 2.5), luego se simula la serie temporal que corresponde a las observaciones realizadas por el satélite:

$$\vec{B}(t) = B_0 J_0(\alpha \rho(t)) \hat{Z}_{nube} + B_0 J_1(\alpha \rho(t)) \hat{\phi}(t)_{sat}, \quad (4.1)$$

donde $\hat{\phi}(t)_{sat}$ se define en la ecuación (3.13).

Los parámetros de entrada para este modelo son : $B_0 = 20$ nT, $\alpha = 2.4/R$ (es decir que elegimos los bordes de las nubes en coincidencia con el primer cero de la función de Bessel de orden cero) y el radio $R = 0.1$ UA. Elegimos la velocidad para la nube, $V = 300$ km/s.

Una vez fijada la estructura magnética y la velocidad, el conjunto de diferentes nubes sintéticas se genera tomando diferentes valores para p y diferentes orientaciones del eje de las NSs con respecto al sistema de coordenadas GSE.

Se exploran entonces valores de p/R desde 0 hasta 0.9 y los siguientes conjuntos de orientaciones:

$(\theta, \phi) = (45, 90), (60, 80), (70, 90), (80, 105), (89, 120)$, es decir, el eje de las NSs desde 45° hasta casi paralelo al Z_{GSE} y \sim perpendicular a la línea Sol-Tierra.

$(\theta, \phi) = (5, 200), (30, 180)$ es decir, el eje de las NSs casi sobre el plano de la eclíptica y en la dirección Sol-Tierra.

$(\theta, \phi) = (0, 90), (10, 270)$ es decir, el eje de las NSs casi sobre la eclíptica y perpendicular a la dirección Sol-Tierra.

Finalmente una NS con $(\theta, \phi) = (10, 130)$, es decir con eje casi sobre la eclíptica y formando $\sim 45^\circ$ respecto de la línea Sol-Tierra.

4.2. Simulación de observaciones 'in situ' por una sonda

A partir de discretizar la variable temporal t^m , generamos las series temporales discretas $\vec{B}^m = \vec{B}(t^m)$ en componentes GSE, las cuales emulan las observaciones de un satélite.

Luego aplicamos la técnica de varianza mínima a las NSs generadas (ver Sección 3.4), en particular a los vectores de campo normalizado ($\vec{b}^m = \vec{B}^m / |\vec{B}^m|$).

Calculamos las orientaciones de las NMs: la latitud (θ_{VM}) y la longitud (ϕ_{VM}). Para casos con p nulo, se obtienen exactamente las orientaciones correctas, mientras que para p no nulo se obtienen orientaciones diferentes. A partir de la orientación y usando V y Δt , reemplazando la ecuación (3.15) en la ecuación (3.16)), estimamos el radio (R) asumiendo parámetro de impacto nulo, ya que en observaciones de nubes reales será *a priori* desconocido.

4.2.1. ¿Autovalores como indicadores de la calidad de la orientación?

Siscoe and Suey (1972) propusieron un criterio para determinar la anisotropía de una serie vectorial normalizada dada \vec{v}^m , calculando los autovalores (λ) y autovectores de la matriz $G_{ij} = \langle v_i v_j \rangle$. Para un conjunto de 100 vectores, como el que usamos en nuestro caso, encontraron un criterio de significancia para determinar si el conjunto presenta direcciones espaciales significativamente bien distinguidas. Este criterio es $\lambda_{min}/\lambda_{int} < 0.72$ y $\lambda_{max}/\lambda_{int} > 1.37$.

En la literatura era usual la utilización del cociente de autovalores provisto por VM como un indicador de la calidad de la orientación obtenida en NMs (e.g., Farrugia et al. (1999), Xiao et al. (2004) entre otros). En esta Sección estudiamos si estos indicadores son verdaderamente suficientes para determinar la calidad de la orientación cuando se aplica VM para hallar la orientación de NMs .

Para las series vectoriales correspondientes al campo magnético de las nubes magnéticas (\vec{b}^m), el método de varianza mínima encuentra los autovalores y autovectores de la matriz $M_{ij} = \langle b_i b_j \rangle - \langle b_i \rangle \langle b_j \rangle$ (ver Sección 3.4).

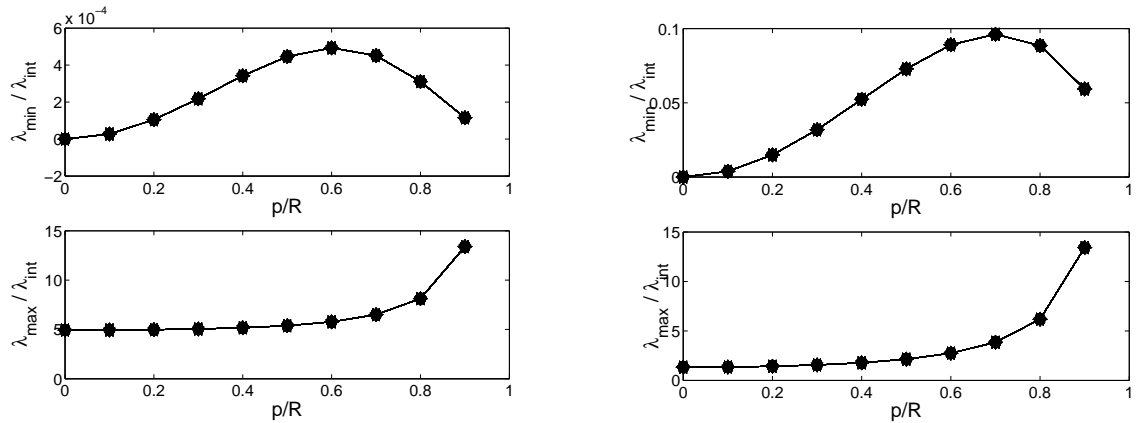


Figura 4.1: *Izquierda:* Panel superior (inferior): El cociente entre los autovalores mínimo e intermedio (máximo e intermedio) obtenidos por VM (usando M_{ij}) para el conjunto de NSs generadas en función del parámetro de impacto en unidades del radio. *Derecha:* Panel superior (inferior): muestran los cocientes pero ahora usando la matriz G_{ij} , para el conjunto de NSs generadas.

En el panel superior de la izquierda de la Figura 4.1 se muestra el cociente entre los autovalores mínimo e intermedio (máximo e intermedio mostrado en el panel inferior) obtenidos por VM para el conjunto de NSs generadas en función de p/R . Estos cocientes de autovalores no dependen de las orientaciones de las nubes como es de esperar, ya que los autovalores son invariantes frente a rotaciones. El valor de λ_{\min} permanece por debajo de $5 \times 10^{-4} \lambda_{\text{int}}$, mientras que λ_{\max} permanece por encima de $5 \lambda_{\text{int}}$.

En los paneles de la derecha (superior, inferior) de la Figura 4.1 se muestran los cocientes pero ahora usando la matriz G_{ij} , donde se toma $\vec{v}^m = \vec{b}^m$ para el conjunto de NSs generadas, (como hacen Siscoe and Sney (1972)).

Es de destacar que el criterio de Siscoe y Suey se satisface muy bien para valores grandes de p/R , y la separación de autovalores se vuelve aún mayor para valores crecientes de p/R . Sin embargo, esto sólo asegura direcciones de varianza bien distinguidas, pero no mide la calidad de la aproximación del eje de la NM que provee VM. Así, el criterio de Siscoe y Suey para hallar series vectoriales anisótropas es solamente una condición necesaria, lejos de ser suficiente para una buena determinación de la orientación de las nubes magnéticas.

4.2.2. Comparación con las orientaciones esperadas para las nubes

Una buena determinación de la orientación del eje principal de la nube magnética es importante para obtener una buena estimación del tamaño de la nube y consecuentemente de la cantidades MHD (ver Sección 4.2.9).

En la Figura 4.2 mostramos el ángulo η entre el verdadero eje de la nube (\hat{Z}_{nube}) y el obtenido mediante VM (\hat{Z}_{VM}), en función de p/R . Puede observarse que η (i. e., el error sistemático que se comete al estimar la orientación del eje usando VM) crece con p/R . Para $p/R \sim 0.2$, obtenemos $\eta \sim 2^\circ$ y cuando p/R alcanza el valor extremo de ~ 0.9 , obtenemos $\eta \sim 18^\circ$. Para observaciones reales, los casos con $p/R \sim 0.9$ se verán más afectados por la deformación de la estructura en la periferia de la nube, consecuencia de la interacción entre la nube magnética y el viento solar (ver, por ejemplo Dasso et al. (2005a)), con una consecuente configuración diferente de la descrita con el modelo ideal usado en nuestro conjunto de NSs.

El ángulo de desviación η está bien representado por una curva cuadrática (Figura 4.2). Vale la pena notar que esta desviación en la orientación de la NM no es evidente desde los cocientes de autovalores (Figura 4.1) discutida en la Sección 4.2.1. A pesar que la técnica de VM encuentra direcciones bien distinguidas (mínima, máxima e intermedia) cuando

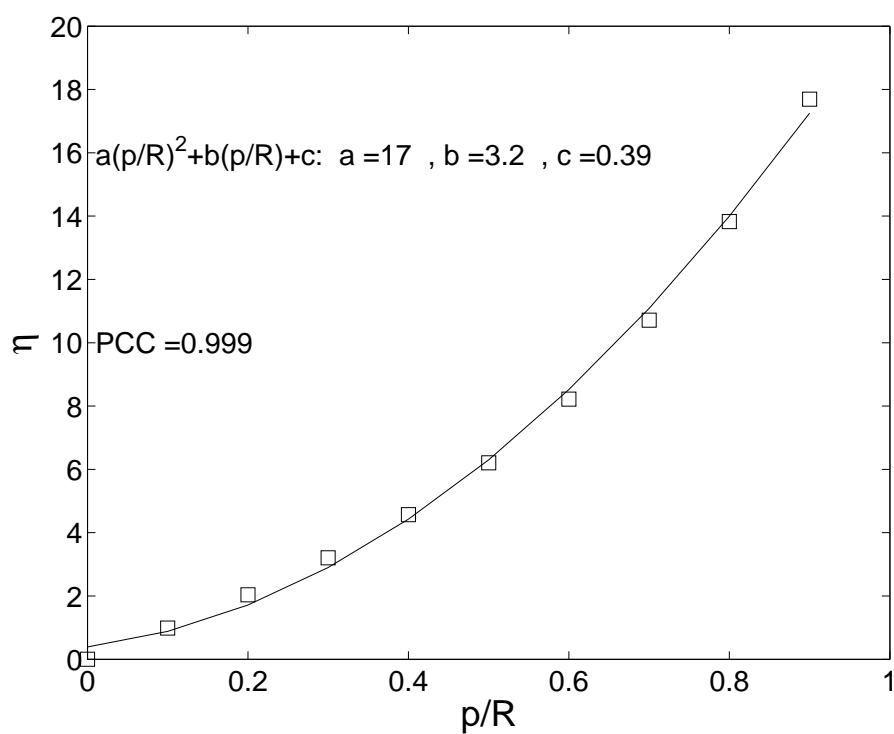


Figura 4.2: Ángulo η entre el eje de la nube generada (\hat{Z}_{nube}) y el obtenido de aplicar VM (\square) como función de p en unidades del radio. La curva continua muestra la curva de regresión cuadrática.

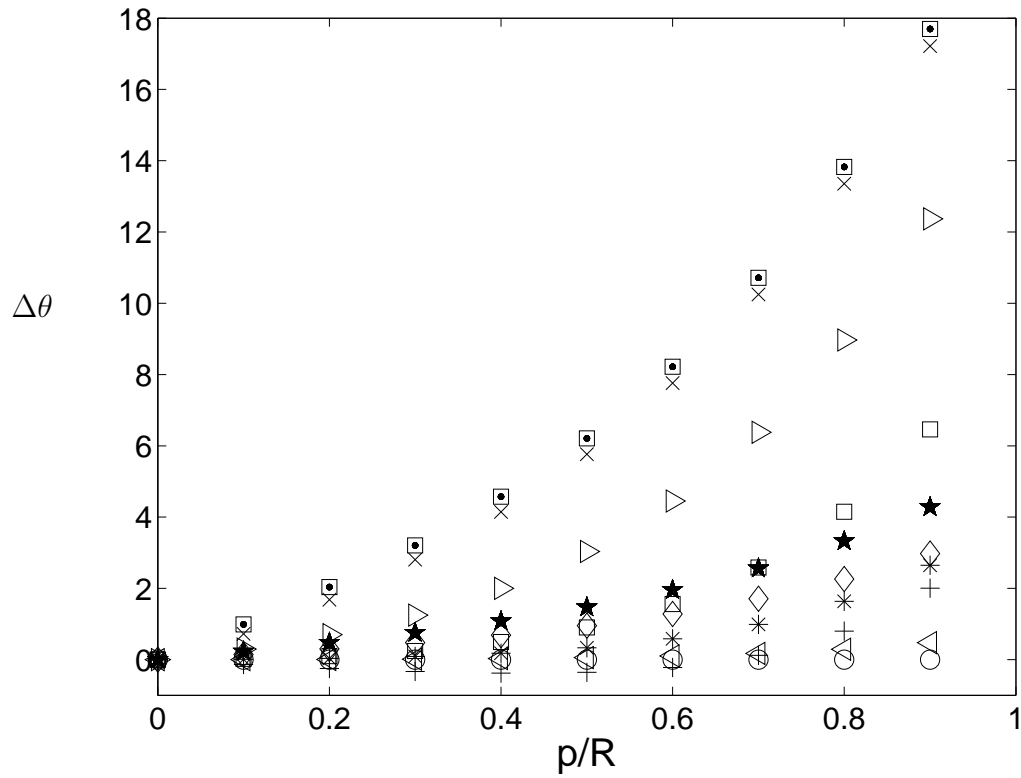


Figura 4.3: Diferencia entre el verdadero valor de θ y el valor obtenido usando VM ($\Delta\theta = \theta - \theta_{VM}$) en función de p/R . Las diferentes orientaciones de las nubes sintéticas están representadas por $(\theta, \phi) = *(45, 90), \times(89, 120), +(60, 80), \circ(0, 90), \square(70, 90), \diamond(10, 130), \star(5, 200), \square(30, 180), \triangleleft(10, 270), \triangle(80, 105)$.

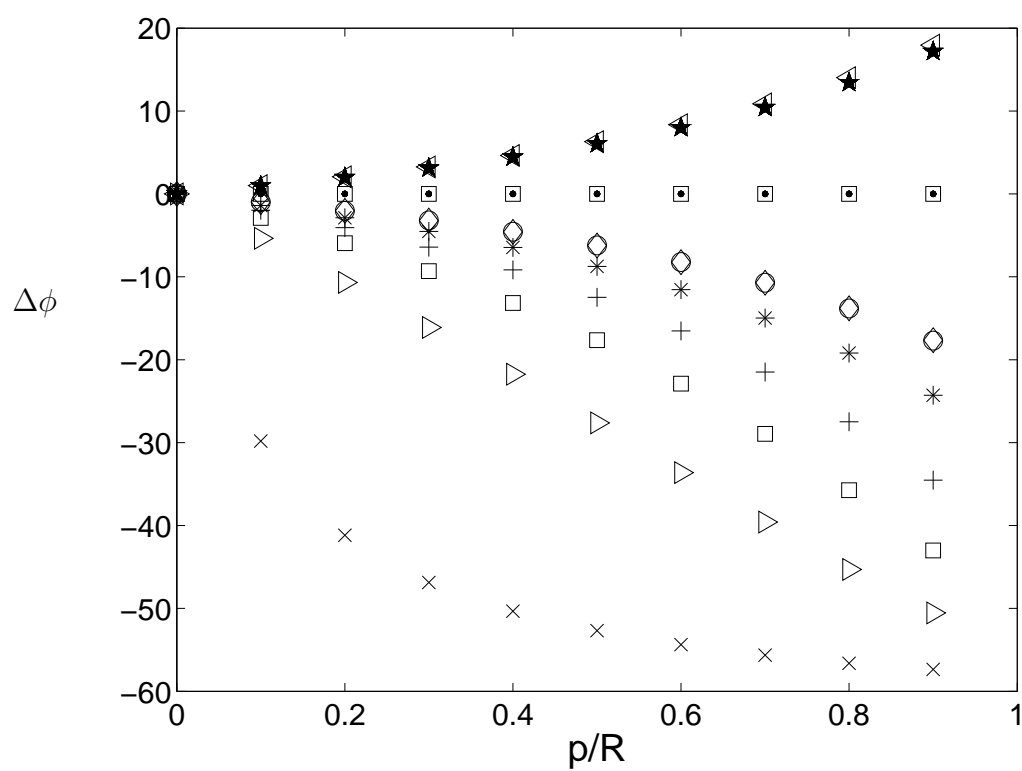


Figura 4.4: Idem Figura 4.3 pero mostrando la diferencia en ϕ ($\Delta\phi = \phi - \phi_{MV}$).

p/R no es pequeña, esas direcciones no corresponden a $\hat{X}_{nube}, \hat{Y}_{nube}, \hat{Z}_{nube}$.

Puesto que en principio hay autores (Klein and Burlaga (1982), Bothmer and Schwenn (1998), Farrugia et al. (1999), Xiao et al. (2004)) que utilizan el método de VM para orientar las estructuras utilizando el campo sin normalizar (\vec{B}), también comparamos los resultados de aplicar VM a \vec{B} (sin normalizar), con aquellos que provienen de aplicar VM a $\vec{b}(t)$ (normalizados) y encontramos peores orientaciones ($\eta \sim 20^\circ$ para $p/R \sim 0.5$ y $\eta \sim 35^\circ$ para $p/R \sim 0.9$) cuando se usa \vec{B} . Concluimos así que para tener mejores estimaciones para la orientación del eje es conveniente aplicar la técnica de VM a las series temporales normalizadas $\vec{b}(t)$.

En la Figura 4.3 (Figura 4.4) mostramos la desviación obtenida para los ángulos θ (ϕ), como $\Delta\theta = \theta - \theta_{VM}$ ($\Delta\phi = \phi - \phi_{VM}$). A pesar de que η es el ángulo con mayor significado intrínseco, mostramos desviaciones en θ y ϕ (además de la desviación η), ya que éstos se usan frecuentemente en la literatura para dar la orientación de las nubes magnéticas.

Existe una tendencia general a obtener mayores desviaciones en ϕ que en θ , especialmente cuando $|\theta|$ es grande (este efecto es originado en el uso de coordenadas esféricas cerca de valores donde ϕ es singular: en los dos polos).

Como se espera, $|\Delta\theta|$ y $|\Delta\phi|$ se incrementan a medida que p crece, pero con un comportamiento diferente para diferentes orientaciones de las nubes, que se cuantifican en las Figuras 4.3 y 4.4. Para todas las nubes magnéticas sintéticas $\theta_{VM} < \theta$, es decir que VM tiende a dar menores valores de ángulos de latitud a medida que p crece.

Cuando el eje de la nube está cerca del plano de la eclíptica y es perpendicular a la dirección Sol-Tierra, θ está muy bien determinada incluso para grandes valores de p (ver símbolos \triangleleft y \circ en la Figura 4.3). Sin embargo las nubes con sus ejes casi perpendiculares a la eclíptica (ver símbolos: \times ($\theta = 89$), \triangleright ($\theta = 80$), \square ($\theta = 70$), y $+$ ($\theta = 60$) en la Figura 4.3) o casi paralelos a la dirección Sol-Tierra (ver símbolos: \square ($\phi = 180$), \star ($\phi = 200$) en

la Figura 4.3) dan los mayores errores.

Para las nubes con sus ejes orientados cerca de la dirección Sol-Tierra y bajas latitudes ϕ está bien determinado aún para grandes valores de p (ver símbolo: \square ($\phi = 180$) en la Figura 4.4). Para valores crecientes de latitud, los errores en ϕ tienden a ser mayores (ver símbolos: $+$ ($\theta = 60$), \square ($\theta = 70$), \triangleright ($\theta = 80$), y \times ($\theta = 89$) en la Figura 4.4).

4.2.3. Estimación del parámetro de impacto

Una vez obtenida la orientación de las NSs con el método de VM, se aplica el mismo tratamiento descrito en la Sección 3.4.4 a la serie sintética $\vec{B}_{VM}(t)$. En particular, se ajustan los parámetros físicos del modelo LU a las componentes del campo \vec{B}_{VM} (Gulisano et al. (2007)), utilizando un ajuste no lineal por cuadrados mínimos (Press et al. (1992)), como se describe en la Sección 3.4.

4.2.4. Estimación de $\langle B_{X_{VM}} \rangle$

Cuando un satélite atraviesa la estructura con $p = 0$ la componente observada del campo en la dirección X_{VM} , será nula ($B_{X_{VM}} = 0$). En el caso en que $p \sim R$ (pasando por el borde de la estructura), se espera $B_{X_{VM}} \sim B_0$. Para los casos intermedios entonces, la proyección de \vec{B}_{VM} sobre la dirección X_{VM} dará como resultado un valor medio no nulo (ver Figura 3.2).

En el panel superior de la Figura 4.5 se muestra $|\langle B_{X_{VM}} \rangle|/B_{0VM}$ en función de p/R , junto con la regresión cuadrática que mejor ajusta a los puntos. La desviación es mayor cuando p se incrementa. Esta desviación puede usarse para estimar cuantitativamente el parámetro de impacto mediante el valor medido de $\Delta b_x = |\langle B_{X_{VM}} \rangle|/B_{0VM}$, usando la aproximación:

$$p \sim R\sqrt{\Delta b_x/1.6} \quad (4.2)$$

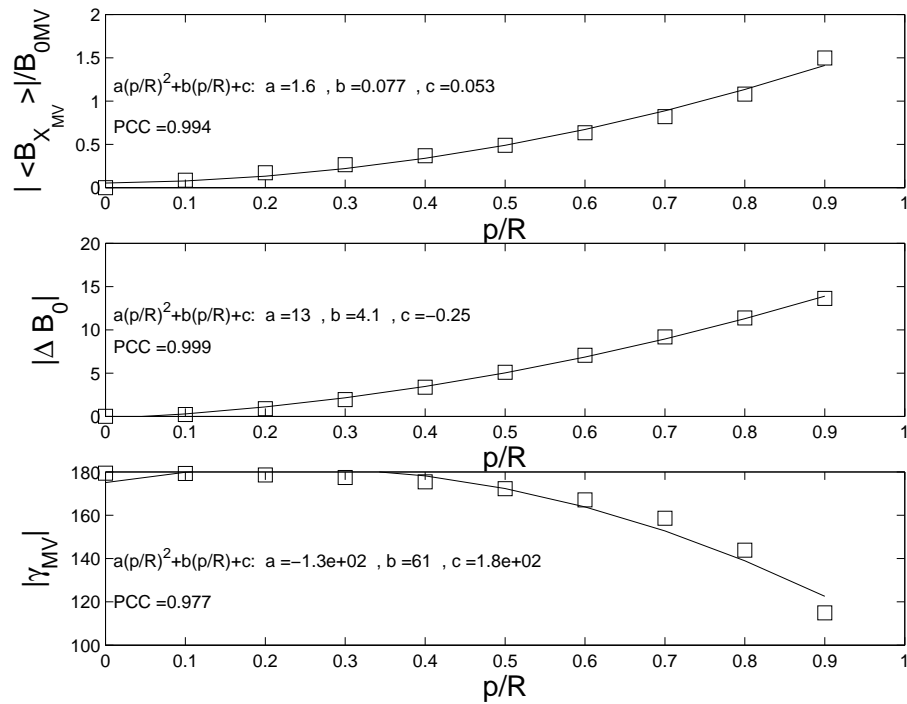


Figura 4.5: Panel superior: $|\langle B_{X_{VM}} \rangle| / B_{0VM}$. Panel intermedio: $\Delta B_0 = B_0 - B_{0VM}$. Panel Inferior: valor absoluto del ángulo de rotación del vector campo magnético en el plano de máxima varianza ($|\gamma_{VM}|$). Todas las cantidades se grafican en función de p en unidades del radio. También se agregan las curvas de regresión cuadráticas.

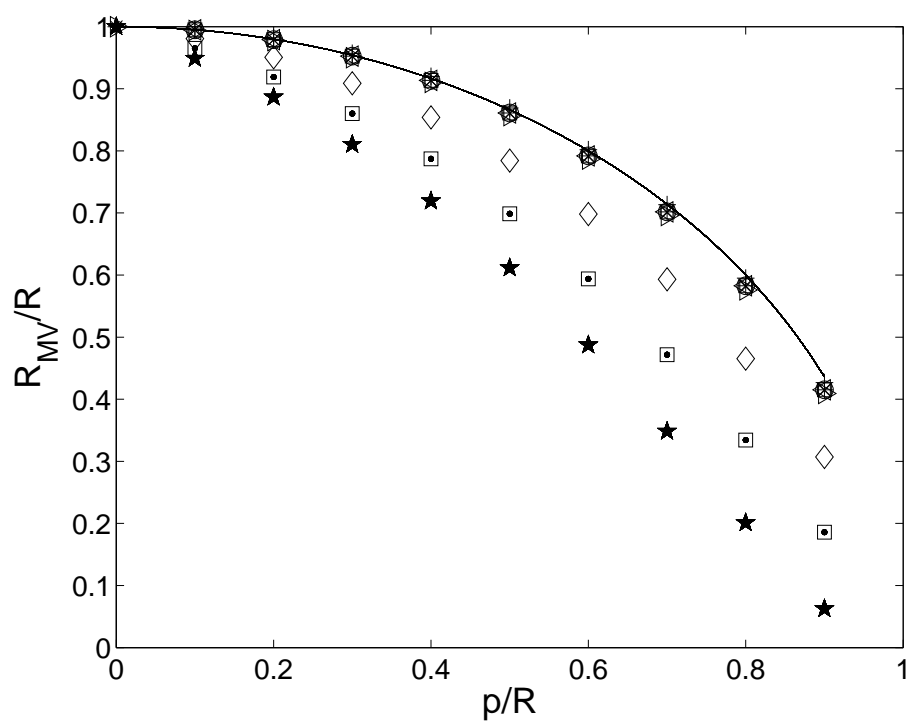


Figura 4.6: R_{VM} en unidades del radio de las nubes sintéticas R ($= 0.1$ AU) como función de p/R . La línea sólida corresponde a $\sqrt{1 - (p/R)^2}$. Los símbolos dados son los mismos de la Figura 4.3.

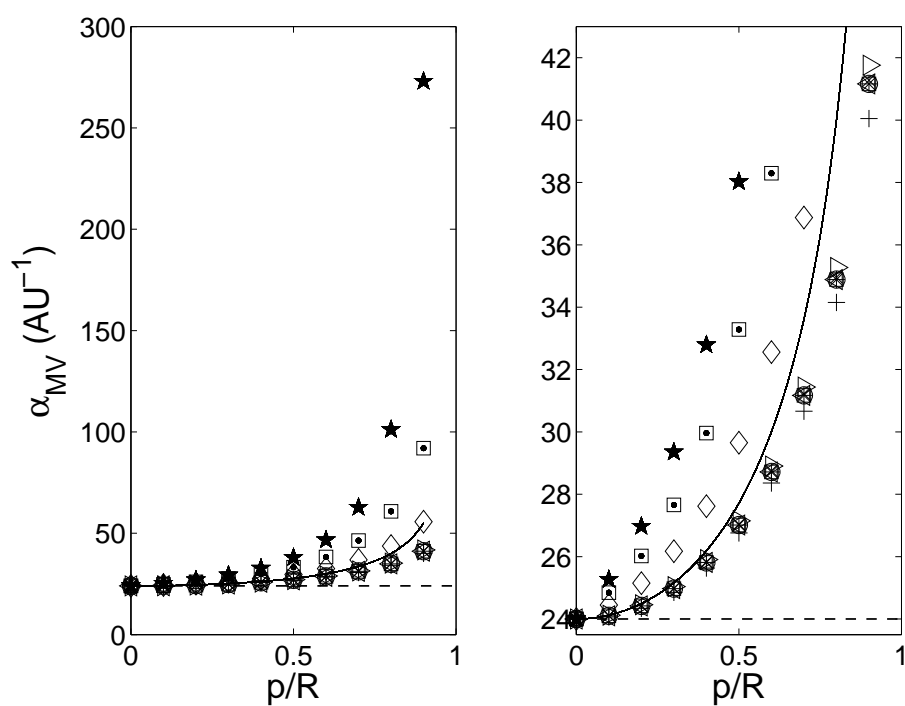


Figura 4.7: α_{MV} como función de p/R . La línea a rayas corresponde al valor utilizado para generar las nubes sintéticas ($\alpha = 24\text{AU}^{-1}$). Los símbolos para las diferentes orientaciones están dados como en la Figura 4.3. La línea sólida muestra $\alpha=24 \text{ AU}^{-1}/\sqrt{(1 - (p/R)^2)}$. El panel izquierdo muestra el conjunto completo de nubes, mientras que el panel derecho muestra un acercamiento.

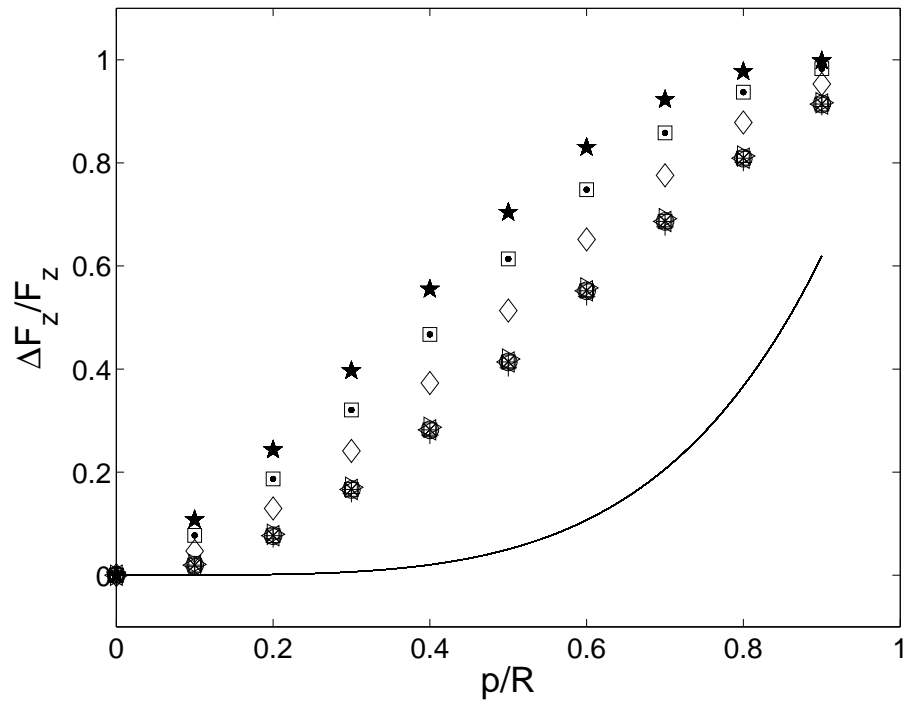


Figura 4.8: Diferencia entre el valor real y el estimado (usando VM) de la Helicidad magnética, dividida por el valor real, $\Delta F_z/F_z = (F_z - F_z^{VM})/F_z$, en función de p/R . Los símbolos para las diferentes orientaciones se presentan como en la Figura 4.3. La línea sólida corresponde a F_z^{VM} calculada con los valores para B_0 y α usados para generar las NSs, $B_0(= 20nT)$ y $\alpha(=24 \text{ AU}^{-1})$, pero considerando el radio $\sqrt{(R^2 - p^2)}$.

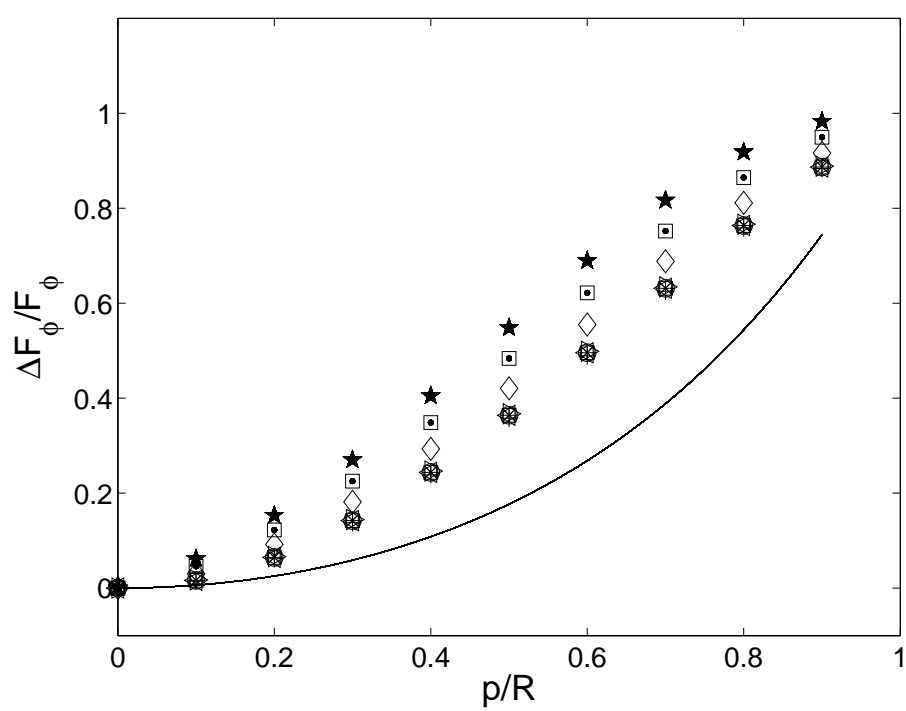


Figura 4.9: Idem que la Figura 4.8 pero para los valores de F_ϕ .

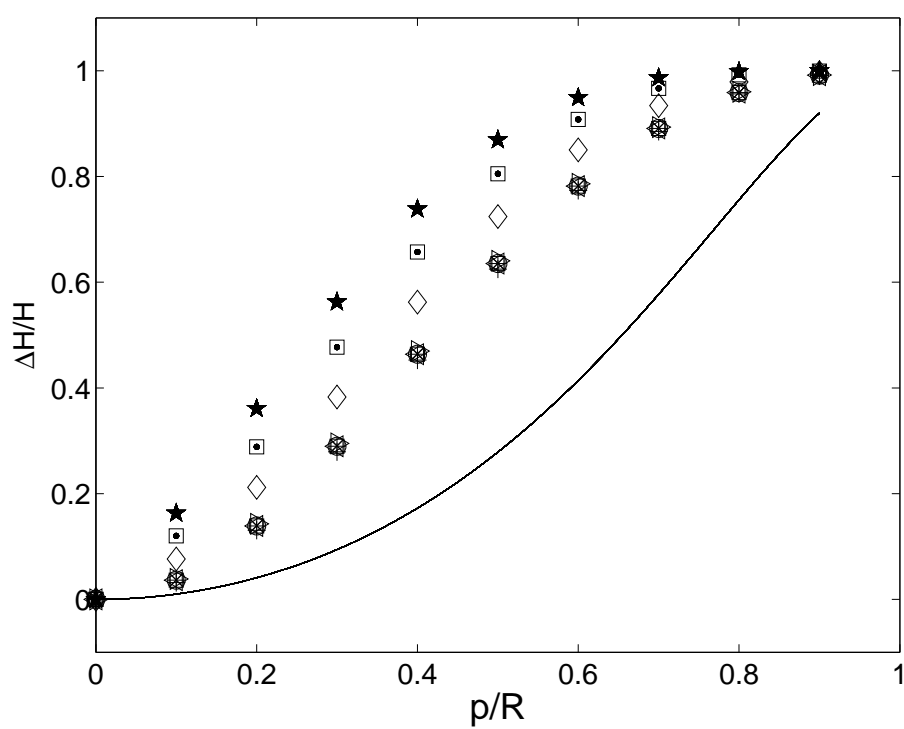


Figura 4.10: Análogamente que para las Figuras 4.8 y 4.9 pero para los valores de H .

(ver parámetros ajustados en el panel superior de la Figura 4.5).

4.2.5. Estimación de B_{0VM}

La intensidad del campo magnético B_{0VM} , que se calcula ajustando al modelo LU, también se verá afectada por el error introducido por VM en la orientación del eje. El panel medio de la Figura 4.5 muestra la diferencia $\Delta B_0 = B_0 - B_{0VM}$. También hallamos una dependencia cuadrática con p/R . La diferencia en la intensidad del campo puede ser significativa, por ejemplo $\approx 50\%$ para $p/R = 0.5$, ya que la sonda recorre un camino lejos del centro de la nube.

4.2.6. Rotación coherente

La magnitud de la rotación coherente del campo magnético observado entre el instante inicial (t_0) y final (t_f) corresponde al ángulo γ , que resulta entre la proyección de $\vec{B}(t_0)$ en el plano de máxima varianza (B_{ZVM}, B_{YVM}) y la proyección de $\vec{B}(t_f)$ en el mismo plano. Cuando el parámetro de impacto es nulo, se espera una rotación coherente de 180° puesto que al entrar a la estructura el campo es todo azimutal en una dirección y al salir de ella también todo azimutal pero apuntando en la dirección opuesta. Cuando $p \neq 0$ la rotación observada por las componentes, será menor. Para cuantificar este efecto analizamos el ángulo γ . En el panel inferior de la Figura 4.5 puede observarse que $|\gamma|$ disminuye a medida que p/R crece. Así, encontramos que el ángulo $|\gamma|$ varía desde 180° (para $p = 0$) hasta $\approx 120^\circ$ en el caso extremo cuando $p = 0.9R$ (es decir, cuando el satélite cruza la nube cerca de la periferia).

4.2.7. Estimación del Radio

Cuando $p = 0$, la determinación del radio no se verá afectada. Sin embargo cuando $p \neq 0$ el radio que se estima será menor ($R' \sim \sqrt{R^2 - p^2} < R$, ver esquema de

la Figura 3.2). La Figura 4.6 muestra el radio estimado usando la orientación dada por VM en unidades del radio simulado ($R = 0.1$ UA) en función de p/R . Se cuantifican así la subestimación del radio real usando R_{VM} cuando $p \neq 0$. La línea sólida en esta Figura corresponde a $\sqrt{(1 - (p/R)^2)}$, el valor que hubiese sido obtenido para las orientaciones correctas definidas, pero con la (única) desviación dada cuando la subestimación del tamaño está dada por el valor finito de p . Esto introduce un error en el radio de la nube menor que el 30 % para $p/R < 0.7$. Como se espera, los únicos casos que tienen variaciones significativas en los radios estimados debido a errores en las orientaciones son aquellos donde el eje de la nube está casi paralelo a la dirección Sol-Tierra: símbolos \diamond ($\theta = 10^\circ, \phi = 130^\circ$), \square ($\theta = 30^\circ, \phi = 180^\circ$), y \star ($\theta = 5^\circ, \phi = 200^\circ$).

4.2.8. Estimación de α_{VM}

Las diferencias en la determinación de α_{VM} se presentan en la Figura 4.7. Como esperamos, el valor $\alpha = 24 \text{ AU}^{-1}$ (usado para todas las nubes sintéticas) se recupera cuando $p/R = 0$. La línea sólida representa $\alpha = 24\text{AU}^{-1}/\sqrt{1 - (p/R)^2}$, que corresponde al valor de α que cancela $J_0(\alpha R)$ para el radio subestimado $\sqrt{R^2 - p^2}$. Con excepción de las mismas 3 nubes magnéticas que dan los mayores errores en R (ejes orientados cerca de la dirección Sol-Tierra), los valores que se obtienen de α difieren de $\alpha = 24\text{AU}^{-1}$ básicamente debido a la subestimación del radio.

El panel derecho de la Figura 4.7 muestra una ampliación del panel izquierdo en la región de interés y allí se puede ver que, excluyendo los 3 casos mencionados antes, existe una pequeña tendencia a cancelar este efecto, ya que los valores ajustados de α están entre $\alpha = 24\text{AU}^{-1}$ y $\alpha = 24\text{AU}^{-1}/\sqrt{(1 - (p/R)^2)}$.

4.2.9. Magnitudes globales

A partir de los parámetros ajustados calculamos F_z , F_ϕ y H . Debido a los errores sistemáticos en la determinación del radio y de los parámetros físicos, como se ha discutido en las Secciones previas, es de esperarse también errores sistemáticos en la determinación de las magnitudes globales.

Con el fin de analizar estos errores, para cada nube se calculan F_z (usando parámetros de las nubes sintéticas) y F_z^{VM} (usando parámetros ajustados usando orientaciones dadas por VM). En forma equivalente se estiman F_ϕ y H .

La Figura 4.8 muestra $\Delta F_z/F_z = \frac{F_z - F_z^{VM}}{F_z}$ y la Figura 4.9 muestra $\Delta F_\phi/F_\phi = \frac{F_\phi - F_\phi^{VM}}{F_\phi}$. En la Figura 4.10 graficamos $\Delta H/H = \frac{H - H^{VM}}{H}$ en función de p/R . En las tres Figuras la línea sólida corresponde a las magnitudes calculadas con los valores sintéticos pero considerando el radio trivialmente subestimado como $\sqrt{R^2 - p^2}$.

H^{VM} subestima a H por dos razones: (1) la subestimación del radio y (2) la desviación introducida en los valores ajustados de B_{0VM} y α_{VM} . La subestimación del radio puede ser corregida parcialmente estimando el parámetro de impacto (ver Sección 4.2.7).

A partir de estos resultados, concluimos que la razón principal para la subestimación de las cantidades globales es la disminución de R_{VM} , que puede ser corregido si se calcula p .

También notamos que para las tres cantidades globales, las mayores desviaciones aparecen en nubes orientadas con sus ejes cerca de la dirección Sol-Tierra.

4.2.10. Otras consideraciones

Las nubes magnéticas pueden presentar señales de fuerte expansión (un efecto no considerado en nuestro conjunto de nubes sintéticas) (e. g., Shimazu and Marubashi (2000), Berdichevsky et al. (2003), Nakwacki et al. (2005), Nakwacki et al. (2006)). La principal

fuente de error cuando se usa VM para nubes magnéticas en expansión es la introducida por el fuerte decrecimiento de $|\vec{B}|$ en la serie temporal observada por el satélite, debido a la expansión combinada con la conservación del Flujo magnético (ver Sección 2.3.1). Este efecto puede ser corregido si se aplica VM a la serie normalizada del campo magnético, como hacemos en nuestro estudio.

Más aún, Dasso et al. (2007) compara la orientación de una NM usando la técnica de VM normalizada con otra técnica que tiene en cuenta la cancelación del Flujo (Dasso et al. (2006)). Resultando ambos métodos en muy buen acuerdo.

Otros efectos pueden introducir desviaciones en estimaciones de orientación y tamaño de nubes magnéticas. Algunos ejemplos son la desviación de la simetría cilíndrica, bordes de las NMs ambiguos, o la presencia de un nivel significativo de fluctuaciones en el campo magnético. En cuanto al apartamiento de la simetría cilíndrica, según nuestros resultados (ver Sección 3.8.5) la parte interna de la nube (hasta $\sim R/3$ en nuestra muestra) permanece significativamente simétrica, consistente con otros estudios que encuentran los núcleos de las nubes simétricos y circulares (ver por ejemplo el trabajo reciente de Liu et al. (2008)). En cuanto a las fluctuaciones del campo magnético, una de las características de las NMs (ver Sección 3.1) es que su estructura magnética presenta un nivel de fluctuaciones significativamente menor que la hallada en el viento solar usual, lo cual valida nuestro enfoque. Finalmente los casos que presentan bordes ambiguos, pueden generalmente resolverse analizando parámetros adicionales del plasma (como por ejemplo analizar β , temperatura de protones etc., ver Sección 3). Además, de acuerdo con lo hallado en nuestro trabajo, las discontinuidades en los valores para las pendientes de las magnitudes globales acumuladas estimadas con MD, pueden ser un buen indicador para confirmar los bordes propuestos, como se muestra en la Sección 3.7.6.

Capítulo 5

Evolución dinámica de las nubes magnéticas en el viento solar

Las nubes magnéticas interactúan con su entorno durante su viaje en el viento solar desde el Sol hasta la heliósfera externa. Dado que la presión del viento solar decrece a medida que aumenta la distancia heliocéntrica, es esperable que las nubes magnéticas se expandan. Esta expansión esperada se confirma a partir de observaciones, ya que la velocidad del plasma observada *in situ*, típicamente decrece en magnitud dentro de la nube desde su frente hasta su final (i.e., el frente de la nube viaja más rápido que su parte posterior). Por otro lado también se ha encontrado que el tamaño de las NMs se incrementa con la heliodistancia.

La expansión de las NMs tiene importantes consecuencias sobre el decaimiento de la densidad de masa en las nubes (consecuencia de la conservación de la masa) y sobre el comportamiento de la intensidad del campo magnético (consecuencia de la conservación del Flujo magnético, ver Sección 2.3.1).

En este Capítulo intentaremos responder preguntas vinculadas con la evolución dinámica de las NMs. En particular cómo evolucionan las magnitudes MHD globales (Flujos y Helicidad magnética) en la heliósfera.

Luego se realiza una revisión del decaimiento de la presión del viento solar, y se realiza

una predicción cuantitativa para la expansión global de las nubes.

También se realiza un estudio cuantitativo de la tasa de expansión local para las NMs, revisando un análisis teórico basado en la hipótesis de una expansión autosimilar isótropa. Luego se muestran nuestros resultados originales, que caracterizan el perfil de velocidades observadas, y se propone un método para estimar cuantitativamente la tasa de expansión local en NMS.

5.1. Evolución de F_Z , F_ϕ y H de 0.3 UA a 5.4 UA

Para estudiar nubes magnéticas en la heliósfera interna, en el rango de distancias al Sol (D) entre 0.3 UA y 1 UA, utilizamos datos de los instrumentos de las sondas Helios 1 y 2 (como se detalla en el Apéndice). Se analizan observaciones de las propiedades del plasma (Rosenbauer et al. (1977)), en particular de la velocidad y densidad de protones (Marsch et al. (1982)), y del vector campo magnético (Neubauer et al. (1977)), para series temporales con cadencia temporal de 40 ± 1 segundos.

Para el estudio en la heliósfera externa ($1.5 \text{ UA} \leq D \leq 5.4 \text{ UA}$), utilizamos datos de los instrumentos de la sonda Ulysses (ver Apéndice), en particular mediciones del plasma (Bame et al. (1992)) y campo magnético (Balogh et al. (1992), Stone et al. (1992)).

Las observaciones de campo magnético y de velocidades que se analizan en este Capítulo son dadas en un sistema de coordenadas de terna derecha $\{\hat{R}, \hat{T}, \hat{N}\}$. Donde \hat{R} corresponde a la dirección Sol-Satélite apuntando desde el centro del Sol hacia la posición del Satélite, \hat{T} , está formado por el producto vectorial entre eje de rotación solar y \hat{R} y yace en el plano ecuatorial solar, y \hat{N} se obtiene del producto vectorial entre \hat{R} y \hat{T} .

Las NMs se expanden con la heliodistancia, sin embargo dada la baja disipación del sistema se espera que los invariantes ideales (ver Sección 2.3) no decaigan durante su evolución.

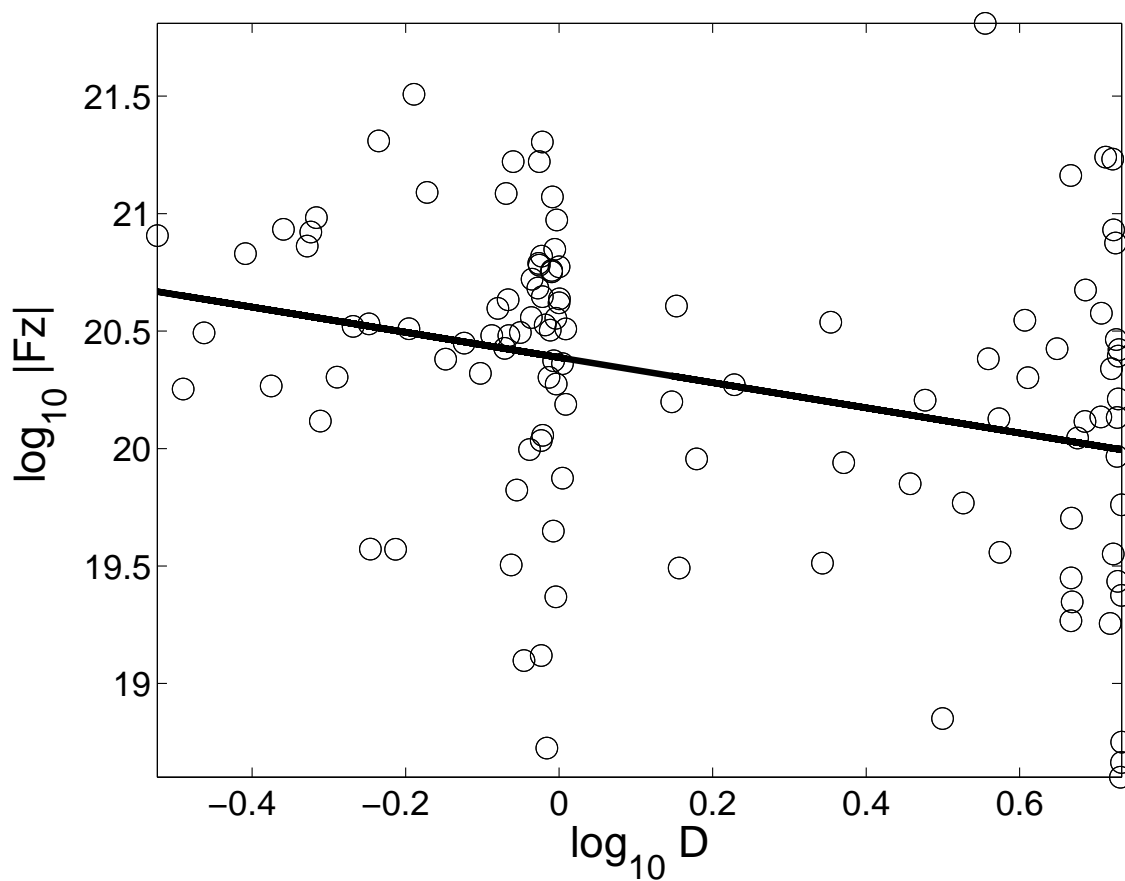


Figura 5.1: gráfico doblelogarítmico del módulo del Flujo axial (M_x) en función de la heliodistancia D (UA). También se incluye el ajuste a una función lineal por cuadrados mínimos en trazo lleno.

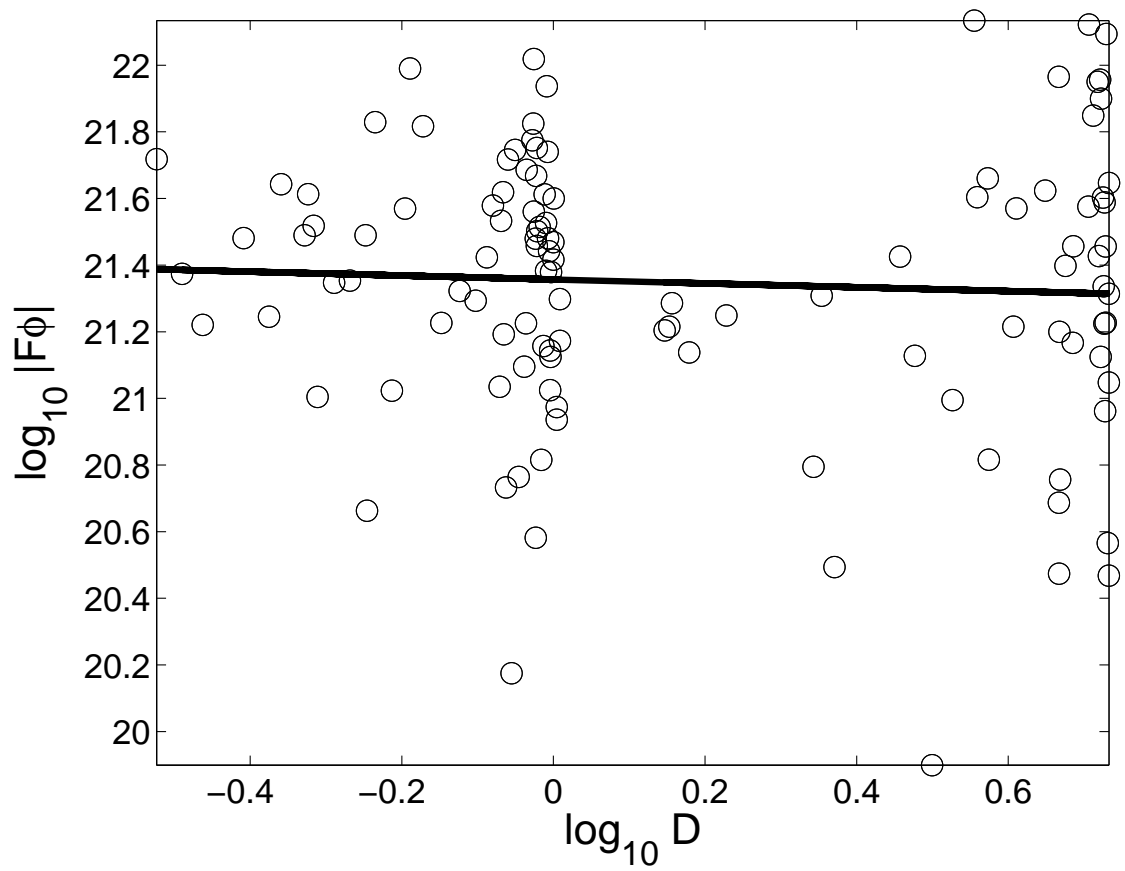


Figura 5.2: Idem que para la Figura 5.1 pero para el módulo del Flujo azimutal total (M_x).

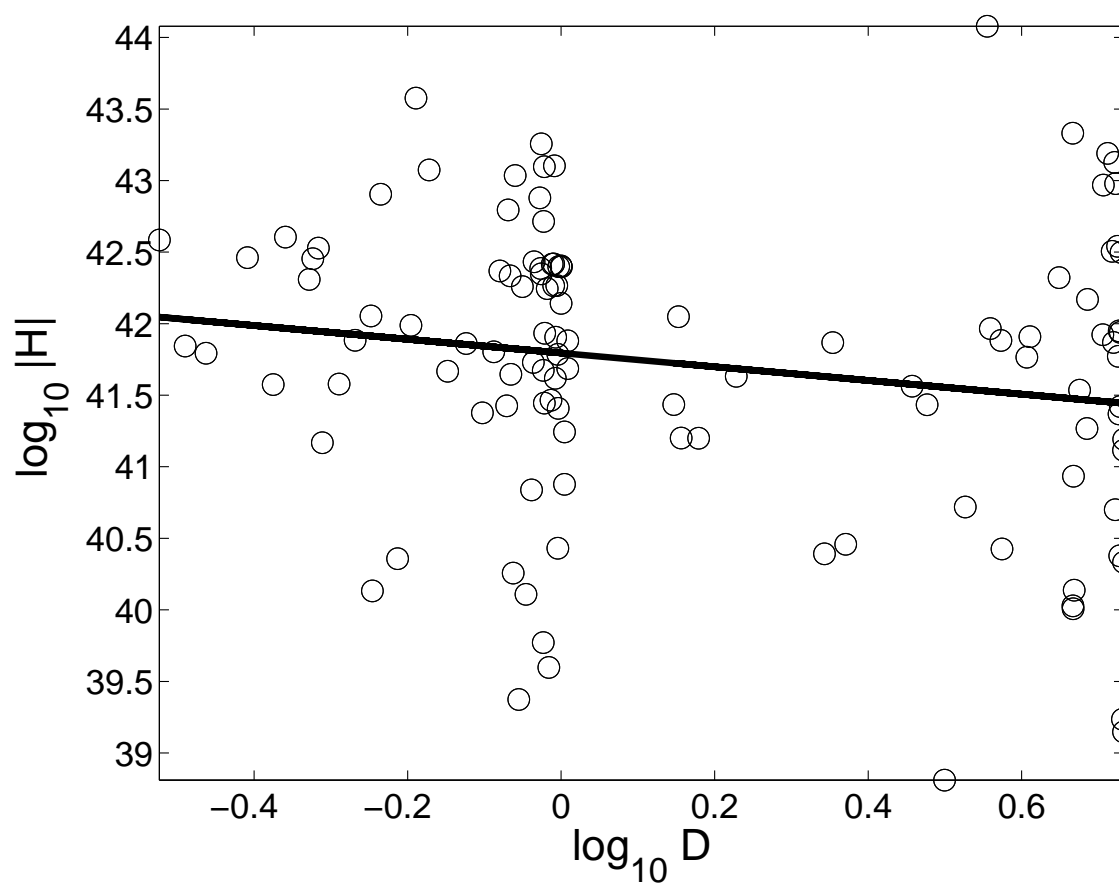


Figura 5.3: Idem que para las Figuras 5.1 y 5.2 pero mostrando la Helicidad magnética relativa total (Mx^2).

Analizamos las 47 NMs observadas entre 0.3 y 1 UA por las misiones Helios 1 y 2, que fueron reportadas por Bothmer and Schwenn (1998), Liu et al. (2005) y Leitner et al. (2007). A 1 UA analizamos 20 nubes observadas por la sonda Wind (como se señaló en la Sección 3.1). Estudiamos el conjunto de 48 nubes magnéticas observadas entre 1.5 y 5.4 UA por la sonda Ulysses (ver Apéndice), reportadas por los autores Malandraki et al. (2001), Rodriguez et al. (2004), Riley et al. (2004a) y Rodriguez et al. (2008).

Aplicamos el método directo que fue explicado en la Sección 3.6, a cada una de las nubes estudiadas. Estimamos la longitud total de la nube magnética como $L = 2D$ (i. e., se hace la hipótesis de que las nubes se hallan conectadas con el Sol). Las Figuras 5.1 y 5.2, muestran los valores absolutos del flujo axial y azimutal en función de la heliodistancia donde puede observarse una significativa dispersión. Esta dispersión podría representar la diversidad de los valores de F_Z y F_ϕ , intrínsecos de cada nube, a una heliodistancia de referencia. A pesar de la gran dispersión, puede verse una tendencia a decrecer con D .

En forma análoga a las Figuras 5.1 y 5.2, en la Figura 5.3 se observa el valor absoluto de la Helicidad magnética en función de la heliodistancia, donde también los valores presentan una gran dispersión y puede verse una tendencia a decrecer en el rango observado.

Para cuantificar la disminución de las magnitudes globales observadas con D , se realiza el ajuste a una recta por cuadrados mínimos (en escala doble logarítmica). Se obtiene entonces la tasa de decrecimiento para cada una de las magnitudes:

$$|F_Z| = (2.4 \pm 0.4)10^{20}(D/D_0)^{-0.54 \pm 0.15} \text{ Mx},$$

$$|F_\phi| = (2.3 \pm 0.2)10^{21}(D/D_0)^{-0.06 \pm 0.10} \text{ Mx},$$

$$|H| = (6.2 \pm 1.4)10^{42}(D/D_0)^{-0.48 \pm 0.24} \text{ Mx}^2,$$

El Flujo axial decrece con mayor velocidad que el Flujo azimutal. La Helicidad magnética decrece con una tasa similar que el Flujo axial. A pesar de que se espera que F_z , F_ϕ y H

no decaigan, encontramos evidencia empírica que indica que F_z y H decaen con tasas del orden de $\sim D^{-\frac{1}{2}}$; mientras que la tasa de decaimiento encontrada para F_ϕ es un orden de magnitud menor.

El trabajo de Dasso et al. (2006) encontró que debido a reconexión magnética de las capas exteriores de la NM con el ambiente se produce un 'pelado' de la estructura magnética. En aquel trabajo se hallaron estructuras fósiles que mostraron la evidencia de este proceso, pero no se pudo distinguir si la remoción de Flujo magnético ocurre cerca de la corona solar en las etapas iniciales de la nube, o bien es un proceso progresivo que se extiende al viento solar. Si este 'pelado' fuera progresivo en el viento solar, entonces se esperaría una disminución significativa de F_ϕ con la heliodistancia. Sin embargo con nuestros resultados encontramos que F_ϕ prácticamente no disminuye, lo cual indica que este 'pelado' de la estructura magnética es más eficiente a heliodistancias menores a 0.3 UA. Por otra parte, las únicas hipótesis de nuestro método requieren de parámetros de impacto bajos y simetría cilíndrica local de las estructuras (ver Sección 3.6). El trabajo de Liu et al. (2008) muestra la reconstrucción de la estructura magnética de una NM observada en el entorno terrestre, a partir de un método que permite hallar su forma, y halló que el núcleo de la misma permanece aproximadamente circular, mientras que en la periferia la sección se deforma y se torna oblada con su eje menor en la dirección Sol-Tierra (situación que se ilustra en el esquema de la Figura 5.4). La disminución en F_z y H puede ser explicada consistentemente con lo hallado por Liu et al. (2008): una estructura de nube que progresivamente en las capas exteriores se torna oblada con su eje mayor perpendicular a la dirección radial solar será interpretada como una nube con sección circular con radio igual al radio menor, y así subestimaré el área de la sección de la NM y consecuentemente subestimaré F_z y H (ver Secciones 3.6.1 y 3.6.3).

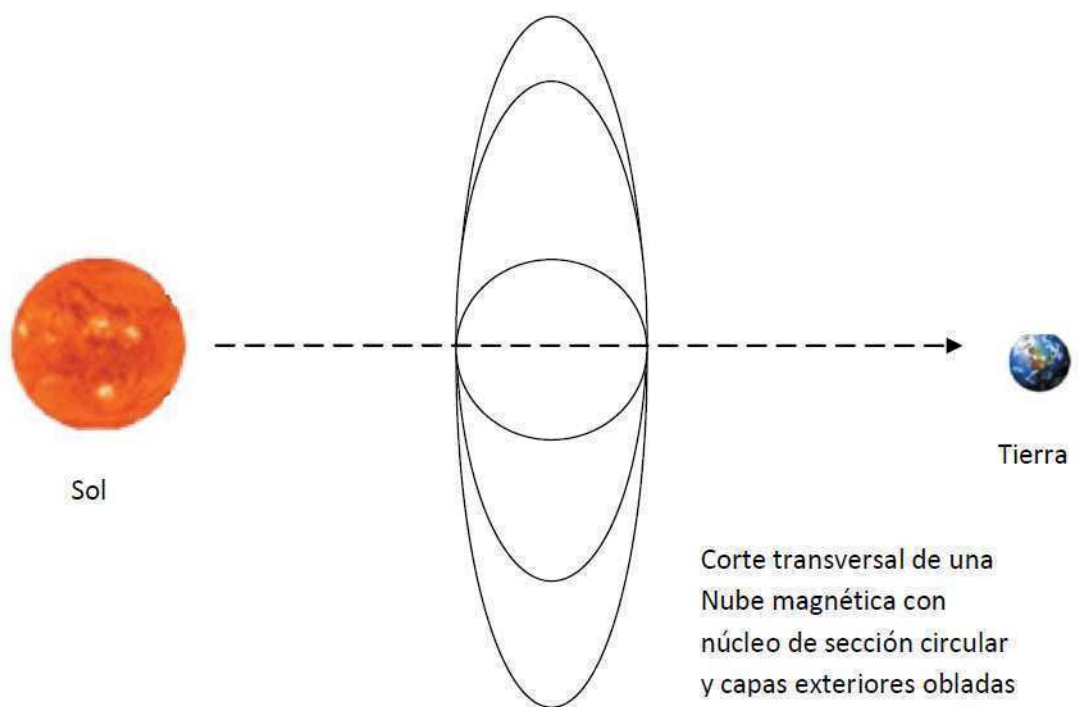


Figura 5.4: Dibujo esquemático de la sección de una NM con núcleo circular y capas exteriores oblongadas, con el eje mayor perpendicular a la dirección Sol-Tierra.

5.2. Evolución global esperada

La causa principal de la expansión global de las NMs se debe a que viajan en un medio donde la presión del ambiente (el viento solar) decrece muchos órdenes de magnitud desde el entorno del Sol hasta la heliósfera externa. Otros efectos, como la sobre-presión interna, la presencia de choques, así como también la distribución radial de la cantidad de torsión dentro de la ristra de flujo, tienen una influencia mucho más débil en la expansión.

Para estimar el comportamiento de la presión total en el viento, detallamos a continuación como es la dependencia de la densidad de protones, la intensidad del campo magnético y la temperatura en función de D .

De acuerdo con Mariani and Neubauer (1990), del ajuste a una ley de potencias para las observaciones de la intensidad de campo magnético en la heliósfera interna: $B = B_0(D/D_0)^{-n_B}$, se obtiene una ley de decaimiento global con $n_B = 1.6 \pm 0.1$ ($B_0 = 3.8 \pm 0.2$ nT a $D_0 = 1$ AU) de las observaciones de Helios 1, y $n_B = 1.8 \pm 0.1$ ($B_0 = 3.3 \pm 0.2$ nT a $D_0 = 1$ AU) para observaciones de Helios 2.

Para la densidad de protones ($N_p = N_{p,0}(D/D_0)^{-n_N}$) se ajustan $N_0 = 7 \pm 4$ cm⁻³ a 1 UA (promediando viento solar lento y rápido de acuerdo con Schwenn, 2006) y $n_N = 2$ (que teóricamente corresponde también a la expansión en dos dimensiones para el viento estacionario con velocidad radial constante).

Siguiendo a Schwenn (2006) y a Totten et al. (1995), es posible representar la dependencia típica de la temperatura de protones (T_p) con la heliodistancia D aproximadamente como $T_p = T_{p,0}(D/D_0)^{-n_{T_p}}$ con $n_{T_p} = 1.0 \pm 0.1$ ($T_{p,0} = (1.3 \pm 1.0) \times 10^5$ K a $D_0 = 1$ UA).

Para la temperatura de los electrones ($T_e = T_{e,0}(D/D_0)^{-n_{T_e}}$) utilizamos valores hallados por Marsch et al. (1989), en particular usamos sus resultados para los rangos de velocidades (300-500) km/s para representar mejor las condiciones típicas del viento solar.

Para el rango de velocidades de (300-400) km/s, Marsch et al. (1989) encontró $T_{e,0} = (1.3 \pm 0.4) \times 10^5$ K y $n_{T_e} = 0.5 \pm 0.1$, para el rango de velocidades (400-500) km/s, $T_{e,0} = (1.4 \pm 0.4) \times 10^5$ K y $n_{T_e} = 0.4 \pm 0.1$. Entonces para los electrones nosotros consideramos la temperatura media entre estos dos rangos de velocidades.

A partir de estos comportamientos típicos, calculamos las presiones parciales (magnética, cinética de protones y de electrones) que se muestran en la Figura 5.5. Despreciando el pequeño efecto de las partículas α , la presión total del viento solar P_{SW} resulta: $P_{SW} = P_B + P_p + P_e$.

Proponemos y ajustamos una ley de potencias para la presión total ($P \sim P_0(D/D_0)^{-n_P}$) considerando la suma de las presiones parciales. La suma de diferentes leyes de potencias no es en general una ley de potencias, sin embargo en este caso nosotros encontramos una presión total que es muy cercana a una ley de potencias puesto que las presiones de plasma y magnética tienen exponentes similares. El exponente hallado es:

$$n_P = 2.91 \pm 0.31. \quad (5.1)$$

Las ondas de Alfvén son modos normales en MHD, de gran importancia. Estas ondas cumplen un rol activo en el plasma del medio interplanetario, y generalmente son el canal más importante para transportar perturbaciones magnéticas en este medio. Así, es de esperar que una NM pueda adaptar su campo magnético si la velocidad de expansión resulta menor que la velocidad con que se propagan las perturbaciones en el interior de su estructura. En nuestro conjunto de NMs, hallamos que la velocidad de expansión es menor que la velocidad de Alfvén para el 83 % de los casos estudiados, en consistencia con resultados previos (e. g., Klein and Burlaga (1982)).

Para condiciones de viento solar típicas, a partir de resolver un problema de frontera libre que considera que la estructura transita sucesivos estados de cuasi-equilibrio que re-

sultan del balance entre presiones interna (borde de la NM) y externa (viento solar), puede mostrarse que una estructura inicial libre de fuerzas sufrirá una expansión aproximadamente autosimilar (Démoulin and Dasso (2009)).

En el caso particular de estructuras libres de fuerza lineal con simetría cilíndrica local donde el campo magnético viene dado por (ver Sección 2.4): $\vec{B}(\rho) = B_0 J_1(2\tau_0\rho)\hat{\phi} + B_0 J_0(2\tau_0\rho)\hat{z}$, planteamos un equilibrio aproximado en el borde ($\rho = R$) entre la presión magnética en la NM (dado que en NMs $\beta \ll 1$, esta presión será aproximadamente la presión total) y la presión total del viento solar:

$$\frac{B_0^2}{8\pi} \sim P_0(D/D_0)^{-np} \quad (5.2)$$

A partir de requerir la conservación del Flujo axial, se tiene que:

$$F_z = \frac{2\pi B_0 J_1(2\tau_0 R) R^2}{2\tau_0 R} \quad (5.3)$$

despejando B_0 de la ecuación (5.3) y elevándolo al cuadrado se obtiene:

$$B_0^2 = \left(\frac{2\tau_0 R F_z}{J_1(2\tau_0 R) 2\pi} \right)^2 R^4 \quad (5.4)$$

Por otra parte, teniendo en cuenta que $2\tau_0 R$ se mantiene constante durante su evolución, dado que $B_z \sim 0$ en el borde de la nube (ver Sección 2.5.1), se tiene que $B_0^2 \sim R^4$. Empíricamente se ha demostrado que es una buena aproximación describir la evolución del tamaño radial de la estructura $R(D)$ como una ley de potencias $R(D) = R_0(D/D_0)^q$ (e.g., Leitner et al. (2007), Bothmer and Schwenn (1998)) donde R_0 es el radio de referencia a distancia D_0 . Incluyendo este comportamiento en la ecuación (5.4) y planteando el equilibrio con la presión del viento solar en la ecuación (5.2), al igualar los exponentes de (D/D_0) se obtiene que $-4q = -np$, es decir:

$$q = np/4 \quad (5.5)$$

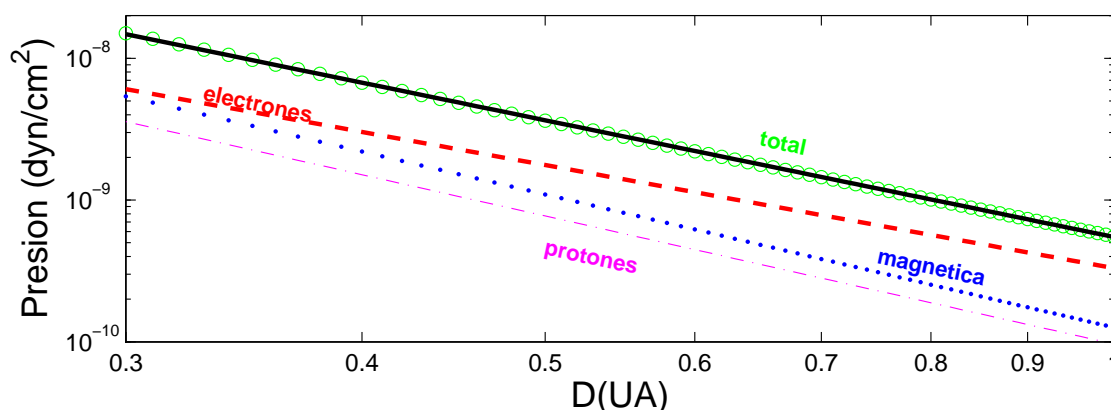


Figura 5.5: Presión del viento solar (parcial y total) en función de la heliodistancia D . La línea llena muestra una recta que corresponde a un ajuste de cuadrados mínimos realizado a la presión total (círculos).

Por lo tanto el exponente q de la expansión se relaciona con el de la ley de potencias del decrecimiento de la presión total ambiente en la cual viaja la nube. Reemplazando el valor hallado de la ecuación (5.1) en la ecuación (5.5) se obtiene un valor esperado para la expansión, que resulta independiente de la heliodistancia, y está dado por:

$$q = np/4 = 0.73 \pm 0.08 \quad (5.6)$$

5.3. Evolución local autosimilar

La evolución de una NM puede ser descrita con el modelo desarrollado por Démoulin et al. (2008). En este modelo se describe la evolución en términos de dos movimientos: el de la posición del centro de masas (C) respecto de un sistema de referencia fijo a la heliósfera $\vec{r}_C(t) = D(t)\hat{V}_c$ y el de la expansión interna donde los elementos del magnetofluido se describen respecto del referencial del centro de masas. Proponiendo una expansión autosimilar para las ristas de flujo magnético a primer orden, la posición de un elemento del magnetofluido $\vec{r}(t)$ respecto del C puede escribirse como:

$$\vec{r}(t) = x_{nube}(t)\hat{x}_{nube} + y_{nube}(t)\hat{y}_{nube} + z_{nube}(t)\hat{z}_{nube} = x_0e(t)\hat{x}_{nube} + y_0e(t)\hat{y}_{nube} + z_0e(t)\hat{z}_{nube} \quad (5.7)$$

Donde $x_{nube}(t), y_{nube}(t), z_{nube}(t)$ son las coordenadas del elemento de magnetofluido en el referencial del centro de masas a tiempo t , y donde x_0, y_0, z_0 son las coordenadas de su posición a un tiempo de referencia t_0 . La función del tiempo $e(t)$ provee la dependencia temporal específica para la evolución autosimilar de la estructura que se aproxima a la función $e(t) = (D(t)/D_0)^l$ siendo D_0 la distancia de referencia donde $e = 1$ y l resulta ser la tasa de la expansión. El comportamiento para el tamaño de una estructura resulta entonces una ley de potencias de la forma:

$$S = S_0(D/D_0)^l \quad (5.8)$$

donde S_0 es el tamaño de referencia a la distancia D_0 .

Utilizando estas hipótesis y despreciando el movimiento del satélite durante el tiempo de observación de la nube magnética, el perfil de velocidades observado (V_x) en la dirección de la velocidad del centro de masas \hat{V}_c será de la forma (una demostración detallada puede encontrarse en Démoulin et al. (2008)):

$$V_x \sim -V_c + \frac{V_c^2}{D_0}l(t - t_0) \quad (5.9)$$

En esta ecuación se ha despreciado la aceleración (se considera que la mayor aceleración de la nube ocurre muy cerca del Sol a distancias solares menores que 0.3 UA (ver Démoulin et al. (2008)), y por lo tanto $dD/dt = V_c = cte$). La pendiente del perfil lineal de velocidades observado provee así información de la tasa de expansión de la nube magnética.

Por lo tanto l , que es la tasa de expansión adimensional, es útil para caracterizar la evolución de las nubes magnéticas en el viento solar, y puede ser calculada a partir de observaciones *in situ* de la pendiente del perfil de velocidades.

5.4. Caracterización del perfil de velocidades

En esta Sección caracterizamos el perfil de velocidades que se observa *in situ*, para una muestra de eventos seleccionada de la literatura, y observada a diferentes distancias del Sol.

En primer lugar, como primer paso de un proceso iterativo, elegimos los bordes para las NMs observadas por los satélites Helios 1, Helios 2 y Ulysses, reportados en la literatura por Bothmer and Schwenn (1998), Malandraki et al. (2001), Rodriguez et al. (2004), Riley et al. (2004a), Liu et al. (2005), Leitner et al. (2007), y Rodriguez et al. (2008). Aplicamos el método de varianza mínima a la serie temporal normalizada del campo magnético observado en cada nube, para hallar el sistema local de referencia (ver Sección 3.4). Luego analizamos las componentes del campo magnético en el sistema local, y redefinimos los bordes de cada NM de acuerdo a la comparación del comportamiento típico esperado con las observaciones, tanto para el campo axial como para el campo azimutal (ver Sección 3.4.2). En el referencial local de la nube es más sencillo diferenciar el viento solar y la nube. Entonces, se mueven los bordes tal que con los nuevos, los perfiles observados acuerdan con los esperados. Realizamos este procedimiento iterativamente para hallar mejoras en las orientaciones, utilizando varias veces la técnica de varianza mínima al campo normalizado hasta lograr el comportamiento esperado dentro de la NM. Aplicamos este procedimiento a todo el conjunto de NMs estudiadas.

La mayoría de las NMs presenta mayor velocidad en el frente que en el borde posterior, confirmando con nuestra muestra, que son estructuras en expansión en el viento solar.

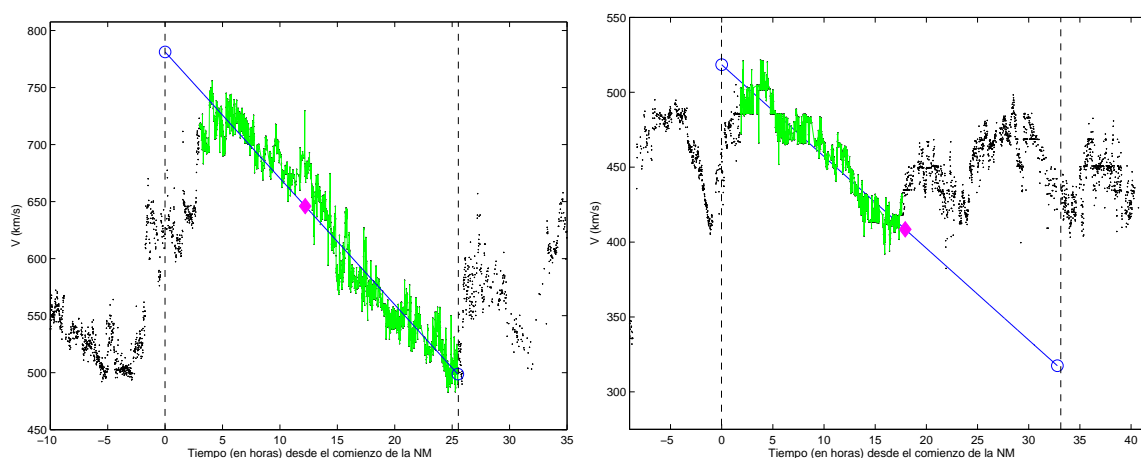


Figura 5.6: Perfil temporal de velocidades para las nubes observadas por la sonda *Helios 1*. Se marca con línea azul el ajuste lineal y con un rombo la velocidad en el centro. En el panel izquierdo se presenta un ejemplo de perfil no perturbado, para la nube observada a partir del 06 de enero de 1975. En el panel derecho, ejemplo de perfil perturbado, para la nube observada a partir del 29 de enero de 1977, puede observarse la fuerte perturbación en el borde posterior de la nube.

Alrededor de la mitad de las nubes estudiadas tienen un perfil de velocidades lineal bien definido, mientras que en la otra mitad el perfil es lineal sólo en una parte de la NM, que generalmente incluye el centro.

Clasificamos el conjunto de nubes en dos grupos: a) uno que denominamos no perturbado, para los casos en que el perfil de velocidades presenta una tendencia lineal en más del 75 % del tamaño completo de la NM, y otro b) que denominamos perturbado, para los casos en que esta condición no se satisface. Encontramos casi tantos casos perturbados como no perturbados.

Se ajusta una función lineal al perfil temporal de velocidades $V_x(t)$ mediante cuadrados mínimos, en un rango restringido a la parte en que las observaciones se comportan linealmente con t .

El ajuste lineal se usa para definir las velocidades $V_{x,ajust}(t_0)$ y $V_{x,ajust}(t_{fin})$ en los bordes de la NM a tiempo inicial (t_0) y final (t_{fin}). Entonces la velocidad de expansión se

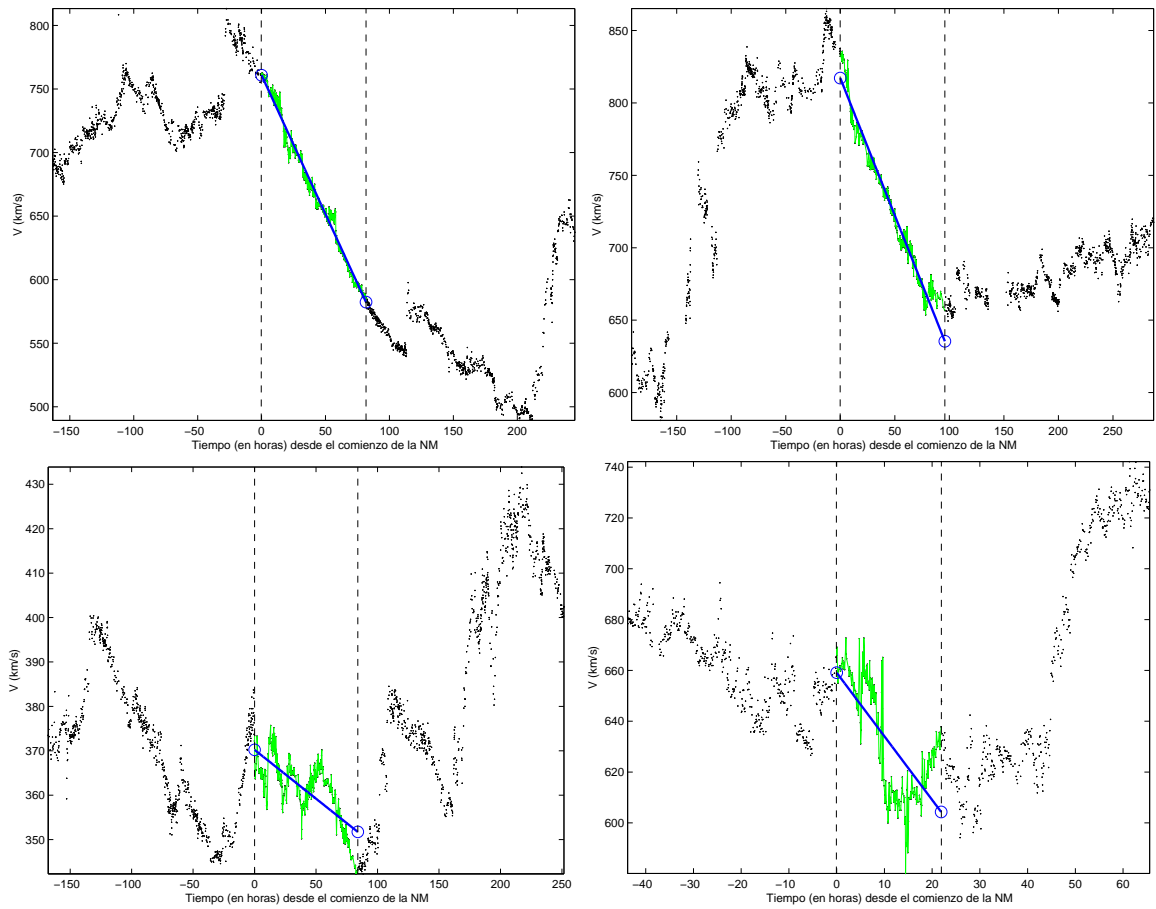


Figura 5.7: Idem que la Figura 5.6 pero para nubes observadas por la sonda *Ulysses*. En los paneles superiores se muestran perfiles no perturbados, en el panel superior izquierdo la nube observada a partir del 15 de Octubre de 1996, para bajas heliolatitudes, en el derecho la nube observada a partir del 9 de Junio de 1993, para heliolatitudes lejos de la eclíptica. En los paneles inferiores se muestran perfiles marcadamente perturbados, en el panel inferior izquierdo nube observada a partir del 15 de agosto de 1997, para heliolatitudes cercanas a la eclíptica y en el panel inferior derecho la nube observada a partir del 14 de noviembre de 2001 (a heliolatitudes $\theta > 25^\circ$). En color azul se indica el ajuste a una recta. En verde se indica la parte ajustada del perfil.

define para cada nube como:

$$\Delta V_x = V_{x,\text{ajust}}(t_0) - V_{x,\text{ajust}}(t_{fin}). \quad (5.10)$$

Para nubes no perturbadas, ΔV_x es muy cercana a la diferencia de velocidades observadas

$V_x(t_0) - V_x(t_{fin})$. En el caso de NMs perturbadas, este procedimiento minimiza los efectos que introducen las perturbaciones que pueden propagar hacia el interior de la nube.

Pueden observarse ejemplos de nubes no perturbadas en la heliósfera interna (ver panel izquierdo de la Figura 5.6), en la heliósfera externa para bajas latitudes $\theta < 25^\circ$ (en el panel superior izquierdo de la Figura 5.7) y en la heliósfera externa para latitudes altas $\theta > 25^\circ$ (en el panel superior derecho de la Figura 5.7). Estos perfiles observados muestran claramente la tendencia lineal del perfil de velocidades, lo cual soporta la hipótesis de una expansión autosimilar (ver Sección 5.3).

En los ejemplos para nubes perturbadas pueden encontrarse varios casos donde el borde posterior de la nube ha sido fuertemente afectado (por ejemplo panel derecho de la Figura 5.6) y casos donde tanto el frente como el borde posterior están fuertemente perturbados (no mostrado por brevedad).

Así, a partir de la velocidad del centro de la NM (V_c , velocidad de traslación, ver Sección 5.3), de la estimación de la pendiente de la recta que presenta el perfil de velocidades ($\frac{\Delta V_x}{\Delta t}$), dentro de la nube y del valor de la heliodistancia donde se observa la nube (D) se puede calcular la tasa de expansión adimensional l a partir del análisis del perfil de velocidades (ver ecuación (5.9)) como:

$$l = \frac{\Delta V_x}{\Delta t} \frac{D}{V_c^2}. \quad (5.11)$$

En el próximo Capítulo mostraremos que la ecuación (5.11) puede alcanzarse también desde un análisis heurístico, y realizaremos un análisis detallado de la tasa de expansión en NMs.

Capítulo 6

Cuantificación de la tasa de expansión

En la primera parte de este Capítulo, analizamos la expansión de las NMs desde un enfoque heurístico, sin realizar suposiciones sobre las causas de la expansión ni sobre su forma funcional.

Las NMs lentas, con velocidades menores o del orden de 400 km/s en general tienen tamaños pequeños, baja intensidad de campo magnético, y solo unas pocas presentan ondas de choques o vainas en su frente (e. g., Tsurutani et al. (2004)). Los flujos rápidos que empujan a las NMs por detrás pueden comprimir el campo magnético en su parte posterior formando en algunos casos grandes estructuras denominadas regiones de confluencia por interacción *merged interaction regions* (e. g., Burlaga et al. (2003)). La interacción entre estos flujos y las NMs pueden afectar significativamente la estructura interna de las nubes (e. g., como lo muestran las simulaciones numéricas de Xiong et al. (2007)).

Como hemos visto en el Capítulo previo, las diferencias entre las velocidades observadas en el frente y en la parte de atrás (ΔV_{obs}) fue utilizada frecuentemente para calificar cuán importante es la expansión en una nube determinada. Valores de ΔV_{obs} grandes favorecen la presencia de choques rodeando la NM. A pesar de que la cantidad ΔV_{obs} es un buen indicador de la variación temporal del tamaño global de la NM, esta cantidad no expresa cuán importante es la expansión de un elemento del fluido, principalmente debido

a que ΔV_{obs} depende fuertemente del tamaño de la nube magnética. Por ejemplo la NM observada por el satélite ACE a ~ 1 UA el 29 de octubre del 2004 (Mandrini et al. (2007)) está formada por una ristra de flujo con un gran radio $R \approx 0.17$ UA, y un valor grande para ΔV_{obs} ($\approx 400 \text{ km s}^{-1}$). Por lo tanto, a primera vista podría ser calificada como una NM en rápida expansión. Sin embargo, si la misma NM hubiera reconectado la mayor parte de su flujo con su ambiente en su viaje desde el Sol, como ha sido observado en algunos casos (Dasso et al. (2006), Dasso et al. (2007)), de manera tal que el flujo remanente cerca de la Tierra sólo hubiera tenido un radio de solo 10^{-2} UA, este objeto hubiera presentado valores $\Delta V_{\text{obs}} \approx 400/17 \approx 24 \text{ km s}^{-1}$, y habría sido calificada como una NM en expansión lenta.

En forma más general, es esperable que las ristas de flujo pequeñas presenten ΔV_{obs} pequeños, expectativa confirmada por las observaciones. Las NMs presentan un amplio rango de tamaños, con radios desde algunas 0.1 UA hasta 10^{-3} UA (Feng et al. (2007); Lynch et al. (2003)), y es necesario cuantificar su tasa de expansión independientemente de su tamaño.

En la Sección 6.1 introducimos un coeficiente de expansión adimensional ζ , a partir de argumentos heurísticos, y analizamos la expansión de las NMs en la heliósfera interna, mediante el cómputo de ζ . Encontramos un acuerdo excelente entre ζ y el coeficiente l (ver ecuación (5.11)), hallados a partir de dos caminos totalmente diferentes. Luego (Sección 6.2) se cuantifica la expansión para un conjunto de NMs observados en la heliósfera externa.

6.1. Análisis en la heliósfera interna

En esta Sección presentamos una tasa de expansión adimensional ζ , encontrada a partir de argumentos heurísticos y empíricos. Clasificamos las nubes magnéticas observadas por

las sondas Helios 1 y 2 que fueron reportadas por Bothmer and Schwenn (1998), Liu et al. (2005) y Leitner et al. (2007), de acuerdo a la calidad de las observaciones magnéticas y de velocidades. Aquellas que presentan muchos huecos ('gaps') en las mediciones son excluidas del siguiente análisis, conservando aquellas que presentan calidades relativamente buenas y son el conjunto mostrado en el Cuadro 6.1.

Como mencionamos al comienzo de este Capítulo, es esperable que ΔV_x esté fuertemente correlacionado con el tamaño de la NM. El tamaño de una nube magnética es proporcional a $\Delta t = t_{\text{fin}} - t_0$ y a V_c . La Figura 6.1.a muestra claramente una correlación positiva entre ΔV_x y Δt . Más aún, el ajuste lineal por cuadrados mínimos para estas cantidades usando el conjunto completo de NMs responde a una recta que pasa por las cercanías del origen. Esta correlación afín puede removerse definiendo la cantidad $\Delta V_x / \Delta t$ como un nuevo estimador de la expansión. Esta cantidad también muestra, como es de esperar, una correlación positiva con V_c (Figura 6.1.b) pero a diferencia de la cantidad anterior, la línea recta ajustada permanece lejos del origen. Sin embargo, su dependencia con V_c^2 provee la línea recta ajustada que nuevamente pasa cerca del origen (Figura 6.1.c) por lo que $\Delta V_x / (\Delta t V_c^2)$ podría ser una cantidad que mide la expansión en forma independiente del tamaño y velocidad de traslación de la NM. Este análisis de la correlación empírica sugiere que puede definirse una tasa de expansión adimensional ζ :

$$\zeta = \Delta V_x / (\Delta t V_c^2) \quad (6.1)$$

Es notable que esta expresión hallada a partir de un análisis heurístico, y en forma totalmente independiente de lo realizado en la Sección 5.3, concuerda exactamente con la ecuación (5.11) que fue obtenida analíticamente a partir de modelar la evolución cinemática de una expansión autosimilar.

La tasa de expansión adimensional obtenida de aplicar la ecuación (6.1) a las nubes

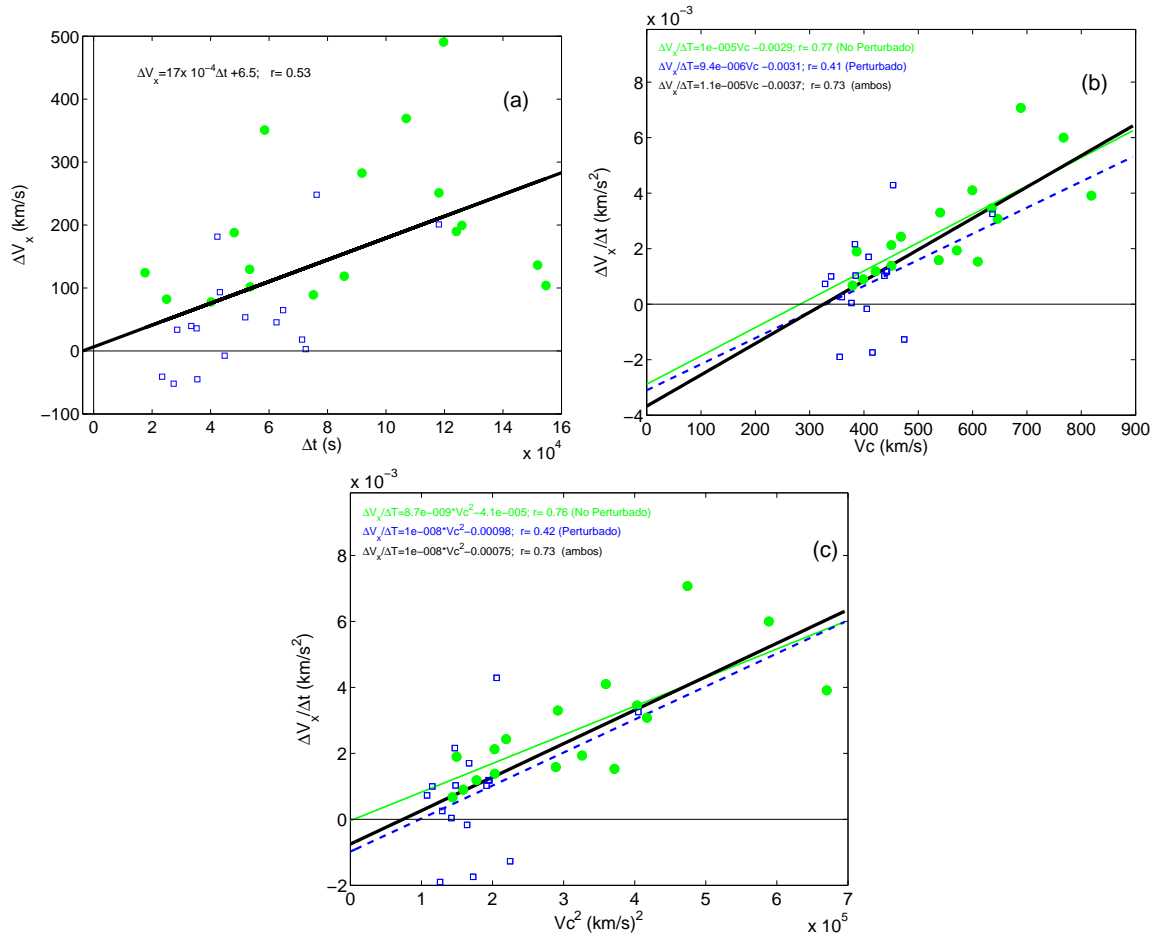


Figura 6.1: Los paneles a-c muestran el análisis de correlación entre diferentes indicadores para la expansión de las NMs en función de diferentes cantidades físicas. Las NMs están separadas en dos grupos: perturbadas (en cuadrados) y no perturbadas (en círculos). Las líneas rectas son el resultado del ajuste lineal por cuadrados mínimos para NMs perturbadas (en líneas rayadas) y no perturbadas (línea llena delgada), y para ambas clases, listadas en el Cuadro 6.1 (línea llena gruesa). ΔV_x está definida según la ecuación (5.10), $\Delta t = t_{\text{fin}} - t_0$, V_c es la velocidad en el centro de la NM (o la velocidad donde la distancia entre el centro de la NM y la trayectoria del satélite es mínima), y D es la distancia al Sol. Los valores ajustados y los coeficientes de correlación obtenidos (r) se incluyen dentro de los gráficos, considerando los diferentes grupos. Una correlación más significativa está presente para los casos no perturbados.

estudiadas en la heliósfera interna se detallan en el Cuadro 6.1. En la primer columna se indica el satélite (Helios 1 o Helios 2), T_c es el tiempo al cual se observa el centro de la

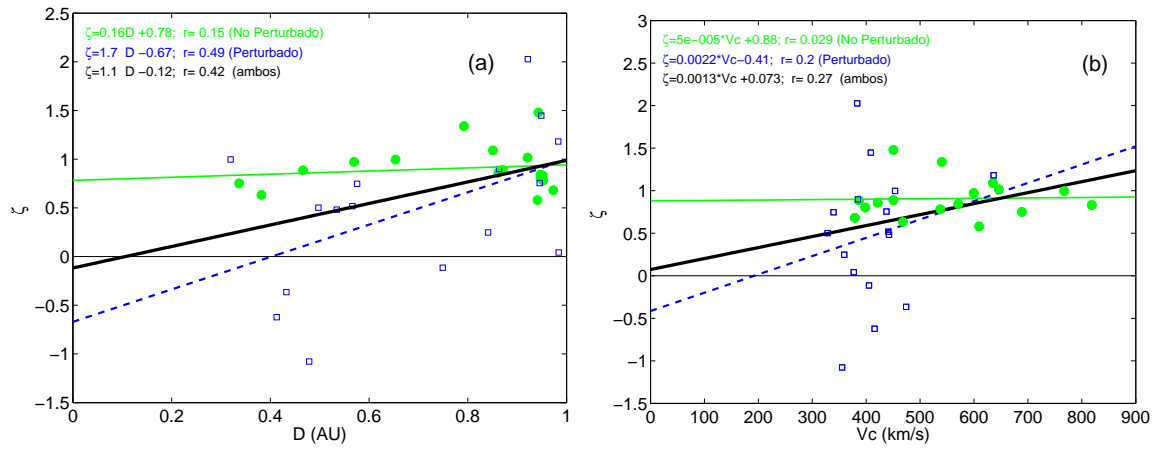


Figura 6.2: Los paneles a-b muestran el análisis de correlación de la tasa de expansión adimensional (ζ) como función de parámetros de la NM. Las nubes perturbadas y no perturbadas se representan como en la Figura 6.1.

NM. Las NMs se clasifican en perturbadas (P) y no perturbadas (N), ver Sección 5.4. Puede notarse que existen casi tantas nubes perturbadas (48 %) como no perturbadas en nuestra muestra.

Las correlaciones encontradas entre $\Delta V_x/\Delta t$ y V_c y entre $\Delta V_x/\Delta t$ y V_c^2 están presentes en ambos grupos de NMs, pero son mucho más fuertes para NMs no perturbadas (Figura 6.1.b y Figura 6.1.c). Verificamos además que ζ no depende de Δt , V_c , D o de alguna combinación de ellas. Las Figuras 6.2.a y 6.2.b muestran dos ejemplos de esta exploración. De hecho, las NMs no perturbadas casi no muestran correlación mientras que una correlación débil persiste cuando se consideran las NMs perturbadas. La Figura 6.2.b, también muestra que aún para nubes magnéticas lentas, la tasa de expansión adimensional (ζ) no se correlaciona con V_c .

6.1.1. Expansión de nubes no perturbadas

Las nubes magnéticas clasificadas como perturbadas presentan un comportamiento diferente respecto del comportamiento de las nubes no perturbadas, cuando se analiza ζ

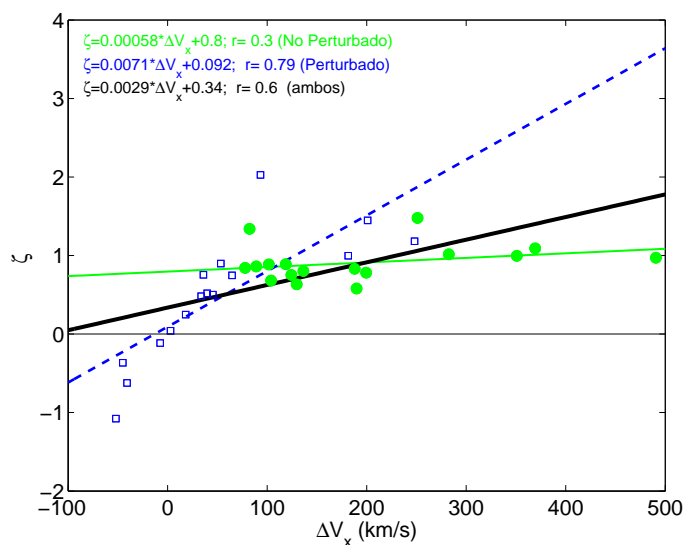


Figura 6.3: Las nubes perturbadas y no perturbadas presentan un comportamiento marcadamente diferente de ζ en función de ΔV_x . Las convenciones son las mismas que para las Figuras 6.1 y 6.2.

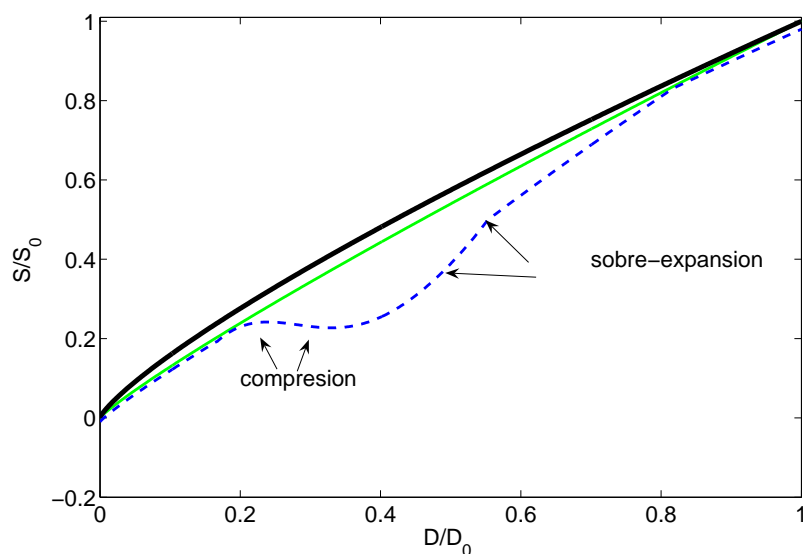


Figura 6.4: Esquema de la posible evolución del tamaño de las NMs con la heliodistancia, mostrando la expansión global esperada (línea sólida gruesa), un ejemplo de nube magnética no perturbada (línea sólida delgada) y de nube perturbada (línea rayada), ver texto principal.

como función de ΔV_x (Figura 6.3). Mientras que para las NMs no perturbadas, las correlaciones han sido removidas, las perturbadas presentan valores de ζ bien correlacionados con ΔV_x (coeficiente de correlación 0.79).

Para poder explicar las diferencias del comportamiento de ζ para NMs perturbadas y no perturbadas, es necesario tener en cuenta que la dependencia del tamaño de la nube ($S = V_c \Delta t$) con la heliodistancia D , es de la forma de la ecuación (5.8), como ya fue observado en varios estudios estadísticos, (e. g., Bothmer and Schwenn (1998), Wang et al. (2005), Gulisano et al. (2010a)). En particular encontramos para nuestra muestra, un exponente general $m = 0.78 \pm 0.12$ en la ley de potencias para el tamaño S . Ese exponente difiere marcadamente en el caso de nubes no perturbadas $m = 0.89 \pm 0.15$ respecto del hallado en nubes perturbadas $m = 0.45 \pm 0.16$.

Si la NM no es perturbada, es posible esperar que la evolución de S siga una ley como la de la ecuación (5.8) incluso en tiempos cortos (i. e., del orden del día, que corresponde al tiempo de observación de la nube). Así, para nubes no perturbadas, es posible diferenciar la ecuación (5.8) en el tiempo para deducir la velocidad de expansión ΔV_x :

$$\Delta V_x \approx \frac{dS}{dt} \approx \frac{dS}{dD} \frac{dD}{dt} \approx m \frac{S}{D} V_c. \quad (6.2)$$

Entonces, la tasa de expansión adimensional local observada (ecuación (5.11)) resultará:

$$\zeta_{\text{noperturbada}} = \frac{\Delta V_x}{\Delta t} \frac{D}{V_c^2} \approx m. \quad (6.3)$$

Esto implica que ζ será independiente del tamaño, de la velocidad de la NM, de la distancia al Sol y de ΔV_x , en pleno acuerdo con nuestros resultados (Figuras 6.2-6.3). También implica que las mediciones del perfil de velocidad a través de una dada NM permiten estimar el exponente m . Además, los valores de m deducidos de nuestro estudio estadístico del tamaño de las NMs en función de la heliodistancia están en acuerdo con

el valor medio encontrado para ζ en forma independiente del perfil de la velocidad (Figura 6.3, Cuadro 6.1), y también presenta buen acuerdo con los valores esperados para el exponente con la hipótesis de un cuasi-equilibrio dado por el decaimiento de la presión ambiente (ver ecuación (5.6)).

6.1.2. Expansión de nubes perturbadas

En el caso de NMs perturbadas, la estimación de ζ con la ecuación (6.1) resulta con valor medio menor ($\zeta \approx m \approx 0.45$) que el hallado considerando las NMs no perturbadas ($\zeta \approx m \approx 0.8$). Más importante aún, ζ presenta una mayor dispersión para el caso de nubes perturbadas que para NMs no perturbadas (un factor ≈ 4 veces mayor).

A priori, NMs perturbadas por flujos que tienden a comprimirlos deberían presentar tasas de expansión menores que las de aquellas NMs que no son perturbadas. Esto es cierto en promedio. Sin embargo, existe una fracción significativa (5/16) de NMs perturbadas que se expanden más rápido que la media de las nubes no perturbadas. El mayor valor para ζ se obtuvo para una NM perturbada. Más aún los valores de ζ para NMs perturbadas mantienen una buena correlación con ΔV_x , en contraposición al resultado obtenido para NMs no perturbadas (Figura 6.3).

Para responder a la pregunta de porqué las nubes magnéticas perturbadas tienen estas propiedades proponemos el siguiente mecanismo: Cuando una NM es empujada por un flujo de viento solar rápido, la nube se comprime debido al flujo que empuja, por lo tanto su tamaño se incrementa menos rápidamente que lo esperado según la ecuación (5.8). Si esta interacción es lo suficientemente fuerte, ésta puede incluso detener la expansión natural y crear una NM en compresión como en los 3 casos presentes en el Cuadro 6.1, donde $\zeta < 0$. Una visión esquemática de ese tipo de evolución se puede observar en la Figura 6.4. Sin embargo, esta interacción con compresión no podrá durar un periodo de tiempo largo ya

que el flujo incidente puede sobrepasar a la ristra de flujo por ambos flancos. A medida que la presión total en la parte posterior decrece, la tasa de expansión crece. Más aún, luego que la nube es 'liberada' de la compresión su tasa de expansión puede incluso ser más rápida que la típica para NMs no perturbadas ya que, la compresión previa ha provisto de una presión interna 'adicional', que es mayor que la presión del viento solar circundante, y así, la NM tiene una sobre-presión comparada con la del viento solar ambiente, que produce una expansión más rápida que la usual esperada (una sobre-expansión, ver Figura 6.4).

Dado que el efecto de interacción con flujos será transitorio, en escalas espaciales grandes, esperamos que el tamaño de nubes perturbadas siga la ecuación (5.8), pero no será posible aplicar localmente esta ley a una dada NM. En particular, no se puede diferenciar la ecuación (5.8) en el tiempo para obtener una estimación de la velocidad de expansión local de una NM perturbada y por lo tanto no es posible escribir la ecuación (6.2). En lugar de esto, podemos usar la ecuación (5.8) solamente para estimar un tamaño aproximado S , y así se tiene que:

$$\zeta_{\text{perturbado}} = \frac{\Delta V_x}{S} \frac{D}{V_c} \approx \frac{D_0^m D^{1-m}}{S_0 V_c} \Delta V_x. \quad (6.4)$$

La dependencia con $D^{1-m} \approx D^{0.5}$ es relativamente débil, pero está presente (Figura 6.2.a). ζ también tiene una dependencia con V_c , pero el rango de V_c dentro del grupo de NMs perturbadas de nuestra muestra es muy limitado para poder ser observada (Figura 6.2.b). Para nubes perturbadas, ζ refleja el comportamiento de la expansión local de la NM, y es una medida de la importancia de los efectos de los flujos que la empujan (es decir, una cuantificación de la influencia de la interacción entre la NM y el flujo en el ambiente y/o de su historia reciente). Dado que las dependencias de ζ con D^{1-m} , con V_c y con S_0 son débiles, ζ está fuertemente correlacionado con ΔV_x , presentando una tendencia lineal con

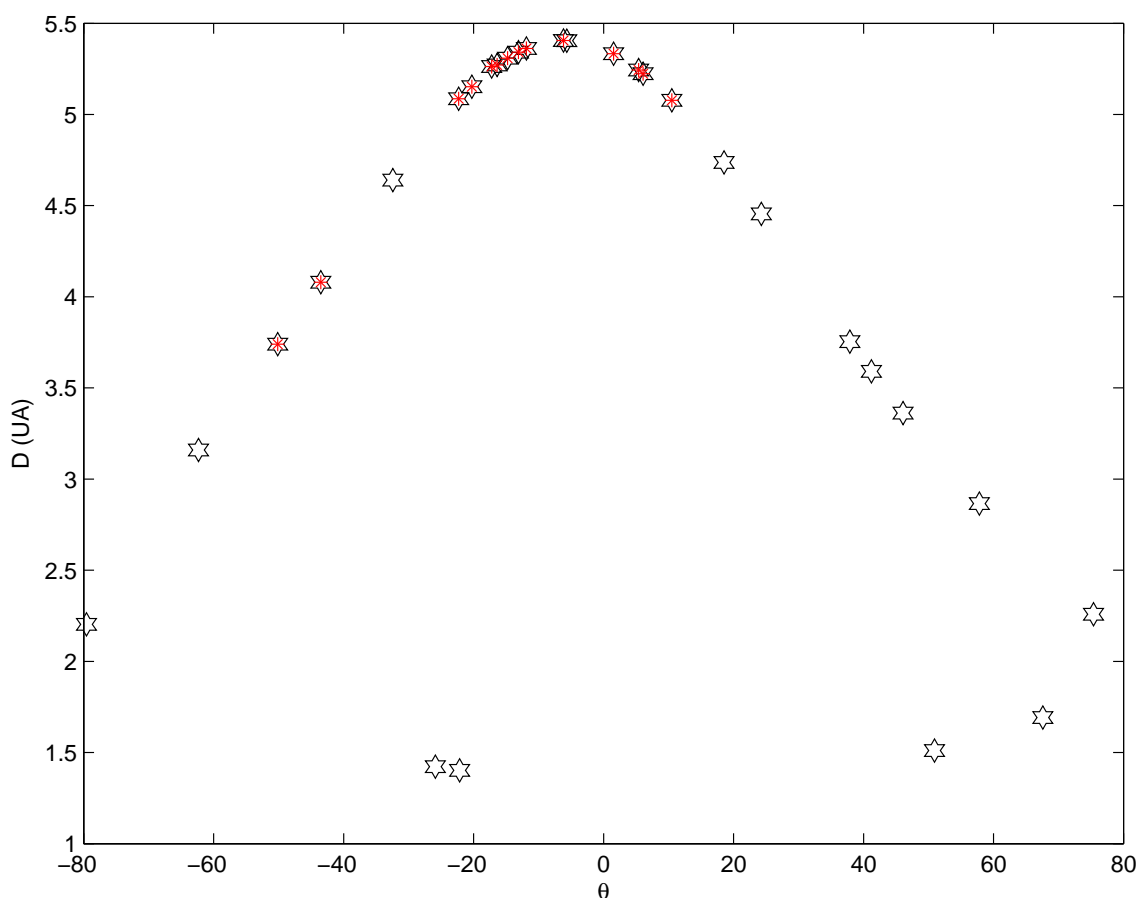


Figura 6.5: Heliodistancia D en función del la heliolatitud θ para las nubes observadas por la sonda Ulysses en la heliosfera externa. En con asteriscos se señalan aquellas NMs cuya temperatura es mayor que la esperada para el VS usual (Wang et al. (2005)). Debido a la trayectoria de la sonda, sólo es explorada una curva en el espacio de parámetros.

una pendiente positiva α , $\zeta_{\text{perturbado}} = \alpha \Delta V_x$, con $\alpha \sim D_0^m D^{1-m} / S_0 V_c$.

6.2. Análisis en la heliósfera externa

En esta Sección intentaremos responder si en la heliósfera externa las propiedades de las NMs perturbadas y no perturbadas, son las mismas que en la heliósfera interna.

La eyección de NMs con diferentes velocidades favorece el proceso de fusión entre eventos diferentes, y así a distancias mayores que 1 UA comienzan a observarse estructuras

Cuadro 6.1: Lista de eventos en la heliósfera interna. La primer columna indica el satélite (Helios 1 o Helios 2), T_c es el tiempo al cual se observa el centro de la NM. Las NMs se clasifican en perturbadas (P) y no perturbadas (N). ζ es el coeficiente de expansión adimensional (ecuación (5.11)). Los valores promedios e incertezas se muestran al final.

Sat	T_c d-m-y h:m (TU)	clase	ζ
H1	07-Jan-1975 10:39	N	1.0
H1	04-Mar-1975 21:37	N	0.63
H1	02-Apr-1975 09:00	P	-1.1
H1	05-Jul-1976 14:20	P	0.04
H1	30-Jan-1977 03:18	P	1.4
H1	31-Jan-1977 00:26	P	0.75
H1	20-Mar-1977 01:13	P	0.52
H1	09-Jun-1977 01:22	N	0.86
H1	09-Jun-1977 10:33	P	0.9
H1	28-Aug-1977 21:36	P	0.25
H1	26-Sep-1977 03:45	N	0.97
H1	01-Dec-1977 20:15	P	-0.11
H1	03-Jan-1978 19:21	N	0.83
H1	16-Feb-1978 07:25	N	1.5
H1	02-Mar-1978 12:33	N	0.89
H1	30-Dec-1978 01:50	N	1.1
H1	28-Feb-1979 10:13	N	0.78
H1	03-Mar-1979 18:49	N	0.58
H1	28-May-1979 23:07	p	-0.37
H1	01-Nov-1979 09:09	P	0.5
H1	22-Mar-1980 21:25	P	2.0
H1	10-Jun-1980 20:31	P	-0.62
H1	20-Jun-1980 05:47	P	0.48
H1	23-Jun-1980 12:25	P	0.75
H1	27-Apr-1981 11:55	N	1.3
H1	11-May-1981 23:30	N	1.0
H1	27-May-1981 05:43	N	0.89
H1	19-Jun-1981 05:05	N	0.75
H2	06-Jan-1978 06:50	N	0.84
H2	30-Jan-1978 05:02	P	1.2
H2	07-Feb-1978 13:45	N	0.68
H2	17-Feb-1978 02:32	N	0.8
H2	24-Apr-1978 11:54	P	1.0
H1		todos	0.66 ± 0.65
H1		P	0.39 ± 0.81
H1		N	0.94 ± 0.25
H2		todos	0.90 ± 0.19
H2		P	1.09 ± 0.13
H2		N	0.77 ± 0.08
ambos		todos	0.70 ± 0.61
ambos		P	0.48 ± 0.79
ambos		N	0.91 ± 0.23

Cuadro 6.2: Lista de eventos en la heliósfera externa. La primer columna indica la heliolatitud θ . El resto de la tabla se presenta con el mismo formato que el Cuadro 6.1.

θ	T_c d-m-y h:m (TU)	clase	ζ
-20.26	16-Nov-1992 09:40	P	0.50
-32.44	11-Jun-1993 17:07	N	0.69
-22.14	03-Feb-1995 19:48	P	0.50
+24.27	16-Oct-1996 18:10	N	0.90
+18.53	10-Ene-1997 07:54	P	0.42
+10.50	26-May-1997 21:50	P	0.36
+06.08	17-Ago-1997 10:58	P	0.37
+05.38	30-Ago-1997 22:32	P	1.26
+01.53	14-Nov-1997 12:42	N	1.29
-05.67	10-Abr-1998 08:05	P	0.54
-11.88	15-Ago-1998 08:49	P	-0.18
-13.11	08-Sep-1998 22:08	N	1.08
-14.77	12-Oct-1998 06:18	N	0.88
-16.37	12-Nov-1998 18:58	P	1.18
-22.29	04-Mar-1999 20:53	P	1.05
-50.13	11-Mar-2000 21:27	N	0.78
-62.34	15-Jul-2000 16:57	N	1.14
-79.56	07-Dic-2000 00:57	N	1.69
-25.88	11-Abr-2001 15:42	N	1.32
+50.91	24-Jul-2001 09:56	N	0.58
+67.60	24-Ago-2001 18:02	P	0.48
+75.38	14-Nov-2001 23:34	P	0.67
+57.83	12-Feb-2002 12:53	P	0.06
+46.07	05-May-2002 15:30	N	1.57
+41.20	16-Jun-2002 12:11	N	0.73
+37.89	18-Jul-2002 06:59	P	-0.0003
-17.23	31-Ene-2005 23:06	N	0.66
-43.51	19-Ene-2000 06:10	P	-0.08
-06.17	20-Abr-1998 11:47	P	-0.19
		todos	0.70 ± 0.50
		P	0.43 ± 0.45
		N	1.02 ± 0.36

complejas denominadas *merged interaction regions* que resultan de la interacción entre 2 o más NMs. Estudiamos NMs observadas por la sonda Ulysses, y seleccionamos aquellas NMs sin interacción con otra NM, para poder realizar un estudio comparativo con la heliósfera interna. Al igual que en el caso de la heliósfera interna conservamos para este análisis sólo aquellas NMs cuyos datos presentan calidades relativamente buenas. El listado de los eventos estudiados se detalla en el Cuadro 6.2.

Se orientan las estructuras mediante el método de varianza mínima aplicado a la serie temporal normalizada del campo magnético observado para hallar el sistema local de referencia y se revisan los bordes de las estructuras. Se calculan las tasas de expansión adimensional ζ . Los resultados pueden observarse en el Cuadro 6.2.

En la Figura 6.5 se observa la heliodistancia en función de la heliolatitud para las nubes observadas por la sonda Ulysses. Debido a la trayectoria de la sonda, sólo se recorre una parte del espacio de parámetros. En esta misma Figura se marcan con asteriscos las NMs que presentan temperaturas observadas mayores que las esperadas para el viento solar usual, siguiendo las ecuaciones halladas para la temperatura por Wang et al. (2005). Esta característica se concentra en las nubes observadas a heliolatitudes $|\theta| < 40^\circ$, y a distancias > 4 UA, y podría ser consecuencia de un progresivo calentamiento mayor en regiones cercanas a la hoja de corriente heliosférica, cerca de la eclíptica.

Se observa un 55 % de NMs a bajas heliolatitudes ($|\theta| < 25^\circ$) y consecuentemente 45 % a heliolatitudes altas ($|\theta| > 25^\circ$) con lo cual encontramos prácticamente casi tantas nubes cercanas a la eclíptica como fuera de ella.

El ~ 69 % de las nubes NMs observadas cerca de la eclíptica ($|\theta| < 25^\circ$) están perturbadas (38 % del total), y un 31 % no perturbadas (17 % del total). Mientras que para las observadas fuera de la eclíptica ($|\theta| > 25^\circ$), un ~ 62 % no está perturbada (~ 28 % del total) y el ~ 38 % está perturbada (~ 17 % del total). Se observa entonces que cerca

de la eclíptica hay mayor cantidad de nubes perturbadas, esto puede deberse a que se ven más afectadas por la complejidad del flujo del viento solar lento a bajas latitudes. Por el contrario, la relativa uniformidad del viento rápido a mayores latitudes sería la razón por la cual la mayoría de las NMs son no perturbadas.

La dispersión de ζ para las nubes no perturbadas es significativamente menor que para las perturbadas (como en la heliósfera interna), resultando: $\zeta_{perturbadas} = 0.43 \pm 0.45$ y $\zeta_{noperturbadas} = 1.02 \pm 0.36$. La tasa de expansión general (considerando ambos tipos) es de $\zeta = 0.70 \pm 0.50$. Para las nubes fuera de la eclíptica ($|\theta| > 25^\circ$) se tiene $\zeta = 0.74 \pm 0.57$ y cerca de ella ($|\theta| < 25^\circ$) $\zeta = 0.66 \pm 0.46$.

Para el conjunto combinado de las nubes estudiadas por las sondas Helios 1 y 2 y Ulysses (0.3 a 5.4 UA), se obtiene una tasa de expansión media de $\zeta_{perturbado} = 0.46 \pm 0.63$ y $\zeta_{noperturbado} = 0.96 \pm 0.29$, dando entonces una tasa de expansión consistente con una evolución del tamaño de las NMs debido principalmente al decaimiento de la presión del viento solar ambiente (ver ecuaciones (5.5) y (5.6)).

Capítulo 7

Conclusiones

A lo largo de esta Tesis se estudiaron estructuras helicoidales de la mesoescala, de plasma magnetizado en la heliósfera, denominadas nubes magnéticas.

Si bien existen razones teóricas para esperar ciertas propiedades de los estados MHD iniciales de las NMs (e.g., relajación a estados con mínima energía, para helicidad magnética dada) su configuración geométrica y sus estados evolutivos dependerán de los efectos de la interacción con su entorno sobre su propia dinámica. Por otro lado, las observaciones *in situ* del campo magnético y del plasma en NMs realizadas por un satélite, a lo largo de su trayectoria unidimensional a través de la nube, son insuficientes para reconstruir la configuración magnética tridimensional de estos objetos.

La cuantificación de invariantes ideales globales en el marco de la MHD es de gran relevancia para comprender la estructura y evolución de NMs. Dado que cuando una NM es eyectada desde el Sol, transporta campo magnético helicoidal desde la corona hacia el medio interestelar, la cuantificación de flujos y helicidad magnética es muy apropiada entonces para estudiar la evolución de NMs en la heliósfera.

En esta Tesis se desarrollaron técnicas y métodos originales para estudiar la estructura magnética de las NMs, y de su evolución. Se validaron estos métodos/técnicas a partir de

simular numéricamente un conjunto de eventos sintéticos. Esto también permitió hallar sus limitaciones e incertezas.

Se estudió una muestra de eventos observados a 1 UA del Sol, y se modeló localmente su estructura magnética a partir de diferentes modelos con distintas configuraciones de equilibrio MHD. Se cuantificaron invariantes MHD globales (F_z , F_ϕ y H) variando modelos y métodos de análisis. Una de las técnicas desarrolladas e implementadas en esta Tesis es un método directo, que estima invariantes sin suponer un modelo específico para el equilibrio de la estructura de la NM.

Mostramos que la cuantificación de los invariantes depende significativamente de los bordes elegidos para la nube, y que existe un brusco cambio de pendiente en estas cantidades en los bordes de la NM. Por una parte entonces la correcta determinación del comienzo y fin de la estructura, va a mejorar las estimaciones de las cantidades globales y por otra parte, la discontinuidad en las pendientes de estas cantidades pueden servir como indicadores para mejorar la determinación de los bordes correctos de las NMs.

A pesar de que un problema esencial en Física Espacial es lograr determinar con gran precisión estructuras 3D en la heliosfera, logramos cuantificar la asimetría entrante-saliente de la topología magnética de las NMs, hallamos que el núcleo de las NMs (hasta un tamaño de $\sim R/3$) permanece básicamente simétrico en la mayoría de los casos estudiados, y logramos determinar que los invariantes MHD (F_z , F_ϕ y H) están bien determinados, ya que las variaciones obtenidas variando los métodos y modelos usados resultan mucho menores que la variabilidad de las cantidades estimadas para los diferentes eventos.

Estudiamos el sesgo introducido por la técnica de VM en la determinación de la orientación y tamaño de las NMs y por la técnica AS sobre los modelos ajustados y estimación de sus invariantes MHD. Encontramos que una fuente de error importante al usar VM en nubes con fuerte expansión proviene del gran decrecimiento de $|\vec{B}|$. Pero propusi-

mos como corregir este efecto: aplicar la técnica VM a la serie temporal normalizada del campo.

Un criterio ampliamente utilizado en la literatura para validar la calidad de las orientaciones de las NMs provistas por VM, radicaba en comparar los cocientes de autovalores de la matriz de varianza (Siscoe and Sney (1972)). Si bien este criterio es un buen estimador para determinar si un conjunto de vectores dados corresponde a una dirección espacial bien distinguida, hemos mostrado por primera vez que este criterio no resulta correcto para determinar la calidad de la orientación hallada para la nube usando el método de VM.

Encontramos que una de las fuentes de mayor error para estimar las propiedades de las NMs (al usar los diferentes métodos de análisis) radica en una trayectoria de la sonda tal que el parámetro de impacto p (mínima distancia de aproximación entre la sonda y el eje de la nube) no es despreciable. Este parámetro es muy difícil de estimar con las técnicas clásicas. Sin embargo, en esta Tesis mostramos que la desviación de cero del valor medio de la componente observada del campo en la dirección de la menor varianza (B_{XVM}), puede utilizarse para estimar p . Esta estimación de p nos permite a su vez mejorar la estimación del radio y consecuentemente, la estimación de las cantidades globales, ya que los invariantes son cantidades extensivas y en consecuencia dependen del tamaño.

Nuestros resultados muestran que el valor medio de estos invariantes ideales a 1 UA del Sol, al variar los diferentes modelos y técnicas usadas, (es decir incluyendo además los resultados obtenidos mediante MD), resultan $|F_z| = (4.0 \pm 0.7) \times 10^{20} \text{Mx}$, $|F_\phi|/L = (11.8 \pm 1.8) \times 10^{20} \text{Mx UA}^{-1}$, y $|H|/L = (8.2 \pm 2.8) \times 10^{41} \text{Mx}^2 \text{UA}^{-1}$.

Se realizó un estudio de la evolución dinámica de NMs en la heliósfera, desde 0.3 hasta 5.4 unidades astronómicas.

Nuestras estimaciones de F_ϕ realizadas a partir del método directo no dependen de la

forma de la sección transversal de la nube. Sin embargo, las estimaciones de F_z suponen una estructura cilíndrica para la nube, de tal manera que si las NMs se deforman progresivamente al alejarse del Sol tomando una forma ligeramente oblada (como indican algunos autores, ver Sección 5.1, esquema en Figura 5.4), se esperara que incluso si el valor real de F_z se conserva, nuestras estimaciones indiquen un decaimiento de F_z con D , debido al sesgo que resulta de apartarse de la hipótesis de simetría circular.

A partir de calcular los invariantes en NMs a diferentes heliodistancias, hallamos un decrecimiento significativo para F_z y H (con similares tasas de decaimiento $\sim D^{-1/2}$), mientras que F_ϕ permanece constante dentro de nuestras incertezas.

En trabajos previos se han observado eventos con estructuras fósiles que muestran evidencia de un 'pelado' del tubo magnético debido a reconexión (Dasso et al. (2006), Dasso et al. (2007), Möstl et al. (2009)). Si este 'pelado' ocurre durante su viaje en el viento solar, se esperaría una disminución progresiva de F_ϕ con D . Nuestro resultado (F_ϕ no decae) indica que la reconexión y remoción de Flujo por reconexión magnética entre la NM y su entorno, ocurriría cerca de la corona, y no en el viento solar.

A partir del estudio de los perfiles de velocidad de las NMs, encontramos dos subconjuntos claramente diferenciados, aquellos donde el perfil de velocidades presentaba una tendencia lineal, que llamamos no perturbados y aquellos donde la mayor parte del perfil se hallaba distorsionado que llamamos perturbados (ver Sección 5.4, ejemplos de las Figuras 5.6 y 5.7).

Del análisis de las correlaciones entre las velocidades de expansión y diversas propiedades de las NMs, definimos empíricamente un coeficiente de expansión adimensional, ζ , que puede ser calculado a partir del perfil de velocidades observado 'in situ' para una nube dada. Para nubes no perturbadas, ζ resulta ser independiente de otras características de las NMs (como por ejemplo del tamaño, de la intensidad de campo magnético o de la

velocidad de traslación). Más aún, esta definición empírica de ζ , que se obtiene al remover la correlación entre la tasa de expansión y otras cantidades observadas, resulta ser exactamente la misma expresión analítica que la hallada a partir de argumentos teóricos, considerando una expansión autosimilar (Démoulin et al. (2008)).

¿Cuál es el origen de esta tasa de expansión, que es común a las nubes no perturbadas?. El trabajo de Démoulin and Dasso (2009) vincula teóricamente la expansión de las NMs con el decrecimiento de la presión del viento solar con D , concluyendo que la tasa de expansión es igual a $1/4$ del exponente del decaimiento de la presión, independientemente de la estructura magnética de la ristra de flujo que forma la NM. En esta Tesis, reanalizamos la variación de la presión total del viento solar con la distancia al Sol, y encontramos que $P_{sw}(D) = P_0(D/D_0)^{-n_P}$, con $n_P = 2.91 \pm 0.31$. Así, predecimos una tasa de expansión de $\zeta = 0.73 \pm 0.08$, valor que está en muy buen acuerdo con nuestros cálculos de ζ obtenidos a partir del análisis del perfil de velocidades de las nubes de la muestra de NMs no perturbadas en la heliósfera interna ($\zeta = 0.91 \pm 0.23$) y en la heliósfera externa ($\zeta = 1.02 \pm 0.36$). Este valor también está en buen acuerdo con el exponente $m = 0.89 \pm 0.15$ que encontramos del análisis de la evolución del tamaño global de las NMs $S(D) \sim D^m$ para nubes no perturbadas. Nuestros resultados confirman así que el decaimiento de la presión del viento solar con D es la causa principal de la expansión de las NMs.

Para las NMs perturbadas por flujos rápidos encontramos que el valor medio de ζ ($\zeta = 0.48 \pm 0.79$) es significativamente menor que para nubes no perturbadas, y mostramos así que los flujos interactuantes tienen un efecto global en las NMs mas allá de la región donde los perfiles de velocidad se apartan significativamente del comportamiento lineal. Una tasa de expansión menor es la consecuencia natural de la interacción de las NMs con los flujos rápidos. Más sorprendentemente, encontramos NMs perturbadas que se ex-

panden más rápido que las NMs no perturbadas. Concluimos que estas NMs fueron observadas luego de la fase de interacción principal con el flujo rápido, y entonces se expanden más rápido que lo usual debido a que, a medida que el flujo que empuja la NM también la sobrepasa, y así al finalizar su interacción con el flujo externo, la NM tiende al tamaño que hubiese alcanzado de no mediar esta interacción. Debido a que fue comprimida previamente, se expande ahora más rápido que lo usual para retornar al tamaño esperado en esa posición D .

Combinando ambos estudios en la heliósfera interna y externa (desde 0.3 hasta 5.4 UA), a partir del perfil de velocidades observado *in situ* se obtiene una tasa de expansión de $\zeta_{perturbado} = 0.46 \pm 0.63$ y $\zeta_{noperturbado} = 0.96 \pm 0.29$, en buen acuerdo con la tasa de expansión esperada debido al decrecimiento de la presión del viento solar, y con el crecimiento del tamaño $S(D)$.

Los resultados de esta Tesis ayudaron a mejorar significativamente el conocimiento de la evolución dinámica de las NMs en la heliosfera, a partir del estudio de invariantes MHD y del análisis de la tasa de expansión. Quedan sin embargo preguntas muy interesantes para ser exploradas en el futuro como por ejemplo, ¿Qué ocurre con la evolución del tamaño y de las magnitudes MHD globales para nubes más allá de 5 UAs ? ¿Cómo es realmente la estructura magnética tridimensional de las NMs?. Observaciones utilizando múltiples satélites seguramente ayudarán en los próximos años a responder preguntas aún no respondidas sobre estos eventos tan importantes en la heliósfera.

Apéndice A

A.1. Instrumentos utilizados del satélite Wind

Una política científica de la NASA (National Aeronautics and Space Administration) es hacer públicos los datos y mediciones obtenidas por sus satélites a la comunidad científica. Algunos de los datos utilizados en esta Tesis están disponibles en la base de datos CDAWeb (Coordinated Data Analysis Web, <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>).

Para llevar a cabo el estudio de nubes observadas a 1 UA del Sol, utilizamos datos medidos por los instrumentos de la sonda Wind (Lepping et al. (1995)). La sonda Wind fue lanzada el 1 de noviembre de 1994 con el objetivo de proporcionar mediciones de campo magnético, plasma y partículas energéticas para estudios de la magnetósfera y del viento solar en el entorno terrestre.

Los datos de campo magnético fueron obtenidos por el Magnetic Field Instrument (MFI), magnetómetro de saturación triaxial de flujo (Acuña et al. (1995)). Este instrumento posee sensores de flujo que fueron desarrollados para detectar un amplio rango dinámico de intensidad del campo magnético (Acuña (1974)), el instrumento cuenta con un rango de medición desde ± 4 nT hasta ± 65536 nT para cada eje en 8 rangos discretos, con un muestreo de hasta 44 vectores por segundo.

También utilizamos datos del instrumento Solar Wind Experiment (SWE) que mide propiedades de iones y electrones en el viento solar (Ogilvie et al. (1995)). Este experi-

mento reconstruye, a partir de las mediciones, la función de distribución de los iones (desde 200 eV a 8.0 KeV) y de los electrones (desde 7 eV hasta 22 KeV) a partir de las cuales se pueden estimar sus momentos y así calcular por ejemplo la densidad de partículas, la velocidad y temperatura del viento solar. Las mediciones de la función de distribución de velocidades tridimensional de los iones se realizan mediante dos analizadores electrostáticos del tipo copa de Faraday, que caracterizan el flujo de partículas dentro en un tiempo de rotación de 3 segundos.

A.2. Instrumentos utilizados de los satélites Helios 1 y 2

El plano de la eclíptica de la heliósfera interna entre 0.3 UA y 1.0 UA fue explorada por las misiones alemanas Helios 1 y Helios 2 durante los 70's, las cuales realizaron mediciones *in situ* del plasma (Marsch et al. (1982)) y del campo magnético (Neubauer et al. (1977)). Helios 1 fue lanzada el 10 de diciembre de 1974 y finalizó en 1980 tuvo un perihelio de 0.31 UA. Helios 2 fue lanzada el 15 de enero de 1976 y finalizó en 1985. Su perihelio fue de 0.29 UA. Ambos afelios fueron de ~ 1 UA.

El experimento de Plasma es responsabilidad del Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik de Munich. Consiste de cuatro instrumentos diferentes diseñados para investigar el plasma del viento solar y mide la velocidad de traslación, densidad y temperaturas de diferentes partículas. Estos parámetros del viento solar se derivan de la medición de las funciones de distribución de velocidades. Tres instrumentos analizan protones e iones pesados con energías por unidad de carga entre 0.155 y 15.32 kV con resolución angular para ambas direcciones de incidencia.

El Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität Braunschweig en Alemania, the Goddard Space Flight Center en Maryland Estados Unidos, y el Istituto di Fisica, Università di Rome en Italia, son los responsables de los magnetómetros que miden la

intensidad y dirección de los campos magnéticos en el entorno Solar. Estos campos se extienden hacia el espacio en forma espiralada (Parker (1958)). Los experimentos de magnetómetros de flujo (Forstersonden flux-gate magnetometer experiments) usan sensores de flujo triaxiales ortogonales montados en un brazo que se extiende hasta 2 metros de la sonda. El ancho de banda es de 4 Hz. Se usan dos rangos de mediciones con control automático. Los rangos de sensibilidad se extienden desde -100 nT hasta $+100$ nT.

A.3. Instrumentos utilizados del satélite Ulysses

La heliósfera externa fue recorrida por varias sondas desde el nacimiento de la era espacial. En nuestro estudio utilizamos datos de la sonda Ulysses desde 1.3 UA hasta 5.4 UA. La sonda Ulysses (Bame et al. (1992)) es una misión conjunta de las agencias espaciales europeas (ESA, European Space Agency) y norteamericana (NASA, National Aeronautics and Space Administration) que fue lanzada el 6 de octubre de 1990 y finalizó el 30 de junio del 2009. Su trayectoria recorre latitudes heliosféricas que van desde unos 80° al norte hasta unos 80° al sur del ecuador solar. Su distancia al Sol alcanza un máximo de 5.4 UA, cerca de la órbita de Júpiter.

La distancia al Sol cuando la sonda está sobre los polos solares es de ≈ 2 UA.

El objetivo primario de Ulysses es explorar la heliósfera en tres dimensiones, caracterizándola principalmente como función de la latitud solar y el tiempo (i.e. la etapa del ciclo solar). Provee observaciones de la velocidad del viento solar, el campo magnético y el flujo de rayos cósmicos galácticos. También realiza observaciones del polvo interplanetario, partículas energéticas solares y ondas de plasma.

El grupo de investigación de campo magnético cuenta con dos clases diferentes de magnetómetros, uno de vector de helio (Vector Helium Magnetometer, VHM, Balogh et al. (1992)) y un magnetómetro de flujo (Flux Gate Magnetometer, FGM, Stone et al. (1992)).

Ambos son magnetómetros de puerta de flujo triaxial, el primero vectorial y el segundo escalar, que miden el campo magnético en la heliósfera y en la magnetósfera joviana desde 0.01 a 44000 nT. Tienen una resolución de hasta 2 vectores por segundo.

El instrumento SWOOPS (Solar Wind observations Over the Poles of the Sun, Bame et al. (1992)) mide datos de plasma protones, iones positivos y electrones, y está compuesto por analizadores electrostáticos que miden iones desde 237 eV hasta 34.4 keV por carga y electrones desde 1 a 860 eV por carga. Está diseñado para caracterizar el flujo y las condiciones internas del plasma en la heliósfera.

Publicaciones a las que dio origen esta Tesis

Publicaciones en revistas internacionales indexadas con referato:

I. The solar source of a magnetic cloud using a velocity difference Technique

Harra, L. K., Mandrini, C.H., Dasso, S. , Gulisano, A. M., Steed, k., Imada, S.

Solar Physics . Solar Physics. Vol 268, 213-230. 2011.

DOI = 10.1007/s11207-010-9674-5.

II. Global and local expansion of magnetic clouds in the inner heliosphere

Gulisano, A.M., Démoulin, P. , Dasso, S. , Ruiz, M. E., and Marsch, E.

Astronomy&Astrophysics 509, A39. 2010.

DOI 10.1051/0004-6361/200912375.

III. Estimation of the bias of the minimum variance technique in the determination of magnetic clouds global quantities and orientation

Gulisano, A.M., Dasso, S., Mandrini, C.H., Démoulin, P.

Advances in Space Research, Issue 40, 1881-1890. 2007.

IV. Large scale MHD properties of interplanetary magnetic clouds

Dasso, S., Mandrini, C.H., Démoulin, P., Luoni, M.L., Gulisano, A.M.

Advances in Space Research 711-724, 35, Issue 5, 2005.

V. *Magnetic clouds: A statistical study of magnetic helicity*

Gulisano, A.M., Dasso, S., Mandrini, C.H., Démoulin, P.

Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics 67, 1761-1766, 2005.

VI. *Model-independent large scale magnetohydrodynamic quantities in magnetic clouds*

Dasso, S., Gulisano, A.M., Mandrini, C.H., Démoulin, P.

Advances in Space Research, 35, Issue 5, 2172-2177, 2005.

Proceedings internacionales:

VII. *Evolution of magnetic clouds in the inner heliosphere*

Gulisano, AM., Démoulin, P, Dasso, S, Ruiz M. E and Marsch E.

Twelfth international Solar Wind Conference. 21-26 June 2009. Saint- Maló. France. AIP Conference Proceedings Series Volume 1216. 391-394, 2010.

VIII. *Large scale properties of magnetic clouds using different approaches to estimate their orientation and impact parameter*

Gulisano, A.M., Dasso, S., Mandrini, C.H., Démoulin, P.

Solar Wind 11 SOHO 16 Conference, Connecting Sun and Heliosphere, 12-17 June 2005, Whistler, Canada, Proceedings of the Conference Solar Wind 11-SOHO 16 (SP-592, September 2005), 621-624, 2005. Edited by B. Fleck, T.H. Zurbuchen, H. Lacoste. ESA Publications Division ESTEC. Printed in Netherlands ISBN: 92-9092-903-0

IX. *Linking coronal to heliospheric magnetic helicity: A new model-independent technique to compute helicity in magnetic clouds*

Dasso, S., Mandrini, C.H., Gulisano, A.M., Luoni, M.L., Démoulin, P.

Solar Wind 11 SOHO 16 Conference, Connecting Sun and Heliosphere, 12-17 June 2005, Whistler, Canada, Proceedings of the Conference Solar Wind 11-SOHO 16 (SP-592, September 2005), pp-605-608, 2005. Edited by B. Fleck, T.H. Zurbuchen, H. Lacomte. ESA Publications Division ESTEC. Printed in Netherlands ISBN: 92-9092-903-0

X. *A direct method to estimate magnetic helicity in magnetic clouds*

Dasso, S., Mandrini, C.H., Gulisano, A.M., Démoulin, P.

Coronal and Stellar Mass Ejections, IAU Symposium Proceedings of the International Astronomical Union 226, 13-17 September, Beijing, China, edited by K. Dere, J. Wang, and Y. Yan. Cambridge UK: Cambridge University Press, 403-408, 2005. ISBN: 0-521-85197-1

Proceedings nacionales con referato:

XI. *Orientación de nubes magnéticas utilizando análisis de varianza mínima*

Gulisano A.M. , Dasso S., Mandrini C.H. , and Démoulin P.

Publication of Asociación Argentina de Astronomía, Vol. 49 eds. G. Dubner, M. Abadi, S. Malaroda . 49 Annual meeting of Asociación Argentina de Astronomía. Capilla del Monte . Argentina . From September 18 to 22, 2006.

URL: <http://www.astronomiaargentina.org.ar/boletin.html>

XII. *Analysis of 20 magnetic clouds at 1 AU during a solar minimum*

Gulisano, A.M., Dasso, S., Mandrini, C.H., Démoulin, P.

Publication of Asociación Argentina de Astronomía, Vol. 48, eds. P. Cincotta, G. Dubner, S. Malaroda, C.H. Mandrini, H. Muriel, G. Romero y R. Vázquez, 48 Annual meeting of Asociación Argentina de Astronomía. La Plata. Argentina. From September 20 to 23, 2005. URL: <http://www.astronomiaargentina.org.ar/boletin.html>

Publicaciones enviadas**XIII.** *Dynamical evolution of a magnetic cloud from the Sun to 5.4 AU*

Nakwacki, M.S., Dasso, S., Dmoulin, P., Mandrini, C. H. and Gulisano A. M.

Astronomy & Astrophysics. Enviado.

Referencias

- Acuña, M., Sep. 1974. Fluxgate magnetometers for outer planets exploration. *IEEE Transactions on Magnetics* 10, 519.
- Acuña, M. H., Ogilvie, K. W., Baker, D. N., Curtis, S. A., Fairfield, D. H., Mish, W. H., Feb. 1995. The Global Geospace Science Program and Its Investigations. *Space Science Reviews* 71, 5.
- Alissandrakis, C. E., 1981. On the computation of constant alpha force free magnetic field. *Astronomy and Astrophysics* 100, 197.
- Aschwanden, M. J., Dec. 2005. *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* (2nd edition).
- Balogh, A., Beek, T. J., Forsyth, R. J., Hedgecock, P. C., Marquedant, R. J., Smith, E. J., Southwood, D. J., Tsurutani, B. T., 1992. The magnetic field investigation on the ULYSSES mission - Instrumentation and preliminary scientific results. *Astron. Astrophys. Sup. Ser.*92, 221.
- Bame, S. J., Asbridge, J. R., Feldman, W. C., Gosling, J. T., Zwickl, R. D., Feb. 1981. Bi-directional streaming of solar wind electrons greater than 80 eV - ISEE evidence for a closed-field structure within the driver gas of an interplanetary shock. *Geophys. Res. Lett.*8, 173.

- Bame, S. J., McComas, D. J., Barraclough, B. L., Phillips, J. L., Sofaly, K. J., Chavez, J. C., Goldstein, B. E., Sakurai, R. K., Jan. 1992. The ULYSSES solar wind plasma experiment. *Astron. Astrophys. Sup. Ser.*92, 237.
- Baumjohann, W., Treumann, R. A., 1996. Basic space plasma physics.
- Bellan, P. M., 2006. Fundamentals of Plasma Physics. Cambridge: University Press.
- Berdichevsky, D. B., Lepping, R. P., Farrugia, C. J., 2003. Geometric considerations of the evolution of magnetic flux ropes. *Phys. Rev. E*67 (3), 036405.
- Berger, M. A., Sep. 1984. Rigorous new limits on magnetic helicity dissipation in the solar corona. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics* 30, 79.
- Berger, M. A., Dec. 1999. Introduction to magnetic helicity . *Plasma Physics and Controlled Fusion* 41, B167.
- Berger, M. A., Field, G. B., 1984. The topological properties of magnetic helicity. *J. Fluid. Mech.* 147, 133.
- Berger, M. A., Ruzmaikin, A., May 2000. Rate of helicity production by solar rotation. *J. Geophys. Res.*101, 10481.
- Biskamp, D., Aug. 1997. Nonlinear Magnetohydrodynamics.
- Biskamp, D., Nov. 2000. Magnetic Reconnection in Plasmas.
- Bothmer, V., Schwenn, R., Oct. 1994. Eruptive prominences as sources of magnetic clouds in the solar wind. *Space Science Reviews* 70, 215.
- Bothmer, V., Schwenn, R., 1998. The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind. *Ann. Geophys.* 16, 1.

- Burlaga, L., Berdichevsky, D., Gopalswamy, N., Lepping, R., Zurbuchen, T., 2003. Merged interaction regions at 1 AU. *J. Geophys. Res.* 108, A01425.
- Burlaga, L., Fitzenreiter, R., Lepping, R., Ogilvie, K., Szabo, A., Lazarus, A., Steinberg, J., Gloeckler, G., Howard, R., Michels, D., Farrugia, C., Lin, R. P., Larson, D. E., Jan. 1998. A magnetic cloud containing prominence material - January 1997. *J. Geophys. Res.* 103, 277.
- Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., Schwenn, R., 1981. Magnetic loop behind an interplanetary shock - Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *J. Geophys. Res.* 86, 6673.
- Burlaga, L. F., Jul. 1988. Magnetic clouds and force-free fields with constant α . *Journal of Geophysical Research* 93 (12), 7217.
- Burlaga, L. F., 1995. *Interplanetary magnetohydrodynamics*. Oxford University Press, New York.
- Burlaga, L. F., Behannon, K. W., 1982. Magnetic clouds: Voyager observations Between 2 and 4 AU. *Solar Physics* 81, 181–192.
- Burlaga, L. F., Klein, L., 1980. Magnetic clouds in the solar wind. NASA STI/Recon Technical Report.
- Burlaga, L. F., Lepping, R. P., Jones, J. A., 1990. Global configuration of a magnetic cloud. Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series 58, 373.
- Cane, H. V., Richardson, I. G., Apr. 2003. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. *J. Geophys. Res.* 108, 1156.

- Cane, H. V., Richardson, I. G., St Cyr, O. C., 1998. The interplanetary events of January-May, 1997 as inferred from energetic particle data, and their relationship with solar events. *Geophys. Res. Lett.* 25, 2517.
- Cid, C., Hidalgo, M. A., Nieves-Chinchilla, T., Sequeiros, J., Viñas, A. F., 2002. Plasma and Magnetic Field Inside Magnetic Clouds: a Global Study. *Solar Physics* 207, 187.
- Collier, M. R., Szabo, A., Farrell, W. M., Slavin, J. A., Lepping, R. P., Fitzenreiter, R., Thompson, B., Hamilton, D. C., Gloeckler, G., Ho, G. C., Bochsler, P., Larson, D., Ofman, L., Aug. 2001. Reconnection remnants in the magnetic cloud of October 18-19, 1995: A shock, monochromatic wave, heat flux dropout, and energetic ion beam. *Journal of Geophysical Research* 106, 15985.
- Démoulin, P., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., Lopez Fuentes, M. C., Aulanier, G., May 2002a. The Magnetic Helicity Injected by Shearing Motions. *Solar Phys.* 207, 87.
- Démoulin, P., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B. J., Plunkett, S., Kovári, Z., Aulanier, G., Young, A., Feb. 2002b. What is the source of the magnetic helicity shed by CMEs? The long-term helicity budget of AR 7978. *Astron. Astrophys.* 382, 650.
- Dasso, S., Mar. 2009. Magnetic helicity content in solar wind flux ropes. In: N. Gopalswamy & D. F. Webb (Ed.), IAU Symposium. Vol. 257 of IAU Symposium. p. 379.
- Dasso, S., Farrugia, C. J., Gratton, F. T., Lepping, R. P., Ogilvie, K. W., Fitzenreiter, R. J., 2001. Waves in the proton cyclotron frequency range in the CME observed by wind on August 7-8, 1996: theory and data. *Advances in Space Research* 28, 747.

- Dasso, S., Gratton, F. T., Farrugia, C. J., Apr. 2003a. A parametric study of the influence of ion and electron properties on the excitation of electromagnetic ion cyclotron waves in coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108, 1149.
- Dasso, S., Gulisano, A. M., Mandrini, C. H., Démoulin, P., 2005a. Model-independent large scale magnetohydrodynamic quantities in magnetic clouds. *Advances in Space Research* 35, 2172.
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Luoni, 2006. A new model-independent method to compute magnetic helicity in magnetic clouds. *Astronomy and Astrophysics* 455, 349.
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Farrugia, C. J., Oct. 2003b. Magnetic helicity analysis of an interplanetary twisted flux tube. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108, 1362.
- Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Luoni, M. L., Gulisano, A. M., 2005b. Large scale MHD properties of interplanetary magnetic clouds. *Advances in Space Research* 35, 711.
- Dasso, S., Nakwacki, M. S., Démoulin, P., Mandrini, C. H., Aug. 2007. Progressive Transformation of a Flux Rope to an ICME. Comparative Analysis Using the Direct and Fitted Expansion Methods. *Solar Phys.* 244, 115.
- Démoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., Rovira, M. G., Sep. 1997. Quasi-separatrix layers in solar flares. II. Observed magnetic configurations. *Astronomy and Astrophysics* 325, 305.
- Démoulin, P., Dasso, S., May 2009. Causes and consequences of magnetic cloud expansion. *Astron. Astrophys.* 498, 551.

- Démoulin, P., Nakwacki, M. S., Dasso, S., Mandrini, C. H., Aug. 2008. Expected in Situ Velocities from a Hierarchical Model for Expanding Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Solar Phys.*250, 347.
- Farrugia, C. J., Burlaga, L. F., Osherovich, V. A., Richardson, I. G., Freeman, M. P., Lepping, R. P., Lazarus, A. J., 1993. A study of an expanding interplanetary magnetic cloud and its interaction with the earth's magnetosphere - The interplanetary aspect. *J. Geophys. Res.*98, 7621.
- Farrugia, C. J., Janoo, L. A., Torbert, R. B., Quinn, J. M., Ogilvie, K. W., Lepping, R. P., Fitzenreiter, R. J., Steinberg, J. T., Lazarus, A. J., Lin, R. P., Larson, D., Dasso, S., Gratton, F. T., Lin, Y., Berdichevsky, D., 1999. A Uniform-Twist Magnetic Flux Rope in the Solar Wind. In: AIP Conf. Proc. 471: Solar Wind Nine. p. 745.
- Farrugia, C. J., Osherovich, V. A., Burlaga, L. F., Jul. 1995. Magnetic flux rope versus the spheromak as models for interplanetary magnetic clouds. *Journal of Geophysical Research* 100, 12293, doi = 10.1029/95JA00272, adsurl = <http://adsabs.harvard.edu/abs/1995JGR...10012293F>, adsnote = Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- Farrugia, C. J., Osherovich, V. A., Burlaga, L. F., 1997. The non-linear evolution of magnetic flux ropes: 3. effects of dissipation. *Annales Geophysicae*15, 152–164.
- Feng, H. Q., Wu, D. J., Chao, J. K., 2007. Size and energy distributions of interplanetary magnetic flux ropes. *J. Geophys. Res.*112, A02102.
- Galvin, A. B., Ipavich, F. M., Gloeckler, G., Hovestadt, D., Tsurutani, B. T., Nov. 1987. Solar wind iron charge states preceding a driver plasma. *J. Geophys. Res.*92, 12069.

- Gold, T., Hoyle, F., 1960. On the origin of solar flares. *Mon. Not. R. Astron. Soc* 120, 89.
- Goldstein, H., Nov. 1983. On the field configuration in magnetic clouds. In: *Solar Wind Conference*. p. 731.
- Gopalswamy, N., Dec. 2006. Consequences of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere. *Sun and Geosphere* 1 (2), 20000.
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Krucker, S., Stenborg, G., Howard, R. A., Dec. 2004. Intensity variation of large solar energetic particle events associated with coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.* 109, 12105.
- Gosling, J. T., 1990. Coronal mass ejection and magnetic flux ropes in interplanetary space. in *Physics of magnetic flux ropes*. *Geophys. Monograph. Ser.* 58.
- Gosling, J. T., 1997. Coronal mass ejections: An overview. in *Coronal Mass Ejections*. *Geophysical Monograph* 99, 9.
- Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Feldman, W. C., Zwickl, R. D., Paschmann, G., Sckopke, N., Hynds, R. J., Feb. 1981. Interplanetary ions during an energetic storm particle event - The distribution function from solar wind thermal energies to 1.6 MeV. *J. Geophys. Res.* 86, 547.
- Gosling, J. T., Baker, D. N., Bame, S. J., Feldman, W. C., Zwickl, R. D., Smith, E. J., Aug. 1987. Bidirectional solar wind electron heat flux events. *J. Geophys. Res.* 92, 8519.
- Green, L. M., López fuentes, M. C., Mandrini, C. H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Culhane, J. L., Jul. 2002. The Magnetic Helicity Budget of a cme-Prolific Active Region. *Solar Physics* 208, 43.

- Gulisano, A. M., Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Sep. 2005a. Large Scale Properties of Magnetic Clouds: Different Approaches to Estimate their Orientation and Impact Parameter. In: B. Fleck, T. H. Zurbuchen, & H. Lacoste (Ed.), *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*. Vol. 592 of ESA Special Publication. p. 621.
- Gulisano, A. M., Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., 2005b. Magnetic clouds: A statistical study of magnetic helicity. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics* 67, 1761.
- Gulisano, A. M., Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., 2007. Estimation of the bias of the Minimum variance technique in the determination of magnetic clouds global quantities and orientation. *Advances in Space Research* 40, 1881.
- Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M. E., Marsch, E., Mar. 2010a. Evolution of magnetic clouds in the inner heliosphere. *Twelfth International Solar Wind Conference* 1216, 391.
- Gulisano, A. M., Démoulin, P., Dasso, S., Ruiz, M. E., Marsch, E., Jan. 2010b. Global and local expansion of magnetic clouds in the inner heliosphere. *Astron. Astrophys.*509, A39.
- Gurnett, D. A., Bhattacharjee, A., 2005. *Introduction to plasma physics with Space and Laboratory Applications*. Cambridge University Press.
- Harra, L. K., Mandrini, C. H., Dasso, S., Gulisano, A. M., Steed, K., Imada, S., Jan. 2011. Determining the Solar Source of a Magnetic Cloud Using a Velocity Difference Technique. *Solar Phys.*268, 213.
- Hidalgo, M. A., Aug. 2003. A study of the expansion and distortion of the cross section of magnetic clouds in the interplanetary medium. *J. Geophys. Res.*108 (A8), 1320.

- Hidalgo, M. A., Cid, C., Medina, J., Viñas, A. F., 2000. A new model for the topology of magnetic clouds in the solar wind. *Solar Physics* 194, 165.
- Hidalgo, M. A., Cid, C., Vinas, A. F., Sequeiros, J., Jan. 2002. A non-force-free approach to the topology of magnetic clouds in the solar wind. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 107, 1002.
- Hu, Q., Dasgupta, B., 2005. Calculation of magnetic helicity of cylindrical flux rope. *Geophysical Research Letters* 32, L12109.
- Hu, Q., Sonnerup, B. U. O., 2001. Reconstruction of magnetic flux ropes in the solar wind. *Geophysical Research Letters* 28 (3), 467.
- Hu, Q., Sonnerup, B. U. O., 2002. Reconstruction of magnetic flux ropes in the solar wind: Orientations and configurations. *Journal of Geophysical Research* 107, 1142.
- Issautier, K., 2006. Some Basic Aspects of the Solar Wind. In: Rozelot, J.-P. (Ed.), *Solar and Heliospheric Origins of Space Weather Phenomena*. Vol. 699 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag. p. 25.
- Jackson, J. D., 1975. *Classical electrodynamics*.
- Janoo, L., Farrugia, C. J., Torbert, R. B., Quinn, J. M., Szabo, A., Lepping, R. P., Ogilvie, K. W., Lin, R. P., Larson, D., Scudder, J. D., Osherovich, V. A., Steinberg, J. T., Aug. 1998. Field and flow perturbations in the October 18-19, 1995, magnetic cloud. *Journal of Geophysical Research* 103, 17249.
- Klein, L. W., Burlaga, L. F., 1982. Interplanetary magnetic clouds at 1 AU. *J. Geophys. Res.* 87 (A16), 613.

- Larson, D. E., Lin, R. P., McTiernan, J. M., McFadden, J. P., Ergun, R. E., McCarthy, M., Rème, H., Sanderson, T. R., Kaiser, M., Lepping, R. P., Mazur, J., 1997. Tracing the topology of the October 18-20, 1995, magnetic cloud with $\sim 0.1 - 10^2$ keV electrons. *Geophysical Research Letters* 24, 1911.
- Leamon, R. J., Canfield, R. C., Jones, S. L., Lambkin, K., Lundberg, B. J., Pevtsov, A. A., May 2004. Helicity of magnetic clouds and their associated active regions. *J. Geophys. Res.* 109, 5106.
- Leitner, M., Farrugia, C. J., Möstl, C., Ogilvie, K. W., Galvin, A. B., Schwenn, R., Biernat, H. K., 2007. Consequences of the force-free model of magnetic clouds for their heliospheric evolution. *J. Geophys. Res.* 112, A06113.
- Lepping, R. P., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., Farrell, W. M., Slavin, J. A., Schatten, K. H., Mariani, F., Ness, N. F., Neubauer, F. M., Whang, Y. C., Byrnes, J. B., Kennon, R. S., Panetta, P. V., Scheifele, J., Worley, E. M., Feb. 1995. The Wind Magnetic Field Investigation. *Space Science Reviews* 71, 207.
- Lepping, R. P., Berdichevsky, D. B., Szabo, A., Arqueros, C., Lazarus, A. J., Feb. 2003. Profile of an Average Magnetic Cloud at 1 au for the Quiet Solar Phase: Wind observations. *Solar Physics* 212, 425.
- Lepping, R. P., Burlaga, L. F., Jones, J. A., 1990. Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU. *Journal of Geophysical Research* 95, 11957.
- Lepping, R. P., Burlaga, L. F., Szabo, A., Ogilvie, K. W., Mish, W. H., Vassiliadis, D., Lazarus, A. J., Steinberg, J. T., Farrugia, C. J., Janoo, L., Mariani, F., Jul. 1997. The Wind magnetic cloud and events of October 18-20, 1995: Interplanetary properties and as triggers for geomagnetic activity. *Journal of Geophysical Research* 102, 14049.

- Liu, Y., Luhmann, J. G., Huttunen, K. E. J., Lin, R. P., Bale, S. D., Russell, C. T., Galvin, A. B., Apr. 2008. Reconstruction of the 2007 May 22 Magnetic Cloud: How Much Can We Trust the Flux-Rope Geometry of CMEs? *The Astrophysical Journal Letters* 677, L133.
- Liu, Y., Richardson, J. D., Belcher, J. W., 2005. A statistical study of the properties of interplanetary coronal mass ejections from 0.3 to 5.4 AU. *Planet. Space Sci.* 53, 3.
- Lundquist, S., 1950. Magnetohydrostatic fields. *Ark. Fys.* 2, 361.
- Luoni, M. L., Mandrini, C. H., Dasso, S., van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., Dec. 2005. Tracing magnetic helicity from the solar corona to the interplanetary space. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 1734.
- Lynch, B. J., Gruesbeck, J. R., Zurbuchen, T. H., Antiochos, S. K., Aug. 2005. Solar cycle-dependent helicity transport by magnetic clouds. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 110, 8107.
- Lynch, B. J., Zurbuchen, T. H., Fisk, L. A., Antiochos, S. K., Jun. 2003. Internal structure of magnetic clouds: Plasma and composition. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108, 6.
- Malandraki, O. E., Sarris, E. T., Lanzerotti, L. J., MacLennan, C. G., Pick, M., Tsiropoula, G., May 2001. Tracing the magnetic topology of coronal mass ejection events by Ulysses/HI-SCALE energetic particle observations in and out of the ecliptic. *Space Science Reviews* 97, 263.
- Mandrini, C. H., Dasso, S., Luoni, M. L., Pohjolainen, S., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., 2005. Quantitative Link Between Solar Ejecta and Interplanetary Mag-

- netic Clouds: Magnetic Helicity. In: Innes, D. E., Lagg, A., Solanki, S. A. (Eds.), ESA SP-596: Chromospheric and Coronal Magnetic Fields.
- Mandrini, C. H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., Cauzzi, G., Hofmann, A., Sep. 1996. 3D Magnetic Reconnection at an X-Ray Bright Point. *Solar Physics* 168, 115.
- Mandrini, C. H., Nakwacki, M., Attrill, G., van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., Dasso, S., Elliot, C. H., 2007. Are CME-related dimmings always a simple signature of interplanetary magnetic cloud footprints? *Solar Phys.* 244, 25.
- Mariani, F., Neubauer, F. M., 1990. The Interplanetary Magnetic Field. *Physics of the Inner Heliosphere I*.
- Marsch, E., Schwenn, R., Rosenbauer, H., Muehlhaeuser, K.-H., Pilipp, W., Neubauer, F. M., Jan. 1982. Solar wind protons - Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU. *J. Geophys. Res.* 87, 52.
- Marsch, E., Thieme, K. M., Rosenbauer, H., Pilipp, W. G., 1989. Cooling of solar wind electrons inside 0.3 AU. *J. Geophys. Res.* 94, 6893.
- Marsden, R. G., Sanderson, T. R., Tranquille, C., Wenzel, K., Smith, E. J., Oct. 1987. ISEE 3 observations of low-energy proton bidirectional events and their relation to isolated interplanetary magnetic structures. *J. Geophys. Res.* 92, 11009.
- Marubashi, K., 1997. Interplanetary Magnetic Flux Ropes and Solar Filaments. in *Coronal Mass Ejections. Geophysical Monograph* 99, 147.
- Montgomery, M. D., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Feldman, W. C., 1974. Solar wind

electron temperature depressions following some interplanetary shock waves: evidence for magnetic merging? *J. Geophys. Res.*79, 3103.

Möstl, C., Farrugia, C. J., Biernat, H. K., Leitner, M., Kilpua, E. K. J., Galvin, A. B., Luhmann, J. G., May 2009. Optimized Grad Shafranov Reconstruction of a Magnetic Cloud Using STEREO- Wind observations. *Solar Phys.*256, 427.

Mulligan, T., Russell, C. T., Jun. 2001. Multispacecraft modeling of the flux rope structure of interplanetary coronal mass ejections: Cylindrically symmetric versus nonsymmetric topologies. *J. Geophys. Res.*106, 10581.

Mulligan, T., Russell, C. T., Anderson, B. J., Acuna, M. H., Dec. 2001. Multiple spacecraft flux rope modeling of the Bastille Day magnetic cloud. *Geophys. Res. Lett.*28, 4417.

Nakwacki, M., Dasso, S., Démoulin, P., Mandrini, C. H., Gulisano, A. M., 2011. Dynamical evolution of a magnetic cloud from the Sun to 5.4 AU. *Astronomy and Astrophysics*. Submitted.

Nakwacki, M., Dasso, S., Mandrini, C., Demoulin, P., 2008. Analysis of large scale MHD quantities in expanding magnetic clouds. *Jour. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.*70, 1318.

Nakwacki, M. S., Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., 2005. Helicity analysis for expanding magnetic clouds: A case study. *Proc. Solar Wind 11 - SOHO 16, ESA SP-592*, 629.

Nakwacki, M. S., Dasso, S., Mandrini, C. H., Demoulin, P., Jun. 2006. Global Magnitudes in Expanding Magnetic Clouds. In: *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*. p. 155.

- Neubauer, F. M., Beinroth, H. J., Barnstorf, H., Dehmel, G., 1977. Initial results from the Helios-1 search-coil magnetometer experiment. *J. Geophys.*42, 599.
- Nindos, A., Zhang, J., Zhang, H., Sep. 2003. The Magnetic Helicity Budget of Solar Active Regions and Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*594, 1033.
- Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., Hunsaker, F., Keller, J., Lobell, J., Miller, G., Scudder, J. D., Sittler, Jr., E. C., Torbert, R. B., Bodet, D., Needell, G., Lazarus, A. J., Steinberg, J. T., Tappan, J. H., Mavretic, A., Gergin, E., Feb. 1995. SWE, A Comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews* 71, 55.
- Osherovich, V. A., Farrugia, C. J., Burlaga, L. F., 1993. Nonlinear evolution of magnetic flux ropes. I - Low-beta limit. *J. Geophys. Res.*98 (A8), 13225.
- Parker, E. N., Nov. 1958. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophys. J.*128, 664.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P., 1992. Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing. Cambridge: University Press, c1992, 2nd ed.
- Priest, E. R., 1982. Solar magneto-hydrodynamics.
- Richardson, I. G., Cane, H. V., Dec. 1995. Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965-1991) and their association with ejecta. *J. Geophys. Res.*100, 23397.
- Riley, P., Gosling, J. T., Crooker, N. U., Jun. 2004a. Ulysses observations of the Magnetic Connectivity between Coronal Mass Ejections and the Sun. *Astrophys. J.*608, 1100.

- Riley, P., Linker, J. A., Lionello, R., Mikić, Z., Odstrcil, D., Hidalgo, M. A., Cid, C., Hu, Q., Lepping, R. P., Lynch, B. J., Rees, A., Oct. 2004b. Fitting flux ropes to a global MHD solution: a comparison of techniques. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 66, 1321.
- Rodriguez, L., Woch, J., Krupp, N., Fränz, M., von Steiger, R., Forsyth, R. J., Reisenfeld, D. B., Glaßmeier, K., Jan. 2004. A statistical study of oxygen freezing-in temperature and energetic particles inside magnetic clouds observed by Ulysses. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109, 1108.
- Rodriguez, L., Zhukov, A. N., Dasso, S., Mandrini, C. H., Cremades, H., Cid, C., Cer-rato, Y., Saiz, E., Aran, A., Menvielle, M., Poedts, S., Schmieder, B., Jun. 2008. Magnetic Clouds seen at different locations in the Heliosphere. *Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences* 26, 213.
- Rosenbauer, H., Schwenn, R., Marsch, E., Meyer, B., Miggenrieder, H., Montgomery, M. D., Muehlhaeuser, K. H., Pilipp, W., Voges, W., Zink, S. M., 1977. A survey on initial results of the HELIOS plasma experiment. *J. Geophys.*42, 561.
- Ruzmaikin, A., Martin, S., Hu, Q., Feb. 2003. Signs of magnetic helicity in interplanetary coronal mass ejections and associated prominences: Case study. *J. Geophys. Res.*108, 1096.
- Schwenn, R., Aug. 2006. Space Weather: The Solar Perspective. *Living Reviews in Solar Physics* 3, 2.
- Shimazu, H., Marubashi, K., Feb. 2000. New method for detecting interplanetary flux ropes. *J. Geophys. Res.*105, 2365.

- Shimazu, H., Vandas, M., 2002. A self-similar solution of expanding cylindrical flux ropes for any polytropic index value. *Earth, Planets, and Space* 54, 783.
- Siscoe, G. L., Suey, R. W., 1972. Significance Criteria for variance Matrix Applications. *Journal of Geophysical Research* 77 (7), 1321.
- Smith, C. W., 2000. Solar-Cycle, Radial and Longitudinal variations of Magnetic Helicity: IMF observations. In: *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, Geophysical Monograph 111. p. 239.
- Sonnerup, B. U., Cahill, L. J., 1967. Magnetosphere structure and attitude from Explorer 12 observations. *Journal of Geophysical Research* 72, 171.
- Sonnerup, B. U. O., Scheible, M., 1998. *Analysis methods for multispacecraft data*. Kluwer Academic.
- Stone, R. G., Pedersen, B. M., Harvey, C. C., Canu, P., Cornilleau-Wehrlin, N., Desch, M. D., de Villedary, C., Fainberg, J., Farrell, W. M., Goetz, K., Sep. 1992. ULYSSES radio and plasma wave observations in the Jupiter environment. *Science* 257, 1524.
- Sturrock, P. A., Jun. 1994. *Plasma Physics*.
- Taylor, J. B., Nov. 1974. Relaxation of Toroidal Plasma and Generation of Reverse Magnetic Fields. *Physical Review Letters* 33, 1139.
- Totten, T. L., Freeman, J. W., Arya, S., Jan. 1995. An empirical determination of the polytropic index for the free-streaming solar wind using HELIOS 1 data. *J. Geophys. Res.* 100, 13.
- Tsurutani, B. T., Gonzalez, W. D., Zhou, X.-Y., Lepping, R. P., Bothmer, V., 2004. Properties of slow magnetic clouds. *Jour. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* 66, 147.

- van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., Mandrini, C. H., 2003. observations of magnetic helicity. *Advances in Space Research* 32, 1855.
- van Driel-Gesztelyi, L., Manoharan, P. K., Démoulin, P., Aulanier, G., Mandrini, C. H., Lopez-Fuentes, M., Schmieder, B., Orlando, S., Thompson, B., Plunkett, S., Nov. 2000. Initiation of CMEs: the role of magnetic twist. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 62, 1437.
- Vandas, M., Geranios, A., Feb. 2001. November 17-18, 1975, event: A clue to an internal structure of magnetic clouds? *J. Geophys. Res.*106 (A15), 1849.
- Vandas, M., Odstrcil, D., Watari, S., Mar. 2002. Simulation of magnetic cloud propagation in three dimensions. In: *ESA SP-477: Solspa 2001, Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference.* p. 293.
- Vandas, M., Romashets, E. P., 2002. Magnetic field in an elliptic flux rope: a generalization of the Lundquist solution. In: *Solar variability: From Core to Outer Frontiers.* Vol. *ESA SP-506.* p. 217.
- Vandas, M., Romashets, E. P., Feb. 2003. A force-free field with constant alpha in an oblate cylinder: A generalization of the Lundquist solution. *Astron. Astrophys.*398, 801.
- Wang, C., Du, D., Richardson, J. D., 2005. Characteristics of the interplanetary coronal mass ejections in the heliosphere between 0.3 and 5.4 AU. *J. Geophys. Res.*110, A10107.
- Webb, D. F., Lepping, R. P., Burlaga, L. F., DeForest, C. E., Larson, D. E., Martin, S. F., Plunkett, S. P., Rust, D. M., 2000. The origin and development of the May 1997 magnetic cloud. *J. Geophys. Res.*105 (A14), 27251.

- Woltjer, L., Jun. 1958. A Theorem on Force-Free Magnetic Fields. Proceedings of the National Academy of Science 44, 489.
- Xiao, C. J., Pu, Z. Y., Ma, Z. W., Fu, S. Y., Huang, Z. Y., Zong, Q. G., Nov. 2004. Inferring of flux rope orientation with the minimum variance analysis technique. Journal of Geophysical Research (Space Physics) 109, 11218.
- Xiong, M., Zheng, H., Wu, S. T., Wang, Y., Wang, S., 2007. Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between two interplanetary magnetic clouds and its consequent geoeffectiveness. *J. Geophys. Res.* 112, A011103.
- Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., Marubashi, K., Aug. 2001. Magnetic cloud B_s events and their dependence on cloud parameters. Journal of Geophysical Research (Space Physics) 106, 15643.
- Zwickl, R. D., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Feldman, W. C., Gosling, J. T., Smith, E. J., Nov. 1983. Plasma properties of driver gas following interplanetary shocks observed by ISEE-3. In: NASA Conference Publication. Vol. 228 of NASA Conference Publication. p. 711.