



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
FÍSICA ESPACIAL

Estudios de perturbaciones en el viento solar: 1) análisis de observaciones in situ multi-naves; 2) análisis de observaciones de centelleo interplanetario usando datos del MEXART

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:
ESMERALDA ROMERO HERNÁNDEZ

TUTOR:
DR. J. AMÉRICO GÓNZALEZ ESPARZA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA, UNIDAD MICHOACÁN, UNAM

JURADO EXAMINADOR
DR. ROMÁN PÉREZ ENRÍQUEZ, CGEO, UNAM
DRA. VERÓNICA ONTIVEROS HERNÁNDEZ, ENES, MORELIA, UNAM
DR. JULIO MEJIA AMBRIZ, SCIESMEX, IGF, UNAM
DR. SOLEI JEYAKUMAR, POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR
DR. ERNESTO AGUILAR RODRÍGUEZ, IGF, UNIDAD MICHOACÁN, UNAM
DR. ALEJANDRO LARA SÁNCHEZ, IGF, UNAM

MÉXICO, D. F. JUNIO 2015



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

*A todas aquellas personas que me han apoyado para
culminar esta etapa.*

Agradecimientos

Quiero agradecer de manera muy especial a mi asesor, el Dr. Américo González, por enseñarme y apoyarme en mi formación académica.

A mis revisores de tesis: la Dra. Verónica Ontiveros Hernández, el Dr. Romá Pérez Enríquez, el Dr. Julio Mejía Ambriz y el Dr. Solei Jeyakumar, por sus comentarios y sugerencias que me ayudaron a mejorar la tesis.

Agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México por todo lo que me ha ofrecido durante mi formación académica.

Agradezco a CONACyT por la beca (25155) que me otorgó para realizar el doctorado. Además, agradezco la beca del proyecto de CONACyT 152471 y el apoyo del proyecto DGAPA-PAPIIT IN109413 otorgados para la conclusión de mi tesis.

A mi familia por su apoyo incondicional. Apesar de la distancia siempre han estado al pendiente para ayudarme en esta etapa.

A Julio López por estar siempre a mi lado, aún en la distancia. Tu comprensión y apoyo han sido mi principal motor para culminar este trabajo.

A todos mis amigos del instituto de Geofísica y de la Unidad Michoacán con quienes he compartido experiencias gratas. Gracias.

Preámbulo

La dinámica de gran escala en el medio interplanetario está dominada por estructuras en el viento solar: eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs) y regiones de interacción entre corrientes (RICs). Debido al impacto que estas perturbaciones tienen sobre el entorno terrestre es de gran relevancia su estudio y seguimiento continuo. Actualmente, el estudio de las perturbaciones en el viento solar se hace mediante modelos físicos y analizando diferentes tipos de observaciones: mediciones in situ de naves espaciales, imágenes en luz blanca de los coronógrafos, detectores de partículas a bordo de satélites y en Tierra, y percepción remota usando la técnica de centelleo interplanetario [CIP].

En el medio interplanetario, las mediciones de las naves espaciales son una herramienta para estudiar las propiedades físicas del plasma y las características de las estructuras en el viento solar; sin embargo, para conocer aspectos de la dinámica y evolución de estas estructuras en el medio interplanetario se requiere tener mediciones simultáneas. Los estudios multi-naves nos permiten detectar las estructuras en el viento solar en diferentes puntos, con lo cual es posible tener una mejor aproximación global de estos eventos.

Por otro lado, el CIP es una técnica de percepción remota que se basa en el rastreo continuo de las señales provenientes de radiofuentes distantes, las cuales se ven afectadas por las fluctuaciones de densidad que sufre el medio interplanetario a consecuencia del paso del viento solar y las estructuras en él (EMCIs y RICs). Con estas observaciones es posible conocer la velocidad y densidad asociadas con estas estructuras, y dependiendo del número de radiofuentes detectadas, es posible cubrir un amplio rango de distancias heliocéntricas, longitudes y latitudes en la heliosfera interna, ayudando así a complementar el estudio de la morfología y evolución heliocéntrica de las estructuras en el viento solar.

Esta tesis tiene como objetivo principal estudiar las estructuras en el viento solar empleando dos análisis basados en observaciones in situ multi-naves y de CIP. Ambos tipos de observaciones proporcionan una perspectiva física distinta para analizar diferentes aspectos cualitativos y cuantitativos de estas perturbaciones. El propósito de cada estudio es a través de datos in situ analizar aspectos de la geometría y evolución heliocéntrica de las EMCIs y RICs durante la fase ascendente del ciclo solar 21; y utilizando datos de CIP, reportar las primeras perturbaciones de gran escala detectadas por el *Mexican Array Radio Telescope* (MEXART) y asociarlas con el paso de EMCIs registradas durante el máximo del ciclo solar 24.

A lo largo de la historia espacial han habido pocas oportunidades de combinar las observaciones de diferentes naves. El primer análisis que se presenta en esta tesis conjunta un periodo de estudio único en la historia espacial, en el que la trayectoria de cinco naves: Helios 1, Helios 2, Voyager 1, Voyager 2 e IMP-8, coincidió en un rango corto de distancias heliocéntricas (0.4 - 2.5 UA) con separaciones angulares relativamente pequeñas ($< 60^\circ$). Esta configuración permitió obtener observaciones simultáneas en diferentes puntos de la heliosfera, a partir de las cuales se estudiaron aspectos de la evolución heliocéntrica de las RICs y EMCIs. Diferentes estudios sobre las RICs y modelos tridimensionales derivados de las observaciones de Ulysses [Pizzo, 1994; Pizzo y Gosling, 1994; Gosling *et al.*, 1995] apuntan a que las RICs poseen una inclinación con respecto al plano de la eclíptica dependiendo de la latitud del hoyo coronal que las origina, la cual coincide aproximadamente con la de la extensión de la hoja de corriente heliosférica en el disco solar. Partiendo de esta hipótesis se analizaron las características geométricas de las RICs identificadas durante el intervalo de estudio, para determinar la congruencia entre sus propiedades físicas, inclinación y posible origen. Las preguntas a contestar en este estudio fueron: ¿cómo es la interacción entre las corrientes?, ¿hay alguna relación entre la posición de la interfase y la presencia de choques?, derivado de lo que proponen los modelos tridimensionales de la formación y evolución de las RICs ¿hay congruencia entre el posible origen de las RICs y la inclinación de las interfases de corrientes?. Por otro lado, el estudio de las EMCIs, se analizaron rasgos de su evolución radial y sus choques asociados. Para ello se comparó la evolución de varios parámetros físicos (ancho radial de las EMCIs y las fundas, intensidad de los choques, velocidad frontal promedio de la EMCI, etc.) y se analizó su dependencia con la distancia heliocéntrica. También se emplearon los perfiles de presión total de los eventos para analizar su congruencia con las firmas registradas por las naves.

Para el segundo análisis de la tesis se emplearon las observaciones de CIP hechas por el *Mexican Array Radio Telescope* (MEXART) que opera a una frecuencia de 140 MHz.

Trabajos previos [Mejia-Ambriz *et al.*, 2010; Mejia-Ambriz (2012)] validaron las observaciones del MEXART para el cálculo de índices de CIP y la magnitud de las velocidades del viento solar, introduciendo las bases para el análisis de las observaciones y los primeros catálogos de radiofuentes. A raíz de este primer estudio, el MEXART ha sufrido una serie de calibraciones y trabajos técnicos con el fin de mejorar su respuesta y la calidad de las observaciones. En esta tesis se presenta el análisis de los dos primeros periodos de observaciones continuas del instrumento: febrero a junio de 2013 y febrero a julio de 2014. El análisis se enfoca en reportar: (1) la variación promedio de las fluctuaciones de densidad con la distancia heliocéntrica (curvas de variación del índice de CIP); y (2) la identificación de perturbaciones en el viento solar y su asociación, por primera vez, con EMCIs usando los datos del MEXART. Mejia-Ambriz *et al.*, 2015, reportan una comparación entre las velocidades calculadas usando la técnica de una sola estación con las observaciones de MEXART y las reportadas usando la técnica de correlación con tres estaciones de STEL (Solar Terrestrial Environment Laboratory) a 327 MHz [Hewish, Dennison and Pilkington, 1966; Fallows, Williams and Breen, 2002; Bisi (2006)]. De esta comparación se encuentra que ambas técnicas arrojan aproximaciones de la magnitud de la velocidad muy similares, indicando que son equivalentes. Además, esta comparación mostró que las observaciones de MEXART son viables para el cálculo de velocidades del viento solar.

Estructura de la Tesis

La tesis consta de cuatro capítulos: (1) introducción; (2) análisis de RICs y EMCIs con observaciones in situ; (3) análisis de observaciones de CIP del MEXART; y (4) conclusiones. Los resultados se resumen en cuatro artículos de investigación, los cuales se incorporan en los Capítulos 2 y 3.

El Capítulo 1, es una introducción que comprende las bases teóricas para el estudio de perturbaciones en el viento solar. La primera sección se centra en la formación y características físicas de las RICs y EMCIs. La segunda sección explica la teoría del CIP.

En el Capítulo 2 se presenta el análisis de las observaciones in situ de las cinco naves, el cual se concentra en dos artículos de investigación: uno referente a las RICs, “*Study of Corotating Interaction Regions in the Ascending Phase of the Solar Cycle: Multi-*

*spacecraft Observations*¹; y otro a las EMCIs, “*Multi-spacecraft study o five ICMEs and their shock waves: Helios, IMP-8 and Voyagers observations*”².

El Capítulo 3 presenta el análisis de las observaciones de CIP captadas por el MEXART. El capítulo comprende una breve revisión de las características operacionales del radiotelescopio, y la metodología para la adquisición y análisis de las observaciones empleadas. La nueva metodología para el cálculo del índice de CIP usando la TW se explica en el tercer artículo de investigación: “*The wavelet transform function to analyze interplanetary scintillation observations*”³. La parte final del capítulo es otro artículo sobre las perturbaciones en el viento solar identificadas con MEXART, las cuales estuvieron asociadas con el paso de EMCIs: “*Detection of Solar Wind Disturbances: Mexican Array Radio Telescope IPS Observations at 140 MHz*”⁴.

Finalmente, el Capítulo 4 presenta las conclusiones y el trabajo a futuro.

¹J.A. Gonzalez-Esparza, E. Romero-Hernandez y P. Riley, *Solar Phys.* (2013), **285**: 201-216; DOI: 10.1007/s11207-013-0282-z

²E. Romero-Hernandez y J.A. Gonzalez-Esparza, *AIP Conference Proceedings* (2013), **1539**: 267-270; doi: 10.1063/1.4811039

³Aguilar-Rodriguez E., Rodriguez-Martinez M., Romero-Hernandez E., Mejia-Ambriz J.C., Gonzalez-Esparza J.A. and Tokumaru M. *Geophys. Res. Lett.*(2014), **41**: 3331-3336; doi: 10.1002/2014GL060047

⁴Romero-Hernandez E., Gonzalez-Esparza J.A., Aguilar-Rodriguez E., Ontiveros-Hernandez V. and Villanueva-Hernandez P. *Solar Phys.*(2015); DOI: 10.1007/s11207-015-0690-3

Resumen

La dinámica de gran escala en el medio interplanetario está dominada por estructuras en el viento solar: eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs) y regiones de interacción entre corrientes (RICs). Debido al impacto que estas perturbaciones tienen sobre el entorno terrestre es de gran relevancia su estudio y seguimiento continuo. En esta tesis se presenta el estudio de éstas estructuras en el viento solar empleando dos análisis basados en observaciones in situ multi-naves y de percepción remota utilizando centelleo interplanetario (CIP). El propósito de cada estudio es a través de datos in situ analizar aspectos de la geometría y evolución heliocéntrica de las EMCIs y RICs durante la fase ascendente del ciclo solar 21; y utilizando datos de CIP, reportar las primeras perturbaciones en el viento solar detectadas por el *Mexican Array Radio Telescope* (MEXART) y su asociación con el paso de EMCIs registradas durante el máximo del ciclo solar 24.

En el primer análisis se emplearon las observaciones simultáneas de plasma y campo magnético de cinco naves espaciales: Helios 1, Helios 2, Voyager 1, Voyager 2 e IMP-8. El periodo de estudio abarca cuatro meses de observación, de noviembre de 1977 a febrero de 1978 (fase ascendente del ciclo solar 21), periodo durante el cual las naves estaban distribuidas a diferentes distancias heliocéntricas (0.4 - 2.5 UA) y mantenían separaciones angulares relativamente pequeñas ($< 60^\circ$). Se analizaron diferentes aspectos físicos de las RICs y EMCIs con el fin de estudiar su geometría y evolución heliocéntrica.

Para el segundo análisis, se emplearon las observaciones de CIP del MEXART que opera a una frecuencia de 140 MHz. Este análisis cubre de los dos primeros periodos de observaciones continuas del instrumento: febrero a junio de 2013 y febrero a julio de 2014. El análisis se enfoca en reportar: (1) la variación promedio de las fluctuaciones de densidad con la distancia heliocéntrica (curvas de variación del índice de CIP); y (2)

la identificación de perturbaciones en el viento solar y su asociación, por primera vez, con EMCIs usando los datos del MEXART. Para ello se identificaron y monitorearon un conjunto de radiofuentes usadas para estudios de CIP, de donde se seleccionaron las observaciones de los cuásares 3C48 y 3C147 en los dos periodos de observación mencionados. Para calcular el índice de CIP y el espectro de potencias se emplearon dos metodologías, una basada en la transformada de Fourier (TF) y otra en la transformada de wavelets (TW). Esta nueva metodología basada en la TW para calcular el índice de centelleo y el espectro de potencias simplifica y mejora el análisis de las observaciones. La determinación de la velocidad del viento solar con datos de CIP se hizo usando una variación de la metodología para una sola estación de Manoharan *et al.*, 1990. Los resultados del estudio muestran que éstas primeras observaciones del MEXART permiten aproximar la velocidad promedio de las perturbaciones en el viento solar y asociarlas con estructuras de gran escala, en este caso EMCIs. Así mismo, la metodología desarrollada para el análisis de las observaciones podrá ser usada para futuros análisis con observaciones no sólo de MEXART, sino también de otros observatorios para estudios complementarios.

Abstract

The large-scale dynamics in the interplanetary medium is dominated by the solar wind structures: interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) and corotating interaction regions (CIRs). Due to the impact of these interplanetary disturbances on the Earth's environment is relevant their study and monitoring. The aim of this thesis is to study these structures in the solar wind employing two analysis based on in-situ multi-spacecraft observations and remote sensing using the interplanetary scintillation (IPS). The purpose of each study is through in-situ data to analyze geometry and heliocentric evolution aspects of the ICMEs and RICs during the ascending phase of solar cycle 21; and using IPS data, to report the first solar wind disturbances detected by the *Mexican Array Radio Telescope* (MEXART) and their association with ICMEs registered during the maximum of the Solar Cycle 24.

In the first analysis, we employed the simultaneous plasma and magnetic field observations of five spacecraft: Helios 1, Helios 2, Voyager 1, Voyager 2 and IMP-8. The period of study covers four months from November 1977 to February 1978 (ascending phase of the solar cycle 21), during which the spacecraft were distributed to different heliocentric distances (0.4 - 2.5 AU) and kept relatively small angular separations ($< 60^\circ$). We analyzed different physical aspects of CIRs and ICMEs in order to study their geometry and heliocentric evolution.

For the second analysis, we used the IPS observations from the MEXART that has an operational frequency of 140 MHz. This analysis covers the first two periods of continuous observations of the instrument: February to June 2013 and February to July 2014. The analysis focuses on: (1) the variation of average density fluctuations with heliocentric distance (curves of IPS index variation); and (2) the identification, for first time, of ICMEs in MEXART data. Two methodologies were used to calculate the IPS index and the power spectrum, one based on the Fourier transform (FT) and another in

the wavelet transform (TW). This new methodology based on TW to calculate the IPS index and the spectrum of powers simplifies and improves the observations analysis. The determination of the solar wind speed with IPS data was made by using a variation of the methodology for a single station of Manoharan *et al.*, 1990. The results of this study shown that with these early observations of MEXART we can approximate the average velocity of the solar wind disturbances and associate with large-scale structures, in this case ICMEs. Furthermore, the methodology developed for the analysis of the observations can be used for future analysis MEXART observations not only, but also with data from other observatories for complementary studies.

Índice general

Preámbulo	VIII
Resumen	x
Abstract	xii
1. Introducción	1
1.1. Dinámica de perturbaciones en el viento solar	1
1.1.1. Campo Magnético Interplanetario	2
1.1.2. Ciclo solar y dinámica del medio interplanetario	4
1.1.3. Estructuras de gran escala en el viento solar	7
1.2. Teoría del Centelleo Interplanetario	13
1.2.1. Escenario de las observaciones	13
1.2.2. Índice de CIP	16
1.2.3. Consideraciones teóricas del CIP	18

1.2.4.	Espectro de potencias de las fluctuaciones de intensidad	23
1.2.5.	Extrapolación del modelo para un medio extendido	32
2.	Análisis de perturbaciones en el viento solar usando observaciones in situ	39
2.1.	Estudio de Regiones de Interacción entre Corrientes (RICs)	40
2.1.1.	Identificación de eventos	42
2.1.2.	Metodología para el análisis de eventos	47
2.2.	Artículo 1. Study of corotating interaction regions in the ascending phase of the solar cycle: multi-spacecraft observations	50
2.3.	Estudio de Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias (EMCIs)	71
2.3.1.	Identificación de eventos	72
2.3.2.	Metodología para el análisis de eventos	73
2.4.	Artículo 2. Multi-spacecraft study of five ICMEs and their shock waves: Helios, IMP-8 and Voyagers observations	78
3.	Análisis de observaciones de centelleo interplanetario	87
3.1.	El radiotelescopio MEXART	88
3.1.1.	Identificación de radiofuentes	91
3.2.	Monitoreo de radiofuentes de CIP	97
3.2.1.	Bitácora de observaciones	98
3.2.2.	Mapas de radiofuentes de CIP	98

3.2.3. Selección de radiofuentes	102
3.3. Metodología	104
3.3.1. Transformada de Fourier	105
3.3.2. Transformada de wavelets	111
3.3.3. Estimación de velocidades	114
3.4. Artículo 3. The wavelet transform function to analyze interplanetary scintillation observations	117
3.5. Artículo 4. Detection of Solar Wind Disturbances: Mexican Array Radio Telescope IPS Observations at 140 MHz	125
4. Conclusiones y resultados	143
A. Fundamentos de radioastronomía	149
B. Catálogo de radiofuentes del MEXART	161
Bibliografía	179

Capítulo 1

Introducción

Este capítulo comprende las bases teóricas para el estudio de perturbaciones en el viento solar, las cuales sirven como marco de referencia para el desarrollo de la investigación que se presenta en esta tesis. La primera sección resume la dinámica de gran escala del medio interplanetario: formación y características físicas de las RICs y EMCIs. La segunda sección explica la teoría del CIP, partiendo de cuáles son las condiciones físicas para que este fenómeno ocurra, así como el marco teórico para el análisis y la determinación de parámetros físicos asociados con el viento solar y/o las perturbaciones inmersas en él (modelo teórico y consideraciones físicas).

1.1. Dinámica de perturbaciones en el viento solar

El viento solar es un flujo de partículas y campo magnético que permea el medio interplanetario. Se origina en la corona solar debido a la gran diferencia de presión térmica que existe entre ésta y el medio interplanetario, fenómeno conocido como “expansión coronal” [Kivelson y Russell (1995); Aschwanden (2006); Meyer-Vernet (2007)].

De acuerdo con sus características físicas (velocidad, densidad, temperatura y campo magnético) hay dos tipos de viento solar: el rápido y el lento. A la altura de la órbita de la Tierra, el viento solar lento se expande a una velocidad de aproximadamente 400 km s^{-1} con una densidad promedio de 10 partículas por centímetro cúbico y temperatura

de 4×10^4 K; mientras que el viento rápido viaja a una velocidad de aproximadamente 700 km s^{-1} , con una densidad promedio de ≈ 3 partículas por centímetro cúbico y su temperatura tiene valores alrededor de 2×10^5 K [Axford and McKenzie (1997)]. La gran diferencia entre sus características físicas radica en su origen sobre la corona solar, ya que el viento rápido se genera en los hoyos coronales, que son regiones de campo magnético abierto de baja densidad, mientras que el viento solar lento se relaciona con regiones de campo magnético cerrado (cascos coronales), pero este hecho aún no se ha confirmado [Alurkar (1997); Feldman *et al.*, 2005].

1.1.1. Campo Magnético Interplanetario

El campo magnético que emana del Sol al ser arrastrado por el viento solar permanece anclado a su superficie. Aunada al viento solar, la rotación superficial del Sol, provoca que las líneas de campo magnético en el medio interplanetario formen una espiral Arquimedea, denominada “espiral de Parker” [Gonzalez-Esparza (2000); Meyer-Vernet (2007)].

Básicamente, la deflexión de las líneas de campo magnético en el medio interplanetario depende de la velocidad angular del Sol $[\Omega]$, la velocidad radial del viento solar $[V_r]$, la distancia heliocéntrica $[r]$ y el ángulo latitudinal $[\theta]$. Geométricamente se infiere que la velocidad de rotación es: $\Omega r \cos \theta$. Con base en estos parámetros, y siguiendo el modelo de Parker, el ángulo de la espiral del campo magnético interplanetario $[\phi]$, que forman el vector de velocidad radial del viento solar $[V_r]$ y el vector de campo magnético (\mathbf{B}), está dado por:

$$\tan \phi = \frac{\Omega r \sin \theta}{V_r}, \quad (1.1)$$

De acuerdo con esta expresión, no todas las líneas de campo magnético siguen el mismo patrón espiral, sino que éste depende de la latitud solar y la distancia a la fuente de campo magnético. Por ejemplo, a la altura de la órbita de la Tierra, la velocidad radial es aproximadamente 400 km s^{-1} y la velocidad angular es $2.7 \times 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$, de manera que, de acuerdo con la expresión anterior, el efecto que tiene la rotación solar sobre las líneas de campo magnético a esta distancia es despreciable, por lo que las líneas de campo magnético pueden considerarse radiales.

A gran escala, el campo magnético solar durante el mínimo de actividad se asemeja al campo que produce un imán. Bajo esta configuración dipolar, las líneas de campo magnético que salen del Sol son positivas y las que entran son negativas. Las regiones donde predomina una polaridad de campo magnético, positiva o negativa, se les conoce como sectores magnéticos. Durante el mínimo, debido a la configuración dipolar del campo, con mediciones in situ se pueden medir cuatro sectores magnéticos (ver Figura 1.1). En el máximo la configuración de los sectores magnéticos se vuelve irregular debido a la compleja configuración del campo magnético coronal.

Los sectores magnéticos están conformados por corrientes de viento solar de diferentes características físicas, por lo cual no se pueden mezclar. Esto origina la formación de una discontinuidad tangencial entre ellos, denominada “hoja neutra” u “hoja de corriente heliosférica” (HCH), la cual, tal como su nombre lo indica, es una zona donde el campo magnético es nulo. Pensando en la configuración dipolar, la hoja neutra es una frontera que delimita los dos hemisferios magnéticos solares. Debido a que el eje de rotación solar no coincide con el eje magnético (forman un pequeño ángulo α de aproximadamente 5 a 10° durante el mínimo solar [Norton *et al.*, 2008], la posición de un punto fijo $[\theta_0]$ en el ecuador magnético varía latitudinalmente con el ángulo azimutal $[\varphi_0]$ y la rotación solar:

$$\sin \theta_0 = \sin \alpha \sin (\varphi_0 - \Omega t). \quad (1.2)$$

De acuerdo con esta ecuación, la posición de un punto fijo oscila con respecto al ecuador solar, pudiendo estar arriba o abajo de éste. Este hecho genera que la hoja neutra en el medio interplanetario tenga ondulaciones [Meyer-Vernet (2007)].

El cambio en la inclinación del eje magnético durante el ciclo solar cambia la configuración de la hoja neutra. En el mínimo, el ecuador magnético está muy próximo al ecuador solar y la hoja neutra es casi plana; en el máximo, el eje magnético alcanza su máxima inclinación y el Sol presenta su máximo de actividad, en donde predominan las regiones activas sobre el disco, por lo cual la hoja neutra se vuelve muy inestable.

La configuración de la hoja neutra se puede estudiar analizando los sectores magnéticos a partir de las mediciones in situ o mediante mapas sinópticos del campo fotosférico y del campo superficial. Los mapas sinópticos muestran la configuración de la hoja neutra durante una rotación solar y se construyen a partir del campo magnético coronal, calculado extrapolando las observaciones del campo magnético fotosférico con un

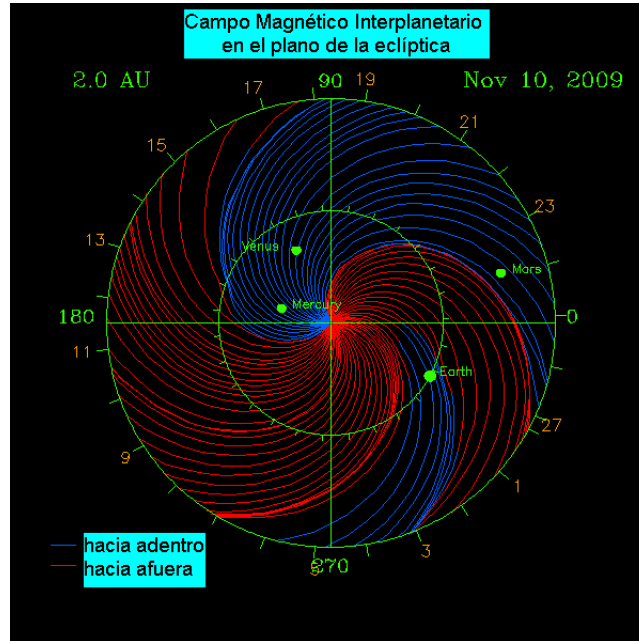


Figura 1.1: Configuración del campo magnético interplanetario a 2 UA. Las líneas rojas apuntan hacia afuera del Sol (polaridad positiva) y las líneas azules hacia adentro (polaridad negativa). Adaptada de: gse.gi.alaska.edu/recent/javascript_movie.html

modelo de campo potencial [Alurkar (1997)]. En el siguiente capítulo se analizará la estructura de los sectores magnéticos durante la fase ascendente del ciclo solar 21 usando observaciones in situ.

1.1.2. Ciclo solar y dinámica del medio interplanetario

La existencia del ciclo de actividad solar se ha inferido a partir del monitoreo de las manchas solares; sin embargo, la actividad solar no solo se refiere al número de manchas, sino también a la ocurrencia de eventos transitorios: EMCs y fulguraciones solares¹. Es importante destacar que las manchas son una manifestación del campo magnético a nivel fotosférico, de lo cual se deduce que la actividad solar está ligada con el campo magnético, de manera que el cambio en la configuración magnética del Sol

¹Las fulguraciones o ráfagas solares son eventos explosivos en la atmósfera solar, en los cuales hay una liberación rápida de energía (10^{30} a 10^{32} erg) y aceleración de partículas a velocidades relativistas.

Tabla 1.1: Descripción de las fases del ciclo solar de acuerdo con las configuración de los hoyos coronales y la hoja neutra (adaptada de Gonzalez-Esparza y Smith, 1996b).

Ciclo Solar	Hoyos Coronales*	Hoja neutra†
Mínimo	Los hoyos polares alcanzan su máxima extensión y no hay hoyos ecuatoriales	La hoja de corriente es muy estable, yaciendo sobre el ecuador solar.
Fase Ascendente	Los hoyos polares reducen su tamaño y desaparecen, pero evolucionan de una manera muy diferente desapareciendo y reapareciendo a diferentes tiempos	La extensión latitudinal de la hoja de corriente se incrementa, cambiando la simple configuración ecuatorial que se tenía en el mínimo.
Máximo	No hay hoyos polares, pero aparecen pequeños hoyos a latitudes medias	La estructura es muy compleja, la hoja de corriente principal se extiende casi de polo a polo, y a latitudes medias aparecen pequeñas hojas de corriente aisladas.
Fase Descendente	Después de invertirse la polaridad, reaparecen los hoyos polares y aumentan de tamaño con grades extensiones hacia el ecuador	La estructura es más simple y la hoja de corriente tiene forma senoidal extendida sobre un gran rango latitudinal.

* Basado en la descripción de Hundhausen *et al.*, 1981.

† Basado en la descripción de Hoeksema, 1986.

repercute directamente sobre el número de manchas, y por ende, en la configuración de las regiones activas y el número de eventos transitorios.

De acuerdo con la variación de la actividad solar y el cambio en la configuración del campo magnético, se han identificado cuatro fases representativas del ciclo: el mínimo, la fase ascendente, el máximo y la fase descendente [Burlaga (1985)]. Durante el mínimo, el campo magnético solar se aproxima al de un dipolo, con dos enormes hoyos coronales en los polos; bajo esta configuración el número de manchas es pequeño, no

hay muchas regiones activas y la actividad solar es casi nula. En la fase ascendente hay una descompensación del campo magnético debido a que los enormes hoyos coronales comienzan a desaparecer, y reaparecen a latitudes más bajas pero son de más pequeños y de corta duración; en esta fase la actividad comienza a incrementarse con un mayor número de manchas y regiones activas. En el máximo, los hoyos coronales son muy pequeños y se concentran a latitudes medias, lo que genera la compleja configuración magnética que caracteriza a esta fase; bajo estas condiciones la corona solar está plagada de regiones activas, por lo cual la ocurrencia de eventos transitorios es mayor. También, durante esta fase, la emergencia de tubos de flujo y el aumento de la “helicidad magnética”, incrementan la intensidad e inestabilidad del campo magnético [Berger y Field, 1984; Aschwanden (2006)]. En general, la densidad de flujo magnético es mayor durante el máximo del ciclo solar y decrece durante la fase descendente hasta llegar al mínimo de actividad [Schrijver y Zwaan, 2003]. La Tabla 1.1 explica las características de las cuatro fases del ciclo solar con base en el cambio de la configuración de los hoyos coronales y la hoja neutra.

De la descripción anterior, podemos concluir que el número de eventos transitorios durante el máximo es mayor (~ 3.5 EMCs por día) que en el mínimo (~ 0.2 EMCs por día) [Gosling, 1990; Mitsakou *et al.*, 2009]. Además, de la misma forma que el número de eventos transitorios varía con el ciclo de actividad, la configuración de las corrientes de viento solar también se ve afectada. La Figura 1.2 muestra la variación de los patrones de velocidad de las corrientes de viento solar durante las diferentes fases del ciclo solar construidas a partir observaciones de centelleo interplanetario (CIP) del sistema de radiotelescopios del Solar-Terrestrial Environment Laboratory (STEL), ubicado en Japón. El código de color simboliza una escala de velocidades, en donde el azul corresponde a la velocidad más alta. En esta Figura 1.2 se aprecia la enorme diferencia entre los patrones de las corrientes de viento solar durante el ciclo de actividad. De acuerdo con esta figura, durante la fase mínima (disco central), los hoyos coronales están a altas latitudes, por lo tanto, el viento solar rápido emana de las zonas polares, mientras que el viento lento se origina a latitudes medias; no obstante, mediciones hechas por la misión Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) durante el mínimo del Ciclo Solar 23 mostraron que en el mínimo también pueden presentarse pequeños hoyos coronales a bajas latitudes [Luhmann *et al.*, 2009; Cranmer, 2009; Abramenko *et al.*, 2010]. Como ya se había mencionado, en la fase ascendente y máxima, los hoyos coronales migran hacia bajas latitudes, generando una compleja configuración de corrientes de viento solar, y en consecuencia las corrientes de viento solar son más débiles y de poca duración.

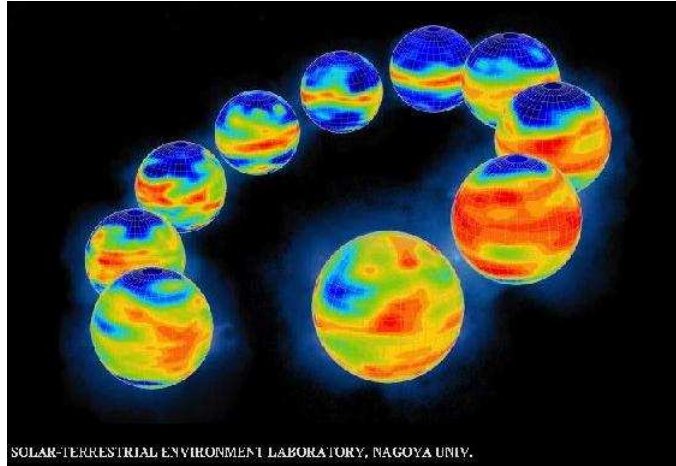


Figura 1.2: Variación de los patrones de velocidad del viento solar a través del ciclo solar. El código de color indica la velocidad de las corrientes, en donde el azul corresponde a la velocidad más alta. Tomada de: stesun4.stelab.nagoya-u.ac.jp/jpg/solar_cycle_SW.jpg

1.1.3. Estructuras de gran escala en el viento solar

Ondas de choque

Las ondas de choque son perturbaciones compresivas que se forman cuando un objeto viaja a una velocidad supersónica con respecto al medio circundante. En términos del número de Mach $[M]$, que es el cociente entre la velocidad del objeto $[u]$ y la velocidad del sonido $[C_s]$, las ondas de choque se forman cuando $M > 1$. En el medio interplanetario, las ondas de choque son discontinuidades que se forman cuando una corriente de viento solar que sale despedida de la corona, viaja a una velocidad supermagnetosónica con respecto a la velocidad del viento solar ambiente.

Las ondas de sonido son perturbaciones que se propagan sin alterar irreversiblemente las propiedades físicas del fluido; la compresión que ejercen es adiabática, de tal forma que el fluido recobra su estado original una vez que pasa la perturbación, y su propagación depende únicamente de las propiedades físicas del fluido. Considerando al viento solar como un gas ideal, la velocidad del sonido es $C_s^2 = \frac{\gamma k_B}{m_p} (T_p + T_e)$, esto significa que la velocidad de propagación de una onda de sonido en el caso ideal depende de la temperatura. Cuando la perturbación es muy intensa, las propiedades físicas del fluido

se ven afectadas. El frente de la perturbación comprime y calienta al fluido rápidamente, por lo cual la parte trasera de la onda encuentra un medio mucho más caliente en donde, de acuerdo con la ecuación de la velocidad del sonido, se propaga a una mayor velocidad. Si esta condición persiste, conforme la onda se mueve a través del fluido se va a empinar gradualmente hasta formar una onda de choque. Resumiendo el proceso de empinamiento: a un tiempo t_1 se tiene el perfil característico de una onda compresiva; en un tiempo t_2 la parte trasera de la onda comienza a desplazarse más rápido como resultado del aumento de temperatura y empieza a empinarsse; posteriormente, a un tiempo t_3 , la onda se ha empinado completamente formando la discontinuidad [Gonzalez-Esparza (2000)].

Cuando una onda de choque pasa a través del viento solar ambiente perturba el plasma, de tal forma que las características físicas del plasma antes (río arriba) y después (río abajo) del choque son diferentes, esto indica que la onda de choque es una perturbación que altera irreversiblemente las propiedades físicas del medio. Debido a que su espesor es muy pequeño comparado con la escala característica del medio se le considera una discontinuidad MHD. Teóricamente, las propiedades físicas del fluido (velocidad, densidad, campo magnético y presión total) antes y después del choque cumplen las relaciones de salto o ecuaciones de Rankine-Hugoniot, que son las relaciones de conservación que describen el efecto de la perturbación sobre el medio. Estas ecuaciones son el punto de partida de la teoría MHD, y se derivan a partir de las ecuaciones generales de la conservación de la masa, la energía, el momento y la ecuación de inducción magnética [Burlaga (1985)].

Las ondas de choque se originan en diferentes lugares del medio interplanetario. Por ejemplo, la interacción del viento solar con la magnetosfera de los planetas genera una onda de choque conocida como “choque de proa”, este es el ejemplo más representativo de una onda de choque de gran escala. Observacionalmente se ha encontrado que los eventos transitorios en el Sol, como las eyecciones de masa coronal, generan ondas de choque denominados “choques transitorios”. Debido a su origen, este tipo de choques viaja radialmente y se ha estimado que su ancho longitudinal aproximado es de $\sim 100^\circ$ [Aline *et al.*, 2008].

La rotación del Sol genera otro tipo de choques conocidos como choques corrotantes, los cuales se generan en zonas en donde dos corrientes de viento solar de diferente velocidad interactúan, en el siguiente apartado se hablará con más detalle de las características de estas estructuras. La frontera entre la heliosfera y el medio interplanetario también es una onda de choque, llamada “choque terminal”. Se forma por la interacción entre

el viento solar y el viento interestelar. En las mediciones in situ, este tipo de perturbaciones se identifican como un salto discontinuo de los parámetros físicos, tales como el campo magnético, la velocidad, la temperatura, la densidad y la presión total (la suma de la presión térmica y la presión magnética). La Figura 2.13 muestra el ejemplo de una onda de choque registrada por Helios 2. Los paneles muestran las gráficas del campo magnético, la velocidad, las componentes de la velocidad, la densidad, la temperatura, la entropía y la presión total. Alrededor de las 02:00 horas del día 15 de febrero en cada panel se observa un salto discontinuo correspondiente con el paso de una onda de choque. Este evento corresponde a una EMCI que se describe en el Capítulo 2.

En el Capítulo 2 se presenta la identificación y el análisis de un conjunto de ondas de choque asociadas con regiones de interacción entre corrientes y eyecciones de masa coronal interplanetarias.

Regiones de Interacción entre Corrientes (RICs)

Las RICs son zonas de compresión en donde interactúan dos corrientes de viento solar de diferente velocidad. Para entender su proceso de formación, imagine que una corriente de viento solar lento es despedida de la corona, tiempo después el Sol rota, de tal forma que en esa misma dirección emerge una corriente de viento rápido. Debido a que esta corriente rápida tiene una mayor velocidad, en su trayecto por el medio interplanetario alcanza a la corriente lenta. Si la corriente rápida es lo suficientemente estable, se forma una región de compresión [Forsyth y Marsh, 1999; Balogh *et al.*, 1999; Heber *et al.*, 1999]. De acuerdo con las propiedades MHD de los plasmas, cuando las dos corrientes de viento solar interactúan, surge entre ellas una discontinuidad denominada “interfase de corriente” (IC), la cual es una discontinuidad de tipo tangencial en donde no hay flujos transversales. Esta discontinuidad juega el papel de barrera, por lo cual los dos plasmas que conforman las corrientes no se pueden mezclar, sino únicamente comprimirse.

La Figura 1.3 muestra la formación de una RIC en dos dimensiones vista desde el polo Norte solar. En este esquema se observan corrientes de viento lento y rápido emergiendo de la superficie solar. Una vez que se encuentran en el medio interplanetario, la corriente de viento rápido alcanza a la corriente de viento lento y se forma una región de compresión. La intensa compresión del plasma forma dos ondas de presión que se propagan en direcciones opuestas, las cuales posteriormente, si la compresión es más intensa, se empujan y generan dos ondas de choque: frontal (línea punteada azul) y

reversa (línea punteada roja), que delimitan y conforman la RIC. Se dice que cuando estas ondas de choque se han formado, la RIC está completamente desarrollada.

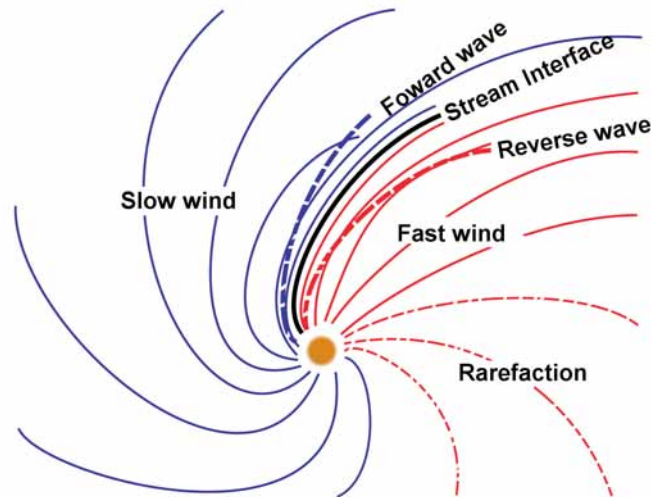


Figura 1.3: Esquema bidimensional de la formación de una RIC vista desde el polo norte del Sol. La zona negra corresponde a la discontinuidad tangencial (interfase de corrientes) que separa las dos corrientes de viento solar. Las líneas punteadas corresponden al choque frontal (azul) y reverso (rojo). Tomada de: Owens and Fosyth, 2013.

Cabe mencionar que en un principio las RICs fueron llamadas regiones corrotantes de interacción (RCIs); sin embargo, actualmente se hace la distinción entre ambas, ya que las RCIs son estructuras más estables que se mantienen durante varias rotaciones solares y se dan principalmente durante el mínimo solar, mientras que las RICs duran menos que una rotación solar y están asociadas con la fase ascendente y máxima del ciclo.

Las RICs se identifican principalmente usando observaciones in situ; no obstante, también es posible identificarlas usando técnicas de percepción remota como el CIP. En el Capítulo 2 se presenta el análisis un conjunto de RICs usando observaciones in situ, con el propósito de analizar aspectos de su geometría. En dicho capítulo se describe punto por punto la metodología para la identificación y determinación de diferentes parámetros físicos usados para caracterizarlas.

Eyecciones de Masa Coronal

Las EMCs son eventos explosivos en los que gran cantidad de masa (10^{14} a 10^{16} g), proveniente principalmente de la corona, es expulsada al medio interplanetario con una energía cinética del orden de 10^{30} ergs [Vourlidas *et al.*, 2002; Gopalswamy, 2004]. De acuerdo con las observaciones, hechas en diferentes líneas espectrales, las EMCs se originan en regiones de configuración magnética cerrada (regiones activas). Las primeras observaciones del disco solar hechas por las naves espaciales apuntaban a que las EMCs estaban relacionadas directamente con la ocurrencia de ráfagas solares; sin embargo, en la actualidad, se sabe que la ocurrencia de las ráfagas indica el estado de actividad solar, y en general, sólo las más intensas están relacionadas con EMCs [Gosling, 1993].

Las EMCs usualmente se observan en luz blanca mediante los coronógrafos. Misiones espaciales tales como el Skylab (1973-1974, 1979-1985), Solar Maximum Mision (1984-1989), y actualmente SOHO y STEREO, han llevado coronógrafos a bordo, los cuales han generado imágenes de mayor resolución para el estudio de las EMCs. En las proyecciones bidimensionales de los coronógrafos, las EMCs tienen la forma de un “cuerno” o semi-cavidad, morfología que las ha caracterizado. La Figura 1.4 muestra un esquema de una EMC, en donde se resalta la eyecta en color azul medio y oscuro. En esta figura en particular, la eyecta está impulsando una onda de choque que comprime al viento solar (región azul claro) y acelera las partículas. A pesar del gran número de estudios derivados de las observaciones de los coronógrafos e in situ, aún se desconoce cuál es el mecanismo que las origina. Diferentes modelos sugieren que su origen tiene que ver con procesos de reconexión magnética², dado que este mecanismo ha mostrado ser el más eficiente para la liberación súbita de energía [Forbes, 2000; Lin *et al.*, 2004; Gopalswamy *et al.*, 2006; Hudson *et al.*, 2006]. Por lo tanto, las EMCs se asocian con procesos físicos como la reconexión magnética y la aceleración de partículas, en los cuales el campo magnético juega un papel predominante [Gosling, 2000; Gopalswamy, 2004].

Aparte de la morfología de las EMCs, las observaciones de los coronógrafos también permiten estimar la velocidad de salida empleando una serie de imágenes tomadas en intervalos de tiempo cortos. En promedio la velocidad de salida oscila entre los 200 y 2500 km/s [Yashiro *et al.*, 2004].

²Proceso en el cual las líneas de campo magnético de distinta polaridad se reconectan, liberando gran cantidad de energía electromagnética en procesos de aceleración de partículas

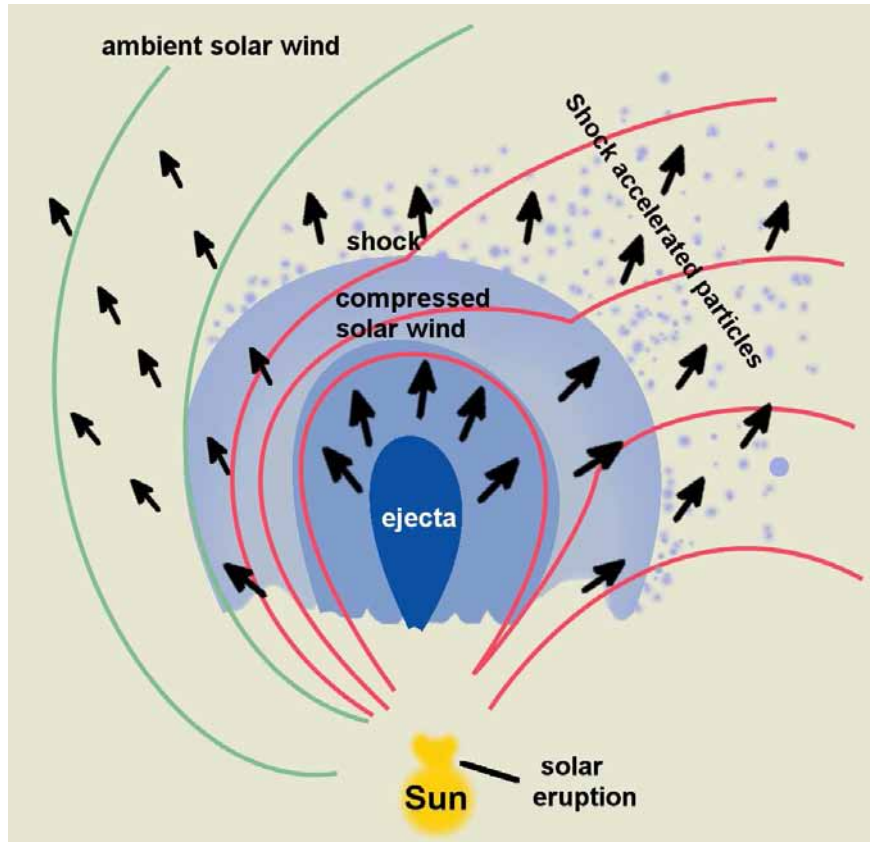


Figura 1.4: Esquema bidimensional de una EMC emergiendo desde el polo norte del Sol (región azul intenso y azul medio). La eyección está impulsando una onda de choque que comprime el viento solar y acelera partículas. Tomada de: cse.ssl.berkeley.edu/stereo_solarwind/science_space_weather.

Las EMCIs se pueden estudiar usando observaciones in situ y técnicas de percepción remota como el CIP. Ambos tipos de observaciones son complementarios, ya que proporcionan dos escenarios distintos desde donde se pueden derivar diferentes aspectos cualitativos y cuantitativos de las EMCIs. En los Capítulos 2 y 3 se presenta el análisis de perturbaciones en el viento solar usando cada tipo de observación.

1.2. Teoría del Centelleo Interplanetario

Las primeras observaciones de radiofuentes distantes hechas en una región cercana al Sol (corona externa) mostraban, particularmente en el caso de la Nebulosa del Cangrejo, un aparente ensanchamiento angular a medida que las observaciones se hacían más cerca del Sol. Esto condujo a la hipótesis de que las ondas de radio debían estar siendo dispersadas por los cambios de la densidad en la corona solar [Hewish, 1955; Vitkevitch (1955)]. Posteriormente, los radioastrónomos A. Hewish, P. Scott y D. Wills [1964], al estudiar las ondas de radio provenientes de radiofuentes compactas observaron fluctuaciones rápidas en la intensidad, semejantes a ruido en la señal, durante el tránsito de algunas de ellas (3C48, 3C119, 3C138 y 3C147). Además, sus observaciones hechas con un radiotelescopio a 178 MHz durante los años de 1962 a 1963, mostraban que estas fluctuaciones no eran constantes, de manera que había días en los que eran muy intensas y otros en los que prácticamente desaparecían. Después de varias interpretaciones, se llegó a la conclusión de que estas fluctuaciones eran causadas por la dispersión que sufren las ondas de radio cuando atraviesan el medio interplanetario debido a los cambios de densidad. Este fenómeno fue denominado “centelleo interplanetario”, debido a su similitud con el centelleo que presentan las estrellas en el óptico.

1.2.1. Escenario de las observaciones

Las ondas de radio antes de ser captadas por los radiotelescopios en Tierra, viajan a través del medio interestelar, el medio interplanetario y la ionosfera. Estos medios, al estar permeados de plasma, pueden provocar que las ondas incidentes se difracten, dando lugar al fenómeno de centelleo. En general, desde el punto de vista de la radioastronomía, el centelleo se refiere a las fluctuaciones de fase y amplitud que pueden presentar las ondas de radio como consecuencia de la dispersión que sufren al atravesar un plasma inhomogéneo. En el registro de los radiotelescopios, cada tipo de centelleo (ionosférico, interplanetario o interestelar) tiene una firma particular, por lo cual pueden ser filtrados dependiendo de la finalidad del estudio [Hewish, 1989]. No obstante, actualmente se ha encontrado que la actividad solar (fulguraciones y EMC) generan perturbaciones sobre la ionosfera, las cuales pueden generar fluctuaciones en la señal de las radiofuentes a frecuencias semejantes a las del centelleo interplanetario, pudiendo así afectar su análisis [Carrillo-Vargas *et al.*, 2012; Rodríguez-Martínez *et al.*, 2014].

En el caso del medio interplanetario, irregularidades de densidad electrónica en el viento solar causan que las ondas de radio presenten fluctuaciones de intensidad al ser captadas en Tierra, dando origen al CIP. Las irregularidades producen cambios de fase en las ondas debidos a la variación local del índice de refracción en el medio interplanetario (fluctuaciones de densidad) [Bisi (2006)]. La Figura 1.5 ilustra cómo ocurre el fenómeno de CIP. En este esquema, se aprecia un conjunto de parcelas de plasma (irregularidades de densidad) en el medio que dispersan las ondas de radio y causan que el frente de onda este desfasado entre sí. A consecuencia de este desfasamiento se genera un patrón de interferencia que es captado en Tierra. En esta figura, la distancia p entre el Sol y la línea de visión a la radiofuente (LOS) es la distancia mínima en donde la contribución del centelleo es máxima, y ϵ es el ángulo de elongación de la radiofuente. En esta imagen no se aprecia cómo influye el tamaño de la radiofuente y las irregularidades de densidad en la ocurrencia del fenómeno de CIP; sin embargo, estos son parámetros fundamentales para la teoría del CIP, tal como se verá más adelante. Además, es importante considerar que las irregularidades de densidad no están fijas en el espacio, ya que conforman las corrientes de viento solar que se mueven radialmente a una velocidad promedio V . Esto convierte al patrón de interferencia en una serie de fluctuaciones temporales de intensidad en el registro de la radiofuente. El periodo de estas fluctuaciones de intensidad va a depender directamente de la velocidad del viento solar.

Un aspecto importante para la ocurrencia del CIP es la disposición geométrica del Sol, la Tierra y la radiofuente. Para describir la geometría de las observaciones de CIP suponga una configuración como la que se muestra en la Figura 1.6, en donde la señal de una radiofuente distante al viajar por el medio interplanetario se encuentra a su paso una capa de irregularidades de ancho ΔZ , la cual está a una distancia Z de la Tierra y a una distancia p del Sol (en este caso p es la distancia más cercana al Sol). Las líneas Sol-Tierra-fuente forman el ángulo “ ϵ ”. Debido al movimiento de traslación terrestre, este ángulo cambia $\sim 1^\circ$ por día para cada radiofuente. El ángulo de elongación influye en la dispersión que sufren las ondas de radio, teniendo que la dispersión es más intensa cuando el ángulo de elongación es pequeño (cerca del Sol) y viceversa. Esto tiene que ver con la variación de la densidad del medio interplanetario, ya que cerca del Sol las fluctuaciones de densidad son mayores lo que implica mayor dispersión, y conforme aumenta la distancia al Sol éstas fluctuaciones decaen, al igual que la dispersión. Para cada elongación hay una región de dispersión efectiva, que se da cuando la LOS a la radiofuente mantiene la distancia más cercana al Sol, tal como se muestra en la Figura 1.5. Para una fuente que se encuentra fuera del plano de la eclíptica, esta distancia mínima se da a distintas latitudes heliográficas definidas por el ángulo γ (ver Figura 1.6). En el plano eclíptico, geoméricamente se deduce que esta

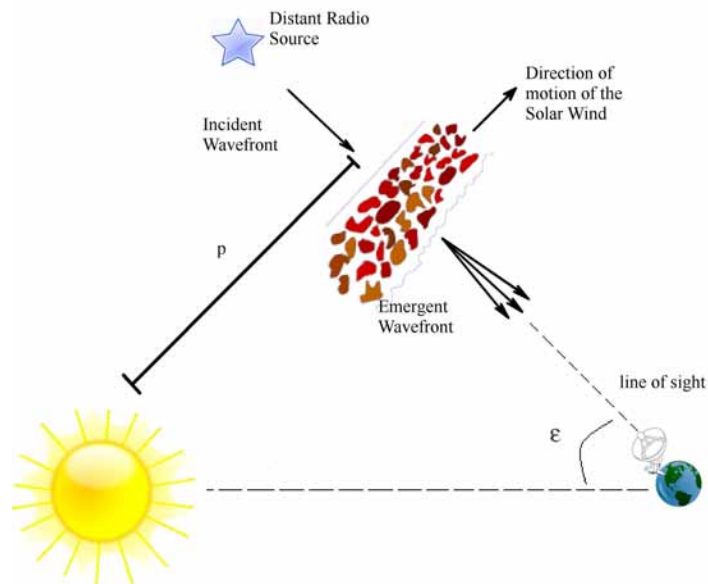


Figura 1.5: Esquema de la dispersión que sufren las ondas de radio en el medio interplanetario a consecuencia de las fluctuaciones de densidad del viento solar (irregularidades). El ángulo que forman la línea Sol-Tierra y la línea de visión a la radiofuente (LOS) es la elongación (ϵ). Adaptado de [Oberoi (2000)]

distancia mínima está dada como: $p = \sin \epsilon$.

La magnitud de las fluctuaciones de intensidad de la radiofuente, o *índice de CIP*, varía con la elongación, esto como consecuencia de la dependencia que hay entre la variación de la densidad y la distancia heliocéntrica. Como se analizará en el Capítulo 3, el índice de CIP como función de la distancia heliocéntrica exhibe un comportamiento aproximado por una ley de potencia negativa, de manera que entre mayor es la distancia al Sol menor es el CIP que se observa; sin embargo, conforme la distancia heliocéntrica va decreciendo el índice aumenta, hasta llegar a un punto crítico a partir del cual comienza a decaer de manera súbita. Este punto, delimita dos regiones que generan dos tipos de dispersión: fuerte y débil. El límite entre la región de dispersión débil y fuerte depende de la frecuencia de observación. En el siguiente apartado se hablará con más detalle de este comportamiento.

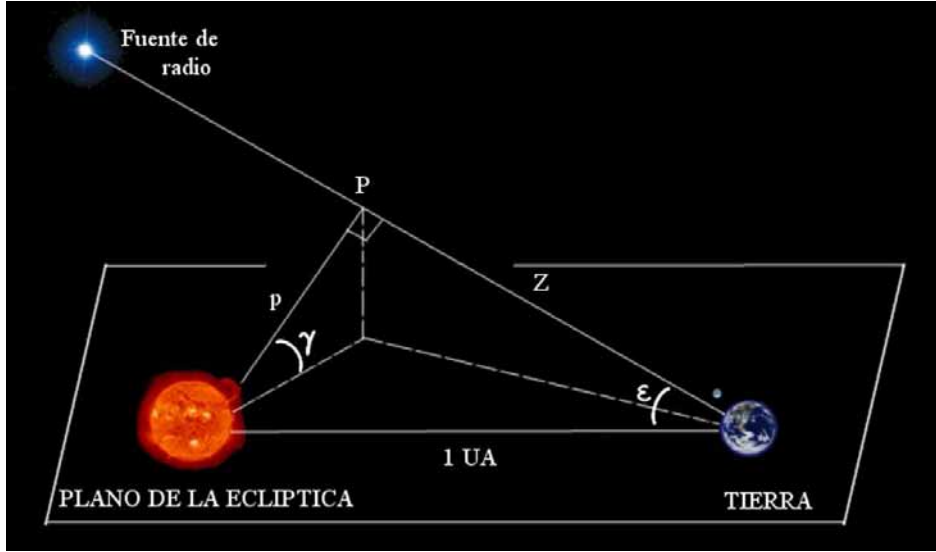


Figura 1.6: Configuración geométrica tridimensional de las observaciones de CIP. En este arreglo p es la distancia mínima entre el Sol y la línea de visión de la radiofuente, Δz es el tamaño de las irregularidades ubicadas a una distancia Z de la Tierra, ϵ es el ángulo de elongación formado entre las líneas Sol-Tierra y la línea de LOS, y γ es el ángulo de elevación con respecto a la eclíptica, conocido como latitud heliocéntrica.

1.2.2. Índice de CIP

La difracción de las ondas de radio siempre está presente, ya que el viento solar no deja de fluir; sin embargo, la base del estudio del CIP radica en que su velocidad y densidad no son constantes a lo largo del ciclo solar (Sol quieto y Sol activo), por lo que la frecuencia e intensidad del patrón de difracción asociado al centelleo varía permitiendo discriminar entre el viento solar y las estructuras en él (eventos transitorios). La magnitud del CIP se puede determinar de acuerdo con la siguiente relación:

$$m = \frac{I_{\text{RMS (fluctuaciones)}}}{\bar{I}_0} = \left[\frac{\langle (\Delta I(t))^2 \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

Al índice m se le denomina “índice de centelleo”, el cual es la razón entre el *rms* (root mean square) de las fluctuaciones de intensidad [$I_{\text{RMS (fluctuaciones)}}$] y la intensi-

dad promedio de la fuente $[I_0]$ [Manoharan (1991)]. Para fines prácticos este índice se normaliza:

$$g = \frac{m(R)}{\langle m(R) \rangle} \quad (1.4)$$

En general, para estudiar la evolución de las corrientes de viento solar o eventos transitorios es más factible usar el índice g , ya que es un indicador de la variación de la densidad de electrones del viento solar, con el que fácilmente se pueden identificar zonas de compresión o rarefacción. Por ejemplo, cuando $g \approx 1$, el viento solar es prácticamente constante (viento solar ambiente), en cambio cuando $g \gg 1$ puede haber mucha actividad solar y la densidad presenta muchas fluctuaciones [Gapper *et al.*, 1982].

Se puede considerar que la dispersión de la señal ocurre en una serie de capas de irregularidades a lo largo de la línea de visión. Las irregularidades de densidad en cada capa no tienen un patrón repetitivo, por lo que las fluctuaciones de intensidad varían a cada instante. Podemos establecer la relación que existe entre la intensidad medida a dos tiempos distintos usando una función de autocorrelación, la cual en este caso se expresa como:

$$C(\tau) = \langle \Delta I(t + \tau) \Delta I(t) \rangle, \quad (1.5)$$

donde $\Delta I(r, t) = I(r, t) - I_0$

Al calcular la transformada de Fourier de la función de autocorrelación se obtiene el espectro de potencias de la intensidad de las fluctuaciones $P_I(\nu)$:

$$P_I(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int C(\tau) \exp^{-i2\pi\nu\tau} d\tau, \quad (1.6)$$

entonces, calculando la transformada inversa para un tiempo $\tau = 0$ se obtiene la función de autocorrelación a ese tiempo:

$$C(0) = \int P_I(\nu) d\nu \quad (1.7)$$

empleando la definición de la función de autocorrelación [ecuación (1.5)], se puede expresar a la función anterior en términos de la diferencia de intensidad de las fluctuaciones:

$$C(0) = \langle (\Delta I(t))^2 \rangle, \quad (1.8)$$

por lo tanto, el índice m se puede expresar como:

$$m = \frac{\sqrt{C(0)}}{I_0} = \frac{\sqrt{\int_I \langle (\Delta I(t))^2 \rangle dt}}{I_0} \Rightarrow \quad (1.9)$$

$$m^2 = \frac{1}{I_0^2} \int P_I(\nu) d\nu, \quad (1.10)$$

De esta última ecuación se infiere que el cuadrado del índice de centelleo es proporcional al área bajo la curva del espectro de potencias de las fluctuaciones de intensidad.

1.2.3. Consideraciones teóricas del CIP

El fenómeno del CIP representa un problema complejo desde el punto de vista teórico, ya que se trata de ondas que están siendo dispersadas por irregularidades que se mueven en el medio interplanetario a diferentes velocidades. Sin embargo, bajo una serie de suposiciones, este problema se puede reducir al de una onda atravesando una capa delgada de irregularidades fija [Manoharan (1991); Oberoi (2000); Bisi (2006)]. Para describir teóricamente el fenómeno de CIP se emplean las siguientes aproximaciones.

Aproximación de la capa delgada

Se puede considerar al medio interplanetario como compuesto por muchas capas de irregularidades de densidad, en donde las ondas de radio están siendo dispersadas; no obstante, como una aproximación inicial, se considerará el caso particular en el que las

ondas atraviesan sólo una capa de irregularidades muy delgada (idealmente de ancho cero). Además, al atravesar esta capa, las ondas no sufren cambios de amplitud, y los cambios de fase son pequeños (< 1 radian) \implies dispersión débil.

Aunque el medio interplanetario no se puede modelar con una única capa de irregularidades, esta aproximación resulta muy útil cuando se quiere generalizar el modelo para un medio extendido, tal como se verá en la Sección 1.2.5.

Dispersión débil

Para una frecuencia de observación dada, el medio interplanetario se distinguen dos regiones en donde la dispersión de las ondas sigue regímenes diferentes: débil y fuerte. La localización de estas regiones en la heliosfera interna depende de varios factores, tales como, la variación de la densidad del medio, la frecuencia de observación y la configuración geométrica de las observaciones (ver Sección 1.2.1).

En la región de dispersión débil se asume que la diferencia de fase en el frente de onda es mucho menor a 1 radian ($\sigma_\phi \ll 1$ rad). Bajo este régimen de dispersión, el patrón de centelleo es una suma lineal de las ondas dispersadas a lo largo del camino libre medio desde la radiofuente hasta el radiotelescopio. Suponiendo que el medio interplanetario está compuesto por muchas capas delgadas de irregularidades, entonces la difracción de las ondas de radio ocurrirá a través de cada una de las capas que atraviesan la LOS, y cada capa introduce cambios de fase diferentes dependiendo del tamaño de las irregularidades de densidad (10 - 1000 km). Por lo cual, el patrón de difracción observado en Tierra resulta de una combinación de diferentes escalas de irregularidades de densidad del medio. Además, en el régimen de dispersión débil el índice de centelleo está directamente relacionado con la mínima distancia al Sol (p) de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$m = m_0 p^{-b}, \quad (1.11)$$

donde m_0 es el índice de centelleo cuando la elongación es 90° ($p = 1$ UA) [Rao, Bhandari and Ananthakrishnan, 1974; Manoharan, 1993a]. El comportamiento declinante del índice de centelleo está relacionado con el decaimiento de la densidad con la distancia heliocéntrica ($\Delta N \sim R^2$). Bajo condiciones normales del viento solar (en ausencia

de perturbaciones de gran escala), el índice de centelleo decae con un índice de potencia ≈ 1.5 [Oberoi (2000); Fallows, Williams and Breen, 2002; Tokumaru *et al.*, 2010].

Variación del índice de refracción

La interacción entre las ondas de radio y el plasma está determinada por el índice de refracción. Así mismo, las variaciones locales en el índice de refracción pueden relacionarse directamente con la densidad de electrones, siempre y cuando la densidad sea lo suficientemente pequeña [Hewish, 1989]. El índice de refracción del medio puede expresarse como:

$$n(x, y, z) = n_0 + n'(x, y, z), \quad (1.12)$$

$$n'(x, y, z) = \mu n_1(x, y, z), \quad (1.13)$$

donde, n_0 es el índice refractivo promedio, $n'(x, y, z)$ es la variación de este índice, μ es la desviación estándar de la variación, y $n_1(x, y, z)$ es un índice múltiplo de $n'(x, y, z)$ [Manoharan (1991); Bastian, 2001]. Para el caso del medio interplanetario esta aproximación es válida, ya que su densidad es pequeña.

La variación en el índice de refracción es determinada por la permitividad electrónica (ϵ) del medio, y para un plasma no colisional como el viento solar, la permitividad se puede expresar como:

$$\epsilon = n^2 = 1 - \frac{f_p^2}{f^2} \quad (1.14)$$

donde,

$$f_p^2 = \frac{N_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_e}, \quad (1.15)$$

siendo f_p la frecuencia del plasma, N_e la densidad electrónica, ϵ_0 la permitividad del vacío ($8.854 \times 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$), m_e la masa del electrón ($9.109 \times 10^{-31} \text{kg}$), y f la frecuencia a la que se está observando el CIP (frecuencia de observación del radiotelescopio). Numéricamente, la frecuencia del plasma es aproximadamente $\simeq 9\sqrt{n}$, y en este caso es menor que la frecuencia de observación, por lo que las ondas en el medio son ligeramente dispersadas.

Debido a que $f_p \ll f$, el índice de refracción se puede expresar como en la ecuación (1.12). Usando una expansión de la forma $(1+x)^n$ y despreciando los términos de mayor orden tenemos que el índice de refracción es:

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{f_p^2}{f^2} \quad (1.16)$$

sustituyendo en la ecuación (1.12):

$$n' = \left[1 - \frac{N_e e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2} \right] - \left[1 - \frac{\langle N_e \rangle e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2} \right] \quad (1.17)$$

$$n' = \frac{(\langle N_e \rangle - N_e) e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2} \quad (1.18)$$

Por lo tanto n' puede ser descrita como:

$$n' = \frac{\delta N_e e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2} \quad (1.19)$$

Cerca del Sol, la fluctuación de la densidad de electrones se incrementa, por lo tanto n' tiende a incrementarse también, alcanzando un régimen de dispersión fuerte. Debido a que n' es inversamente proporcional al cuadrado de la frecuencia de observación, las observaciones a altas frecuencias permiten extender la región de dispersión débil, de manera que las observaciones se pueden hacer en una zona más cercana al Sol. Como era de esperarse, la variación del índice de refracción decrece conforme aumenta la distancia al Sol, esto quiere decir que la intensidad del CIP también decrece, hasta llegar a un punto en donde es equiparable al ruido de fondo que registra el radiotelescopio.

La Figura 1.7 muestra una gráfica de la variación de la intensidad del centelleo (“índice de centelleo”) con la distancia heliocéntrica. En este caso, se han graficado los índices de centelleo para tres frecuencias de observación distintas: 8085 MHz, 1410 MHz y 195 MHz. Cada una de las curvas presenta un punto crítico a partir del cual el índice de centelleo decae con un comportamiento distinto, resaltando las regiones de dispersión débil (lado derecho) y fuerte (lado izquierdo). En esta figura también se observa que la posición radial del máximo del índice de centelleo varía con la frecuencia de observación, teniendo que a mayores frecuencias el centelleo puede observarse más cerca del Sol. El punto crítico en estas curvas corresponde al ángulo de elongación mínimo, ϵ_0 , a partir del cual la región de dispersión es débil o fuerte. Cuando $\epsilon \leq \epsilon_0$ se observa que el índice de centelleo decrece abruptamente a consecuencia de la fuerte dispersión.

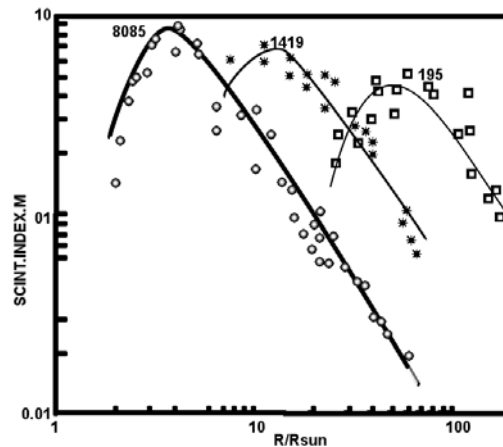


Figura 1.7: Gráfica logarítmica del índice de centelleo registrado a diferentes frecuencias de observación: 8085 MHz, 1410 MHz y 195 MHz. En estas curvas se distinguen dos regiones de observación: la región de dispersión débil (a la derecha del máximo) y la región de dispersión fuerte (a la izquierda del máximo). Como puede observarse, entre mayor es la frecuencia de observación el pico del índice de centelleo está más cerca del Sol, lo cual indica que las observaciones de centelleo dependen de la frecuencia de observación. Tomada de: [Coles y Harmon, 1978].

Aproximación de capa congelada

Bajo esta aproximación se establece que las irregularidades de densidad permanecen congeladas durante el intervalo de medición, esto es, que el índice de refracción del

medio permanece constante. Considerando que la escala temporal de las fluctuaciones de densidad es del orden de $\tau \approx \frac{l_0}{V}$, que es el tiempo que tarda en transitar una irregularidad de tamaño l_0 por la línea de visión a una velocidad V , entonces la variación temporal del índice de refracción es mucho más lenta que este tiempo τ . Además se ignora la variación de la velocidad, tomando la velocidad del viento solar como una constante. Por lo tanto, las parcelas de plasma o irregularidades de densidad viajan a una velocidad constante sin deformarse. Esta aproximación se conoce como “hipótesis de Taylor”. Esta hipótesis no es válida en la región de dispersión fuerte, ya que cerca del Sol las componentes de la velocidad son muy aleatorias.

Con esta hipótesis se establece que la relación entre la frecuencia espacial (q_x) y la velocidad de las irregularidades ($V_p(z)$) es:

$$q_x = \frac{2\pi f}{V_p(z)} \quad (1.20)$$

1.2.4. Espectro de potencias de las fluctuaciones de intensidad

Partiendo de las hipótesis anteriores, consideremos una onda monocromática propagándose a través de un medio dispersivo estacionario. La ecuación de onda del campo eléctrico en un medio dispersivo es:

$$\nabla^2 E + k^2(1 + \Delta n)E - \nabla(\nabla \cdot E) = 0 \quad (1.21)$$

En esta ecuación, el último término representa los efectos de polarización, que en el medio interplanetario pueden ser despreciados, resultando:

$$\nabla^2 E + k^2(1 + \Delta n)E = 0 \quad (1.22)$$

Esta es una ecuación de Helmholtz que tiene implícitos los efectos de la difracción y refracción de las ondas.

El campo eléctrico se propaga a través de un medio cuyo índice de refracción cambia,

por lo cual las ondas son dispersadas. Las características del medio se pueden definir mediante una función $F(x, y, z)$, de tal forma que el campo eléctrico a través del medio se puede expresar como:

$$E(x, y, z) = F(x, y, z) \exp^{ikz}, \quad (1.23)$$

sustituyendo esta función en la ecuación (1.22), y asumiendo que las fluctuaciones son lo suficientemente pequeñas como para despreciar términos de segundo orden ($\rightarrow (1 + \Delta n)^2 = 1 + 2\Delta n$), tenemos:

$$2ik \frac{\partial F}{\partial z} + \nabla^2 F + 2k^2 \Delta n F = 0 \quad (1.24)$$

donde $\frac{\partial F}{\partial z} = i \left(\Delta n k - \frac{\xi^2}{2k} \right) F$ y $\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = - \left(\Delta n^2 k^2 - \xi^2 \Delta n + \frac{\xi^4}{4k^2} \right) F$.

Aunque este último término se puede despreciar dado que es más pequeño que los otros términos. Por lo tanto, reescribiendo la ecuación (1.23) obtenemos la ecuación de onda para un medio dispersivo:

$$2ik \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2k^2 \Delta n F = 0 \quad (1.25)$$

La fase y el índice de refracción

El patrón de difracción característico del CIP es resultado de los cambios de fase generados por la variación del índice de refracción en el medio interplanetario. De esta manera, considerando una capa dispersora de ancho Δz paralela al plano xy , se tiene que una onda emerge de dicha capa con una fase $\phi(\mathbf{r}, z)$, donde $\mathbf{r} = (x, y)$, para un campo incidente F_{in} el campo que emerge de esta capa dispersora es:

$$F_{em} = F_{in} \exp^{i\phi(\mathbf{r}, z)}, \quad (1.26)$$

expandiendo esta expresión en una serie de potencias y despreciando los términos de segundo orden encontramos que:

$$F_{em} = F_{in}[1 + i\phi(\mathbf{r}, z)] \quad (1.27)$$

Sustituyendo la ecuación anterior en (1.25), y asumiendo que la capa dispersora es de un ancho angular muy pequeño ($\phi \ll 1$) y los cambios en el índice de refracción también ($\Delta n \ll 1$), se tiene que para una onda plana unitaria ($F_{in} = 1$) la relación entre la fase y las fluctuaciones del índice de refracción es:

$$\phi(x, y) = k \int_{\Delta z} \Delta n(x, y, z, k) dz, \quad (1.28)$$

donde la integración se hace sobre el espesor de la capa dispersora. Suponiendo que la variación en el índice de refracción es constante, encontramos que el desfase que sufre la onda al atravesar la capa de irregularidades es:

$$\phi = k\Delta n\Delta z \quad (1.29)$$

En el medio interplanetario Δn tiene valores entre 10^{-6} a 10^{-12} . Bajo el régimen de dispersión débil ($\phi \ll 1$ rad), este desfase tiene que cumplir:

$$\phi = k\Delta n\Delta z \ll 1 \text{ rad} \quad (1.30)$$

El medio puede ser considerado como una región de dispersión débil cuando las fluctuaciones en el índice de refracción son muy pequeñas comparadas con el valor promedio ($n < 10^{-7}$).

La fase y la densidad electrónica

En sección 1.2.3 se expuso que las variaciones del índice de refracción están directamente relacionadas con las variaciones de densidad, de acuerdo a la ecuación (1.19).

Reescribiendo esta ecuación en términos del radio clásico del electrón ($r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$), la relación entre la variación del índice de refracción y la densidad de electrones es:

$$n^2 = \delta N^2 \left(\frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \right)^2, \quad (1.31)$$

sustituyendo esta ecuación en (1.28), se obtiene una relación entre las fluctuaciones de fase y la densidad:

$$\phi(x, y) = r_e \lambda \int_{\Delta z} \Delta N(x, y, z) dz \quad (1.32)$$

donde ΔN es la variación del valor promedio de la densidad electrónica. La función de autocorrelación de las fluctuaciones aleatorias de fase ($C_\phi(x, y)$) se puede expresar como:

$$\begin{aligned} C_\phi(x_0, y_0) &= \langle \phi(x, y) \phi(x + x_0, y + y_0) \rangle \\ &= \int_x \int_y \phi(x, y) \phi(x + x_0, y + y_0) dx dy \\ &= (r_e \lambda)^2 \Delta z \int_z \int_y \int_{\Delta z} \Delta N(x, y, z) \Delta N(x + x_0, y + y_0, z) dx dy dz \\ &= (r_e \lambda)^2 \Delta z \int_{\Delta z} \langle \Delta N(x, y, z) \Delta N(x + x_0, y + y_0, z) \rangle dz \end{aligned} \quad (1.33)$$

De esta ecuación se puede inferir que la relación entre las funciones de autocorrelación es:

$$C_\phi(x, y) = (r_e \lambda)^2 \Delta z \int C_{\Delta N}(x, y, z) dz \quad (1.34)$$

El espectro de potencias de las fluctuaciones de fase, $\Phi_\phi(q_x, q_y)$, se obtiene calculando la transformada de Fourier de la función de autocorrelación:

$$\Phi_\phi(q_x, q_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_x \int_y C_\phi(x, y) \exp^{i(q_x x + q_y y)} dx dy, \quad (1.35)$$

donde q_x y q_y son las componentes del número de onda tridimensional asociado con las irregularidades. El espectro tridimensional de las irregularidades de densidad puede expresarse como:

$$\Phi_{\Delta N}(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int C_{\Delta N}(\mathbf{r}) \exp^{i \cdot \mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (1.36)$$

teniendo que $r = (x, y, z)$ y $q = (q_x, q_y, q_z)$. Sustituyendo el valor de $C_\phi(x, y)$ dado por la ecuación (1.34), en (1.35), se obtiene un relación entre el espectro bidimensional de la fase y el espectro tridimensional de las fluctuaciones de densidad:

$$\Phi_\phi(q_x, q_y, z) = 2\pi(r_e \lambda)^2 \Delta z \Phi_{\Delta N}(q_x, q_y, q_z = 0) \quad (1.37)$$

Filtro de Fresnel

Para modelar la capa de irregularidades que causa la dispersión de las ondas se usa una aproximación matemática conocida como “filtro de Fresnel”, la cual se expresa como $F_f = 4 \text{sen}^2 \left(\frac{q^2 \lambda z}{4\pi} \right)$. Esta función simula los efectos de la dispersión de acuerdo a las características físicas del medio: escala de las irregularidades, frecuencia de observación o frecuencia de las ondas incidentes, distancia a la capa dispersora. El filtro de Fresnel representa los efectos de la dispersión de las ondas en el régimen de dispersión débil.

De acuerdo con el modelo de propagación de las ondas en un medio dispersivo, este es un filtro de propagación que modifica el espectro de las fluctuaciones de fase para producir el patrón de interferencia de las fluctuaciones de amplitud a una distancia dada desde la capa de irregularidades. Se compone de una serie de máximos y mínimos que generan fluctuaciones en el espectro de potencias de la intensidad. La Figura 1.8 muestra las gráficas de la función de Fresnel correspondientes a dos frecuencias de observación (140 MHz y 327 MHz) y elongaciones diferentes. En estas gráficas se puede apreciar más claramente que la función de Fresnel actúa como un filtro que atenúa las componentes de baja frecuencia [Alurkar (1997)].

Definiendo la frecuencia de Fresnel como $q_f = \left(\frac{2k}{z} \right)^{1/2}$ y el radio de Fresnel $r_f = (\lambda z)^{1/2}$, podemos reescribir el argumento de la función “seno” del filtro de Fresnel como:

$$\operatorname{sen}\left(\frac{q^2 z}{2k}\right) = \operatorname{sen}\left(\frac{q^2}{q_f^2}\right) = \operatorname{sen}\left(\frac{q^2 r_f^2}{4\pi}\right) \quad (1.38)$$

De estas igualdades se deduce que cuando $q^2 \ll q_f^2 \rightarrow \frac{q^2}{q_f^2} \approx \operatorname{sen}\left(\frac{q^2}{q_f^2}\right)$, esto indica que para frecuencias espaciales mucho menores a la frecuencia de Fresnel no hay efectos de interferencia \implies que el filtro de Fresnel actúa como un filtro pasa altas; esto equivalente a decir que las fluctuaciones de intensidad se atenúan cuando las irregularidades de densidad son mayores al r_f . Esta última afirmación puede corroborarse fácilmente usando la definición de la frecuencia espacial $\rightarrow q = \frac{2\pi}{l}$, de donde encontramos que los efectos de interferencia también tienen que ver con la escala de las irregularidades de densidad del viento solar (l), de manera que las irregularidades mucho mayores al r_f ($\rightarrow l \gg \sqrt{\lambda z}$) no contribuyen al patrón de difracción. Por lo tanto, no hay fluctuaciones de intensidad que provengan de estructuras mucho más grandes al r_f , así que el CIP se origina en regiones donde las irregularidades de densidad tienen escalas del orden del radio de Fresnel.

Para una distancia z fija, la función de propagación tiene su primer máximo en q_{m0} :

$$q_{m0} = \left(\frac{\pi k}{z}\right)^{1/2} \quad (1.39)$$

Usando esta ecuación, podemos definir la distancia de Fresnel, Z_f :

$$Z_f = \frac{\pi k}{q_{m0}^2}, \quad (1.40)$$

esta distancia marca el punto a partir del cual las fluctuaciones de intensidad a una frecuencia espacial q se han generado. De esta ecuación se infiere que entre más grande sea la frecuencia espacial, las fluctuaciones de intensidad se generarán a distancias más cortas. Cuando la frecuencia espacial es muy grande en relación a q_{m0} o q_f , la función de Fresnel se aproxima a un valor promedio, entonces se puede considerar que para $q \gg q_{m0}, q_f$:

$$4 \operatorname{sen}^2\left(\frac{q^2 z}{2k}\right) \approx 2 \quad (1.41)$$

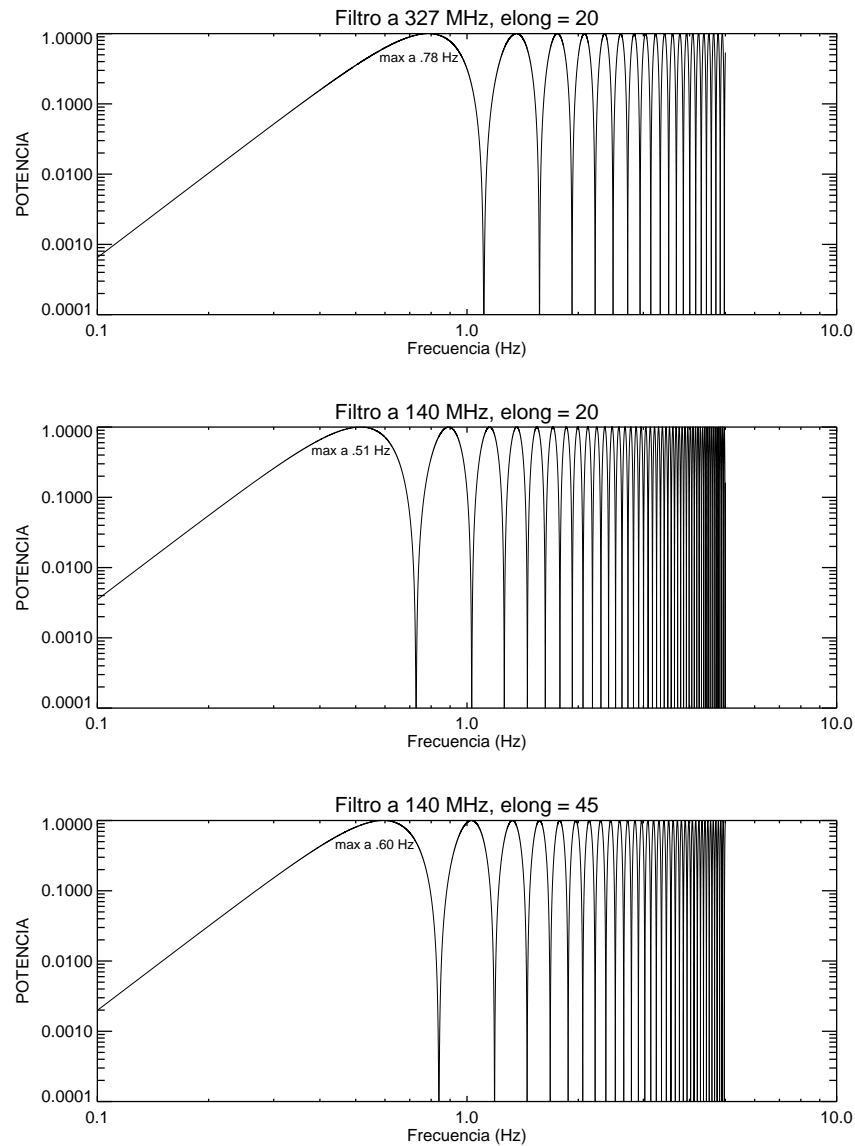


Figura 1.8: Gráficas de la función del filtro del Fresnel para diferentes frecuencias de observación y distintas elongaciones solares. Tomada de Mejía-Ambriz (2012).

Esta aproximación es útil para integrar el espectro de las fluctuaciones de intensidad, donde el valor promedio del $\text{sen}^2\left(\frac{q^2 z}{2k}\right)$ se aproxima a $\frac{1}{2}$ para q lo suficientemente grande. Es decir, cuando la escala de las irregularidades es mucho más pequeña que el radio

de Fresnel, el patrón de interferencia también comienza a desvanecerse hasta tener una intensidad homogénea.

La Figura 1.8, muestra los máximos de tres funciones de Fresnel. Como se puede observar $q_{m0} > q_f$, esto se debe a que de acuerdo con la definición de la frecuencia de Fresnel, $q_{m0} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} q_f \sim 1.25 q_f$. El tamaño de la escala de las irregularidades correspondiente al pico principal del filtro de Fresnel es la más efectiva para generar las fluctuaciones de amplitud a una distancia z de la pantalla. En estas gráficas, la región entre el primer máximo y mínimo es conocida como la rodilla de Fresnel. La ubicación de la rodilla en el intervalo espectral de frecuencias es proporcional a la velocidad de las irregularidades de densidad, o sea a la velocidad del viento solar. Esto quiere decir que un cambio en la velocidad puede disminuir o aumentar la frecuencia espectral dependiendo de cómo sea ese cambio (la velocidad disminuye o aumenta).

Espectro de potencias final

En la aproximación de la capa delgada, las fluctuaciones se producen en una capa delgada ubicada en $z = 0$, y más allá de la capa de dispersión no hay fluctuaciones en el índice de refracción, por lo cual la ecuación (1.25) se reduce a:

$$2ik \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = 0 \quad (1.42)$$

Considerando nuevamente un campo incidente de amplitud F_{in} como el descrito en la ecuación (1.27), sustituyéndolo en la ecuación anterior y sacando la transformada de Fourier en el plano de observación:

$$F(q, z) = F(q, 0) \exp\left(\frac{-iq^2 z}{2k}\right) \quad (1.43)$$

donde $F(q, 0)$ es el campo en $z = 0$. La exponencial describe las propiedades de propagación y juega el papel de oscilador a distancias $z > 0$. Para un observador a una distancia z de la pantalla, la intensidad del espectro es:

$$\Phi_I(q_x, q_y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int \langle I^2 \rangle C_I(\mathbf{r}, z) \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1.44)$$

donde $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ es la frecuencia espacial bidimensional y C_I es la función de autocorrelación de la intensidad normalizada dada por:

$$\langle I^2 \rangle C_I(\mathbf{r}) = \langle I(\mathbf{r}_0)I(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}) \rangle \quad (1.45)$$

donde $I(\mathbf{r}_0)$ e $I(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r})$ son las intensidades medidas en los puntos \mathbf{r}_0 y $\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}$ en el plano z , y $\langle I^2 \rangle$ es el promedio de la intensidad al cuadrado, la cual es la misma para cualquier punto en el plano z .

La finalidad de este análisis es estudiar la correlación de la intensidad entre dos puntos. En el plano de observación, las fluctuaciones de intensidad son causadas por la interferencia entre las ondas dispersadas y no dispersadas. El espectro de las fluctuaciones de intensidad se define como:

$$\begin{aligned} \Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int \langle (I(\mathbf{r}_0) - \langle I \rangle)(I(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}) - \langle I \rangle) \rangle \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int \langle I(\mathbf{r}_0)I(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}) \rangle - \langle I \rangle^2 \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (1.46)$$

Usando las ecuaciones (1.44) y (1.45) encontramos que el espectro de las fluctuaciones de intensidad puede expresarse como:

$$\Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}) = \Phi_I(\mathbf{q}) - 4\pi^2 \langle I \rangle^2 \delta(\mathbf{q}) \quad (1.47)$$

Para una onda monocromática plana que incide en una pantalla delgada bajo el régimen de dispersión débil, el espectro de las fluctuaciones de intensidad a una distancia z de la capa de irregularidades de acuerdo con la ecuación (1.43), está dado por:

$$\Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}, z) = 4\pi^2 \langle I \rangle^2 \delta(\mathbf{q}) + 4 \sin\left(\frac{q^2 z}{2k}\right) \Phi_\phi(\mathbf{q}), \quad (1.48)$$

donde $\Phi_\phi(\mathbf{q})$ es el espectro de la fase ϕ . Sustituyendo la ecuación (1.47) en (1.48), se obtiene el espectro de las fluctuaciones de intensidad en términos del espectro de las fluctuaciones de fase:

$$\Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}, z) = 4 \sin^2 \left(\frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_\phi(\mathbf{q}) \quad (1.49)$$

Para relacionar el espectro bidimensional temporal y espacial de la intensidad, se necesita considerar el movimiento de las irregularidades en el medio interplanetario, las cuales se mueven radialmente a la velocidad del viento solar; sin embargo, con el fin de simplificar el problema, consideraremos que las irregularidades se mueven únicamente sobre el eje x . Las variaciones temporales observadas pueden ser consideradas como las variaciones espaciales vistas desde un sistema de referencia en reposo. Entonces, las variaciones temporales pueden ser transformadas directamente en variaciones espaciales a lo largo de la dirección de movimiento de las irregularidades (eje x) usando la ecuación (1.20). Considerando que la variación temporal del patrón de irregularidades es grande comparado con el tiempo de la correlación temporal, se tiene que el espectro de potencias temporal ($P(f)$) es:

$$P(f) = \frac{2\pi}{|V_p|} \int \Phi_{\Delta I}(q_x = \frac{2\pi f}{|V_p|}, q_y) dq_y \quad (1.50)$$

1.2.5. Extrapolación del modelo para un medio extendido

La derivación del espectro de potencias de la sección anterior fue hecha bajo la aproximación de una capa de irregularidades delgada; sin embargo, para el medio interplanetario esta aproximación no es completa, ya que éste se compone de múltiples capas de irregularidades. Para un medio extendido como el medio interplanetario, no hay una expresión que relacione el campo entre las capas dispersoras, pero bajo el régimen de dispersión débil es posible aplicar la aproximación de Born³, que es una aproximación de dispersión simple en la que las capas se pueden analizar de manera independiente debido a que los cambios de fase que generan cada una de las capas no están correlacionados. Bajo esta aproximación se pueden ignorar los efectos de dispersión múltiple

³En teoría de dispersión, consiste en tomar el campo incidente como el generador, en lugar del campo total.

en cada capa, por lo que el análisis de la dispersión de las ondas a través del medio se reduce a la suma de la contribución de cada una de las capas a lo largo de la línea de visión.

En este caso el medio extendido se descompone en una serie de capas delgadas de ancho Δz , en las que ocurre sólo una dispersión simple. El cambio de fase que genera una sola capa está dado por (ver Sección 1.2.4):

$$\phi = k\Delta n\Delta z \quad (1.51)$$

Entonces, bajo el régimen de dispersión débil $\rightarrow \langle \phi^2 \rangle \ll 1$, para obtener el espectro de intensidad del medio extendido se suman las contribuciones de cada una de las capas, es decir, se hace una integración a lo largo de la línea de visión (eje z):

$$\Phi_{\Delta I}(q) = \int_{-\infty}^Z 4 \sin^2 \left(\frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_{\phi}(\mathbf{q}, z) dz \quad (1.52)$$

El espectro de la intensidad temporal es la integral sobre la coordenada y . Sabiendo que la frecuencia temporal es: $f = \frac{|V_p(z)|q_x}{2\pi}$, donde $V_p(z)$ es la proyección de la velocidad de las irregularidades de densidad sobre la perpendicular a la LOS, el espectro de potencias puede ser escrito como:

$$P(f) = 2\pi \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{|V_p(z)|} \int_{-\infty}^{\infty} 4 \sin^2 \left(\frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_{\phi}(\mathbf{q}, z) dq_y \quad (1.53)$$

Usando la ecuación (1.33), el espectro de potencias puede expresarse en términos de las fluctuaciones de densidad:

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{|V_p(z)|} \int_{-\infty}^{\infty} 4 \sin^2 \left(\frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_{\Delta N}(q_x, q_y, q_z = 0, z) dq_y \quad (1.54)$$

Aunque esta ecuación parece muy complicada, es posible evaluarla numéricamente una vez que se conoce la función Φ_{ϕ} o $\Phi_{\Delta N}$.

Cuando la frecuencia de observación es mayor que la frecuencia de Fresnel ($f > f_f$), la forma del espectro temporal de las observaciones está relacionado con el espectro de las fluctuaciones de densidad electrónica ($\Phi_{\Delta N_e}$). Como se mencionó en la sección anterior, para frecuencias de observación menores a la frecuencia de Fresnel ($f < f_f$), el espectro es atenuado por el filtro de Fresnel.

Espectro de intensidades de una fuente extendida

Hasta el momento, en el análisis del espectro de potencias se ha considerado una radiofuente puntual; sin embargo, en la práctica, las radiofuentes tienen un ancho angular finito, por lo cual el patrón de centelleo teórico se ve afectado. A primera aproximación podemos considerar que una radiofuente se compone de muchos puntos que radian a la misma longitud de onda, pero son independientes entre sí, por lo que el campo incidente es un espectro angular compuesto por ondas planas dispersas con fases aleatorias. La radiación promedio (distribución de brillo) que emana de la fuente extendida depende de la distribución e intensidad de los puntos que la conforman, ya que resulta de la suma de las intensidades de todos los puntos.

Supongamos una radiofuente situada en el infinito, con una distribución de brillo $B(\theta)$. Al sacar la transformada de Fourier de esta distribución obtenemos la función de visibilidad (V):

$$V(\mathbf{q}, z) = \int B(\theta) \exp^{(iz\theta \cdot \mathbf{q})} d\theta \quad (1.55)$$

donde $\theta = (\theta_x, \theta_y)$. El espectro de intensidades para una fuente extendida es el espectro de intensidades de una fuente puntual multiplicado por la función de visibilidad de la fuente (la cual nos da la distribución de brillo):

$$\Phi_{I_{ext}}(\mathbf{q}, z) = \Phi_{I_{punt}}(\mathbf{q}, z) |V(\mathbf{q}, z)|^2 \quad (1.56)$$

Por lo cual, de acuerdo con las ecuaciones (1.48), (1.49), (1.50) y (1.54), el espectro temporal para una fuente extendida en términos de las fluctuaciones de densidad se expresa como:

$$P(f) = 2\pi \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{V(z)} \int_{-\infty}^{\infty} 4 \sin^2 \frac{q^2 z}{2k} |V(\mathbf{q}, z)|^2 \Phi_{\Delta N(q,z)} dq_y \quad (1.57)$$

Para una fuente con una distribución de brillo gaussiana y desviación estándar θ_0 :

$$B(\theta) = \frac{1}{\theta_0 \sqrt{2\pi}} \exp^{-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}}, \quad (1.58)$$

tal que, $\int B(\theta) d\theta = 1$ sobre toda la superficie. Al tomar el módulo cuadrado de la transformada de Fourier de esta distribución de brillo se obtiene la función de visibilidad de la fuente:

$$|V|^2 = \exp^{-(qz\theta_0)^2} \quad (1.59)$$

En general, consideraremos que la fuente tiene un ancho angular equiparable al ancho a potencia media de la distribución de brillo, el cual está definido por $\Theta = 2\sqrt{2 \ln 2} \theta_0 \approx 2.35\theta_0$.

En la ecuación (1.60), cuando $qz\theta_0 \leq 1$, la intensidad del espectro total se atenúa significativamente, esto ocurre para frecuencias mayores a $\frac{1}{z\theta_0}$, este valor corresponde a la frecuencia de corte (f_c) asociada con el tamaño de la radiofuente. Por ejemplo, a $z = 1$ UA, una radiofuente de $\Theta = 15$ msa (msa=milisegundos de arco) tiene efecto sobre el espectro para frecuencias espaciales $q \geq 0.22 \text{ km}^{-1}$ y frecuencias temporales $f \geq 14$ Hz que corresponden a una velocidad del viento solar de 400 km s^{-1} . Para una fuente del doble de tamaño ($\Theta = 30$ msa) las frecuencias que influyen sobre el espectro son $q \geq 0.11 \text{ km}^{-1}$ y $f \geq 7$ Hz. En la región de baja dispersión, la región de centelleo en el espectro de intensidades llega hasta cierta frecuencia, la cual tiene que ver con la frecuencia de observación. Por ejemplo, para observaciones a 327 MHz la frecuencia de corte es ~ 5 Hz.

Como ya se había mencionado, la porción del espectro entre el primer máximo, q_{m0} , y el segundo mínimo, $q = \left(\frac{2\pi k}{z}\right)^{1/2}$, se conoce como la rodilla de Fresnel. La rodilla de Fresnel es la contribución principal del filtro de Fresnel, la cual es usada para estimar la velocidad del viento solar. Cuando la frecuencia de corte es menor al segundo mínimo,

el filtro que introduce la función de visibilidad afecta la rodilla, por lo cual la estimación de la velocidad del viento solar también se ve afectada. Para que el tamaño de la fuente no afecte el análisis de la rodilla de Fresnel, se debe cumplir que:

$$\Theta < 0.374 \sqrt{\frac{\lambda}{z}} \quad (1.60)$$

Por lo cual, entre menor sea la longitud de onda a la que se hace la observación se pueden observar fuentes con mayor ancho angular sin afectar la rodilla de Fresnel.

Espectro de potencias final

La forma del espectro de las fluctuaciones de densidad, $\Phi_{\Delta N}(q)$ es importante porque la interpretación de CIP depende de él. Antes de 1970, la interpretación de las mediciones de CIP se hacían suponiendo que el espectro de las fluctuaciones de densidad tenía una forma gaussiana con irregularidades en una escala de 100 – 300 km (por ejemplo Hewish, 1971). En 1971, Readhead, modeló la variación del tamaño de la escala de las irregularidades con la distancia heliocéntrica, y encontró que para distancias menores a 0.8 UA ésta variaba como $\propto R^{1.5}$. En otros trabajos como el de Rao, Bhandari y Ananthakrishnan, 1974, se ajustó un modelo en el que el tamaño de la escala de las irregularidades era del orden de 100 km a una distancia entre 0.3 y 0.7 UA, lo cual mostraba que el tamaño de la escala de las irregularidades no aumentaba con la distancia heliocéntrica. Sin embargo, las mediciones in situ de la densidad mostraron que a 1 UA en un intervalo de frecuencia de $10^{-4} - 10^{-1}$ Hz, el espectro de la densidad de electrones sigue una ley de potencias. De acuerdo con las observaciones de CIP, el índice espectral (α) promedio es aproximadamente 3.3 [Manoharan y Ananthakrishnana, 1990]. Para un espectro tipo Kolmogorov, se tiene que $\alpha = \frac{11}{3}$.

En el medio interplanetario, la contribución de cada capa dispersora se rige por el nivel de turbulencia que varía como $R^{-\beta}$ donde R es la distancia heliocéntrica de la capa. De aquí se deduce que el espectro de las fluctuaciones de densidad tiene la forma:

$$\Phi_{\Delta N}(q, R) = R^{-\beta} q^{-\alpha} \quad (1.61)$$

Mediante las observaciones a 327 MHz presentadas en la tesis de Manoharan (1991) se estimó que $\beta \approx 4$. Esto indica que el nivel de turbulencia decrece rápidamente conforme se incrementa la distancia heliocéntrica. Lo que significa que la mayor parte de la dispersión ocurre a la distancia mínima entre la línea de visión de la radiofuente y el Sol, como se planteó en la Sección 1.2.3. Por lo tanto, la aproximación de la pantalla delgada físicamente es válida para las irregularidades de densidad del viento solar.

Sustituyendo el espectro de las fluctuaciones de densidad en la ecuación (1.57), se obtiene que el espectro de potencias, también conocido como modelo de velocidades, es:

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{V(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y 4 \sin^2 \left(\frac{q^2 z}{2k} \right) \exp^{-(qz\Theta/2.35)^2} R^{-\beta} q^{-\alpha} \quad (1.62)$$

Una radiofuente con un ancho angular finito perturba las estructuras de escala pequeña en el patrón de difracción, por lo que atenúa las altas frecuencias de $\Phi_{\Delta N}(q)$. Por lo cual, el espectro temporal de una fuente extendida tiene una pendiente más pronunciada que el espectro de una fuente puntual para altas frecuencias. Sin embargo, la ausencia de escalas más pequeñas de las irregularidades del viento solar causa un rompimiento en el espectro a altas frecuencias. Por lo tanto, para determinar $\Phi_{\Delta N}(q)$ de las observaciones de CIP, es necesario conocer el tamaño de la radiofuente o el tamaño de la escala más pequeña.

Capítulo 2

Análisis de perturbaciones en el viento solar usando observaciones in situ

Entre 1977 y 1978 hubo un periodo único en la historia de la exploración espacial referente al estudio de la dinámica del viento solar, en donde la trayectoria de cinco naves espaciales (Helios 1, Helios 2, IMP-8, Voyager 1 y Voyager 2) coincidió en un rango limitado de distancias heliocéntricas (0.4 - 2 UA) y longitudes ($< 60^\circ$) dentro del plano de la eclíptica. La separación angular y posición heliocéntrica que mantenían las naves entre si, les permitieron obtener observaciones in situ simultáneamente para estudiar la evolución heliocéntrica de las perturbaciones de gran escala en el viento solar. Derivados del análisis de sus observaciones, se hicieron dos estudios de la evolución heliocéntrica de: 1) las regiones de interacción entre corrientes (RICs) y 2) las eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs). Ambos estudios fueron publicados en dos artículos de investigación incorporados a este capítulo.

Para el primer estudio se determinaron una serie de parámetros físicos, tales como: las propiedades de las corrientes que dieron origen a las RICs (velocidad, densidad, temperatura, campo magnético, presión total), el ancho radial de la RIC, posición de la interfase de corrientes (interfase de corrientes) con respecto a los extremos de la RIC, inclinación con respecto a la eclíptica, y presencia de choques. Estos parámetros sirvieron como punto de comparación para aproximar cómo fue la evolución heliocéntrica y

estructura tridimensional de las RICs registradas. Para este artículo de investigación en el que soy coautora, yo colaboré haciendo el cálculo de los parámetros físicos y en el análisis de los eventos.

En el segundo estudio, también se calcularon varios parámetros físicos, como: el ancho radial de la EMCI y la funda (en las que presentaron choques), el número de Mach de los choques, la velocidad promedio en la parte frontal de la EMCI, la diferencia de velocidad entre la EMCI y el viento solar ambiente, y la clasificación de los perfiles de presión total. Al igual que en el estudio anterior, el propósito de este artículo fue analizar la evolución heliocéntrica de las EMCI y sus choques asociados, registradas durante este periodo.

Como preámbulo de la investigación presentada en los dos artículos, en las secciones previas a éstos se expone la metodología para la identificación y el análisis de los eventos, destacando cuales son los aspectos físicos y parámetros que se consideraron en cada estudio.

2.1. Estudio de Regiones de Interacción entre Corrientes (RICs)

Tal como se definió en el Capítulo 1, las RICs son zonas de alta compresión generadas por la interacción entre una corriente de viento solar rápida y una lenta. Éstas son consecuencia de la expansión no uniforme de la corona y la rotación solar, las cuales causan que flujos de viento solar de diferente velocidad lleguen a estar radialmente alineados [Gosling y Pizzo, 1999]. Desde el punto de vista tridimensional, la formación de las RICs es resultado de: 1) la rotación solar; 2) la variabilidad espacial de las corrientes de viento solar, ligada con la configuración del campo magnético; y 3) la inclinación del eje magnético [Gosling, 1996; Gosling y Pizzo, 1999; Riley, 2007]. El esquema de la Figura 2.1a combina estas tres propiedades. Desde la perspectiva de esta figura, hecha para una configuración de corrientes alrededor del mínimo solar, desde una posición fija, con respecto al observador, sobre la banda central de viento lento emerge una corriente lenta. Posteriormente, cuando el Sol rota, y debido a la inclinación del campo magnético, de esa misma posición va a emanar una corriente de viento rápido. Una vez en el medio interplanetario, la corriente rápida alcanza a la lenta formando una región de compresión que da origen a la RIC.

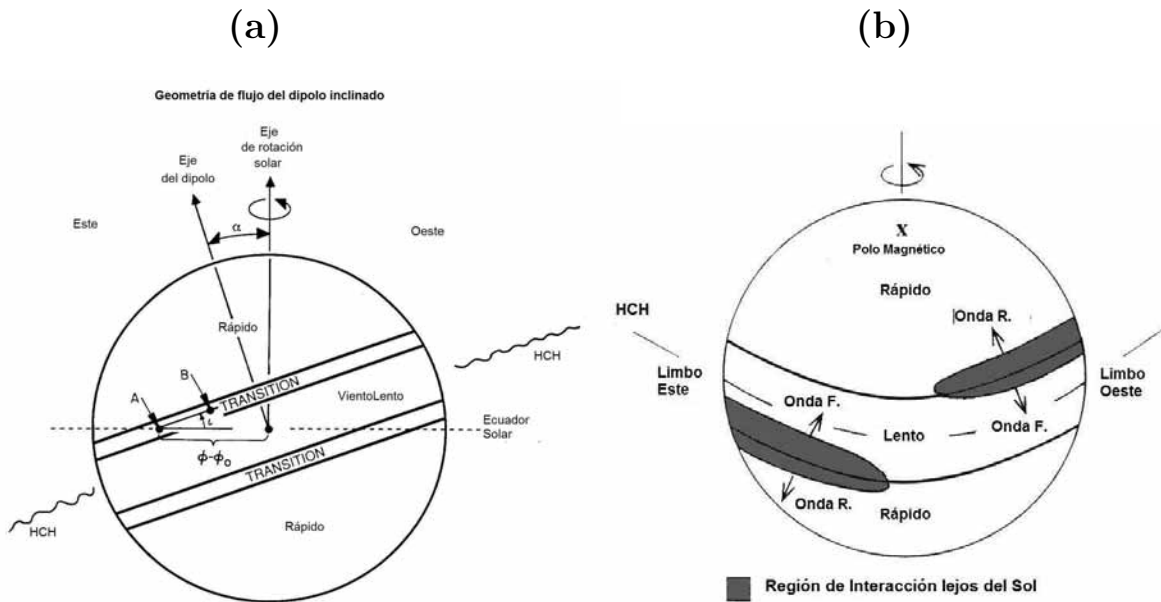


Figura 2.1: a) Esquema de las corrientes de viento solar en una configuración dipolar. El dipolo magnético está inclinado un ángulo α con respecto al eje de rotación solar. b) Modelo de la inclinación de las RICs. Adaptada de [Gosling y Pizzo, 1999].

En general, más allá de 1 UA, las ondas de presión de las RICs se empujan formando dos ondas de choque en los bordes. Desde el sistema de referencia de la interfase de corrientes, se observa que un choque (delantero) se propaga hacia afuera desde el Sol acelerando la corriente de viento lento, y el otro choque (reverso) en dirección opuesta, hacia el Sol frenando la corriente rápida [Gosling, 1993; Gonzalez-Esparza and Smith, 1996b].

En un inicio, basados en una perspectiva bidimensional, se pensaba que las RICs viajaban orientadas perpendicularmente al plano de la eclíptica; sin embargo, las observaciones de Ulysses en el hemisferio sur, mostraron que las RICs están inclinadas en la dirección norte-sur, de tal forma que conforme se incrementa la distancia heliocéntrica, los choques frontales tienden a propagarse hacia y a través del ecuador solar, mientras que los choques reversos se propagan hacia los polos [Riley *et al.*, 1996; Gonzalez-Esparza, 1999]. Este hecho ya había sido propuesto por Gosling, en su modelo tridimensional de las RICs [Gosling, 1996; Gosling y Pizzo, 1999].

La inclinación de las RICs está directamente relacionada con la inclinación del dipolo magnético. La Figura 2.1b es un esquema del modelo tridimensional de la inclinación de las RICs propuesto por Gosling, 1996. Como se puede observar, las RICs (zonas grises) exhiben una inclinación opuesta en ambos hemisferios, que coincide con la inclinación de la hoja neutra (HCH). La banda de viento solar lento está inclinada debido a la inclinación del dipolo magnético, como la hoja neutra está embebida en esta banda, ambas tienen la misma inclinación. De esta forma, el modelo muestra que las ondas de choque frontales se propagan hacia el Oeste y hacia el Ecuador, y los choques reversos hacia el Este y hacia los polos, conforme se incrementa la distancia heliocéntrica.

Para entender la evolución tridimensional de las RICs es necesario estudiar la geometría de la interacción sobre la interfase de corrientes. La Figura 2.2 muestra la configuración básica de la interacción de las corrientes en la interfase de corrientes. La interfase de corrientes es una región en donde hay fuertes flujos de corte por la deflexión que sufren las corrientes al no poder atravesar, de manera que en la configuración de la interfase de corrientes de esta figura se muestra que el plasma de la corriente rápida (flecha roja) es empujado hacia el este y hacia el norte, mientras que el plasma de la corriente lenta (flecha azul) es empujado hacia el oeste y hacia el sur. La dirección de la deflexión tiene que ver con el origen de las corrientes de viento solar, los gradientes de presión durante la compresión de las corrientes y con el ángulo de inclinación del eje magnético (fase de ciclo solar).

En el artículo de investigación referente a las RICs se estudia la configuración tridimensional de éstas estructuras analizando la geometría de la interfase de corrientes. Para ello se calcularon varios parámetros que cuantificaron como fue la interacción entre las corrientes, además del cálculo de la inclinación latitudinal de la interfase de corrientes. Estos parámetros sirvieron como punto de comparación para aproximar cómo fue la evolución heliocéntrica y geometría de este grupo de RICs.

2.1.1. Identificación de eventos

Los datos de plasma y campo magnético de las naves fueron obtenidos del sitio del Coordinated Heliospheric Observations (COHO) [nssdc.gsfc.nasa.gov/cohoweb/cw.html]. Debido a que se usaron diferentes misiones espaciales, la resolución de los datos es distinta, en el caso de las Helios se usaron los datos *merged* o datos promediados de 40 segundos, para el IMP-8 se emplearon datos con resolución de un minuto, y para las

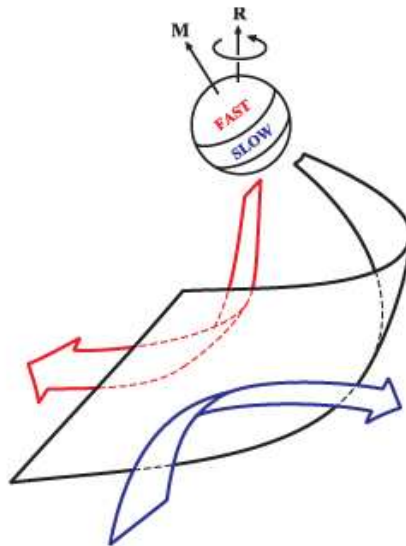


Figura 2.2: Configuración de la RIC vista desde la Tierra. En el fondo se observa la inclinación magnética del Sol, con una banda de viento solar lento alrededor del ecuador y corrientes de viento solar rápido en los polos. El plano simula la interfase de corrientes, sobre la cual las corrientes rápida (flecha roja) y lenta (flecha azul) son deflectadas. Tomada de: Owens and Forsyth, 2013.

Voyagers los datos tenían una resolución de cuatro minutos.

Patrones de las corrientes de viento solar

Para la identificación de los eventos se construyeron gráficas de los parámetros físicos: velocidad, presión total, densidad y campo magnético, con un intervalo temporal de cuatro meses, correspondiente al periodo de estudio. Éstas gráficas, permiten visualizar los patrones de las corrientes de viento solar para identificar las posibles perturbaciones inmersas en ellas. Además, la corrotación solar produce que cada nave registre patrones de corrientes similares, con un desfase temporal dependiendo de su distancia heliocéntrica, por lo cual es posible identificar el mismo evento en las observaciones de cada nave. En éstas gráficas se buscaron incrementos significativos de cada uno de los parámetros, los cuales pudieran estar relacionados con el paso de una RIC o EMCI. En el caso de las EMCIs, su identificación es más sencilla cuando impulsan

ondas de choque, ya que en todos los parámetros se observa la misma firma; en el caso de las RICs, el perfil escalonado de velocidad es uno de los mejores indicadores. Las perturbaciones en el viento solar están caracterizadas por regiones de alta compresión derivadas de la interacción entre diferentes plasmas (interfase de corrientes, funda, choques), por lo cual la gráfica de presión total sirve para corroborar la identificación de los eventos. En la Figura 2.6 y 2.7 del artículo referente a las RICs [Gonzalez-Esparza, Romero-Hernandez and Riley, 2013], se muestran las gráficas de velocidad y presión total en donde se resalta en color amarillo las RICs y con líneas de color los posibles choques asociados con EMCIs. En total se identificaron 12 eventos.

Identificación in situ

Después de la identificación general de eventos, el siguiente paso fue graficar cada uno de los eventos para determinar si eran RICs. Las RICs se identifican principalmente por su interfase de corrientes, contenida en la región de alta compresión donde interactúan las corrientes. De acuerdo con las propiedades físicas de las corrientes, cuando la nave cruza la interfase de corrientes se observa una caída en densidad y un aumento de temperatura, aunado con un aumento de la presión térmica y magnética. A continuación se listan las firmas empleadas para identificar las RICs.

1. **Incremento de la velocidad.** Cuando la RIC está bien desarrollada puede observarse un perfil escalonado de la velocidad, teniendo una velocidad intermedia correspondiente al cruce de la interfase de corrientes [Burlaga, 1974; Breen *et al.*, 1998; Balogh *et al.*, 1999].
2. **Brinco antifase de la densidad y la temperatura.** La densidad decae cuando la temperatura se incrementa, esto define la interacción de las dos corrientes con diferentes propiedades físicas [Gonzalez-Esparza (2000); Gonzalez-Esparza, 2000a].
3. **Elevación de la intensidad del campo magnético y la presión total.** El incremento de ambos parámetros se da en toda la RIC, aunque por lo general se observa un incremento máximo asociado con el cruce de la interfase de corrientes [Smith y Wolfe, 1976; Jian *et al.*, 2006a].
4. **Aumento de la entropía.** Derivada de la compresión entre las corrientes, hay un aumento de entropía en toda la RIC, y en la interfase de corrientes se obser-

va un incremento escalonado debido a que la corriente rápida posee una mayor temperatura.

5. **Rotación de las componentes de la velocidad** [V_y, V_z]. Debido a que no hay flujos transversales a través de la interfase de corrientes, las corrientes de viento solar son deflectadas, de manera que las componentes de velocidad exhiben un cambio de dirección [Gonzalez-Esparza and Smith, 1997].
6. **Firmas de choques frontal y reverso.** Éstas se observan cuando la RIC está completamente desarrollada, aunque como se argumenta en la siguiente sección, las RICs pueden estar inclinadas y presentar sólo la firma de uno de los choques [Breen *et al.*, 1998; Gonzalez-Esparza, 1999; Jian *et al.*, 2008].

La Figura 2.3 muestra el ejemplo de una RIC registrada por Helios 2 (RIC o CIR 2). De arriba a abajo, los paneles muestran las gráficas de: campo magnético, velocidad, las componentes de velocidad [V_y y V_z], la densidad, la temperatura, la entropía y la presión total. Durante las primeras 6 horas se observa la corriente lenta asociada a la interacción, la cual llevaba una velocidad aproximada de 280 km s^{-1} . El día 28 de enero $\sim 05:00$ horas se observa la firma de la onda compresiva frontal. Aproximadamente 4 horas después se identifica el cruce de la interfase de corrientes (línea roja), la densidad cae y la temperatura se eleva (salto antifase) debido a que la corriente rápida que viene detrás de la interfase de corrientes es menos densa y más caliente, se observa un aumento de la entropía porque la corriente rápida tiene mayor temperatura, y como la interfase de corrientes es la región de mayor compresión se observa que la presión total aumenta. El evento no presenta firma de choque reverso, por lo cual su final no está bien determinado.

Mapas de las estructuras de gran escala

Para estudiar la estructura del campo magnético interplanetario se determinó la polaridad de los sectores magnéticos por los que cruzaron cada una de las naves durante el periodo de estudio (cuatro rotaciones Carrington). La identificación de los sectores magnéticos se hizo de acuerdo al criterio descrito por Burlaga *et al.*, 1984, tomando en cuenta los siguientes aspectos: (1) a cada día se le asocia la polaridad dominante. Si en un día se cuenta con menos de 8 horas de datos, ese día se descarta y se reporta como un *gap*; (2) el cambio de polaridad debe mantenerse por al menos dos días para poder reportar un cruce con la hoja neutra.

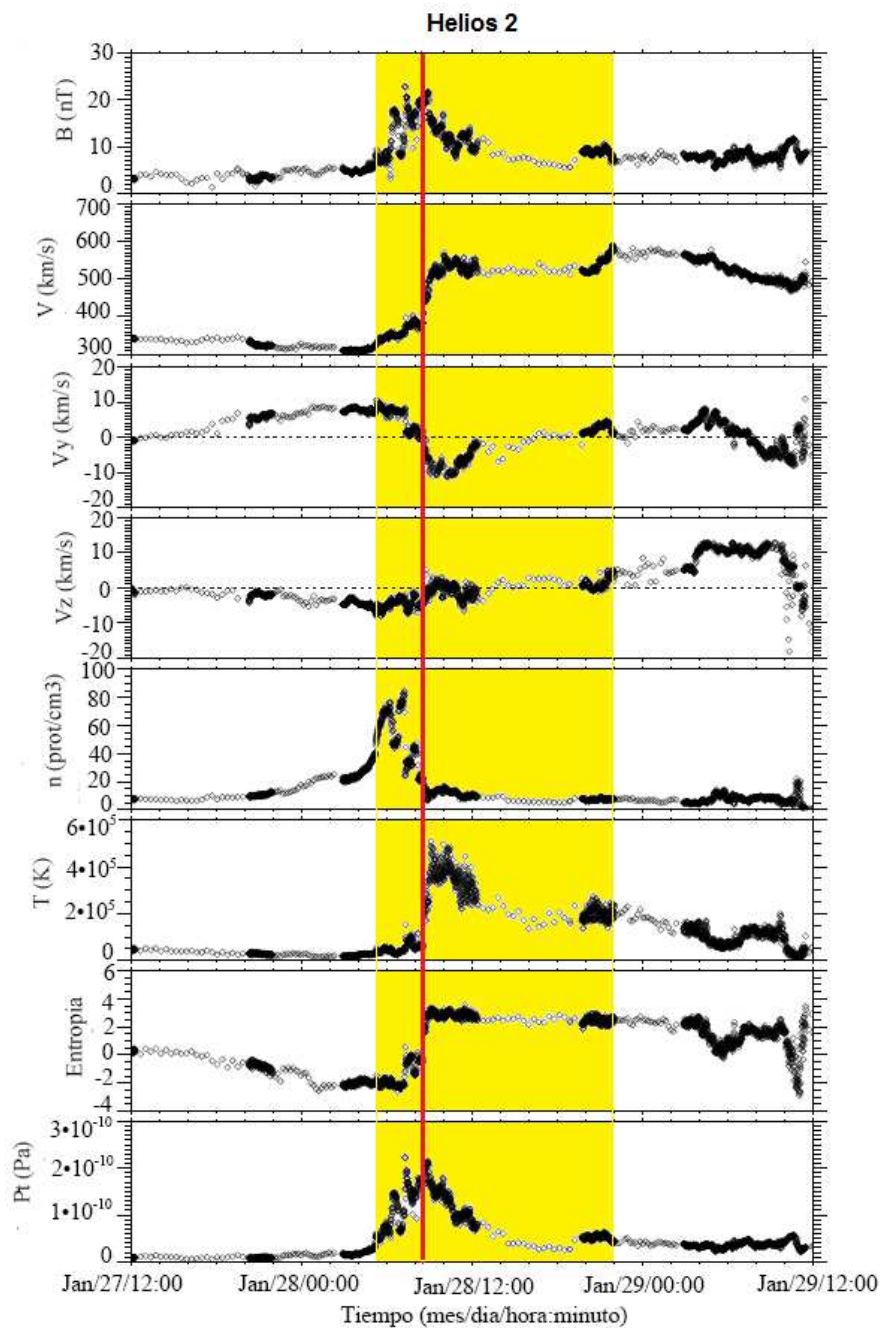


Figura 2.3: Ejemplo del tránsito de una RIC en las observaciones in situ de Helios 2. El recuadro amarillo está delimitando la RIC y la línea roja representa la interfase de corrientes.

Con la identificación de los eventos y los sectores magnéticos se construyeron mapas de las características de gran escala con intervalos temporales de 27 días, en los cuales se indica con flechas y recuadros la posición temporal de los choques asociados con RICS, y los choques transitorios (ver Figura 2.8 del artículo 1 [Gonzalez-Esparza, Romero-Hernandez and Riley, 2013]).

2.1.2. Metodología para el análisis de eventos

Los parámetros empleados para determinar las características físicas de las RICS se calcularon tomando intervalos de datos en diferentes secciones del evento. A continuación se describe la metodología seguida para el cálculo de los parámetros reportados en la Tabla 2.1. En algunos casos no fue posible determinar estos parámetros debido a la presencia de *gaps* en los datos, los cuales son indicados con asteriscos en la Tabla.

Velocidad de las corrientes. Para determinar el valor de velocidad de las corrientes rápida y lenta se tomaron intervalos de 3 horas de datos antes y después del paso de la RIC.

Cociente de presión dinámica $\left[\frac{P_f}{P_s}\right]$. Usando los intervalos de datos anteriores se calculó la presión dinámica $[P_d = \rho V^2]$ de las corrientes de viento solar que dieron origen a estas estructuras. El cociente de presión dinámica de las corrientes es un indicador para determinar cómo es la evolución dinámica de la interacción entre las dos corrientes conforme aumenta la distancia heliocéntrica. En el artículo se usan los subíndices f y s para referirse a la corriente rápida y lenta, respectivamente.

Ancho radial de la RIC $[\Delta_{\text{cir}}]$. Se supuso que en un intervalo Δt la velocidad de las partículas se mantiene constante, por lo cual la distancia que recorren es aproximadamente $\rightarrow \Delta d = V \Delta t$ [Gonzalez-Esparza *et al.*, 1998; Gonzalez-Esparza, 1999]. En este caso el intervalo Δt se tomo como la resolución de los datos, por lo cual haciendo la suma de todos los desfases a través de la RIC, esto es, en un intervalo de tiempo delimitado por el tiempo de inicio y fin del tránsito de la RIC, se obtiene una aproximación del ancho radial $\rightarrow \Delta_{\text{cir}} = \sum_j V_j \Delta t$ (ver Figura 2.4).

Posición relativa de la interfase de corrientes [δ_{si}]. Usando el método anterior, se calculó el ancho radial de la corriente al frente de la interfase de corrientes (corriente lenta comprimida [δ_{css}]), y se normalizó con el ancho total de la RIC [$\delta_{si} = \frac{\delta_{css}}{\Delta_{cir}}$] (ver Figura 2.4). Este cociente da la posición relativa de la interfase de corrientes dentro de la RIC, de esta forma si el cociente es 0.5 implica que la interfase de corrientes está justo en el centro de la RIC (caso ideal), y cuando el cociente es menor o mayor a 0.5, indica que la corriente al frente o atrás de la interfase de corrientes está más comprimida o menos comprimida, dependiendo el caso.

Inclinación latitudinal de la interfase de corrientes. Este cálculo se hizo tomando una hora de datos antes y después del cruce de la interfase de corrientes. El cálculo se basa en la determinación de los ejes principales a lo largo de la interfase de corrientes usando el método de mínima varianza aplicado a las componentes de la velocidad. Estos ejes principales corresponden a la dirección de máxima variación o “varianza” de la velocidad [n_{max}], varianza intermedia [n_{int}] y mínima varianza [n_{min}]. La componente de máxima varianza está bien definida (ésta componente vive a lo largo de la velocidad del flujo de cizalla, paralelo al plano de la interfase de corrientes), pero la determinación de la componente de variación intermedia y mínima puede resultar ambigua; sin embargo, es posible diferenciarlas haciendo el análisis desde el sistema de referencia de la nave, tal como se propone en Gonzalez-Esparza and Smith, 1997. En el siguiente apartado se detalla más acerca de esta metodología.

Inclinación latitudinal de la interfase de corrientes

Tal como se plantea en la introducción de esta sección, para estudiar aspectos relacionados con la geometría tridimensional de las RICs es necesario determinar la inclinación de la interfase de corrientes con respecto a la eclíptica (inclinación latitudinal) y a la espiral de Parker (inclinación longitudinal). Para calcular la inclinación de la interfase de corrientes se determinan los ejes o direcciones principales de la interfase de corrientes aplicando el método de mínima varianza a las componentes de la velocidad. Los ejes principales están determinados por las direcciones de máxima n_{max} , intermedia n_{int} y mínima variación n_{min} de la velocidad. Desde el sistema de referencia de la interfase de corrientes se tienen dos vectores perpendiculares contenidos en el plano de la interfase de corrientes, un vector está a lo largo de la dirección de variación máxima de la veloci-

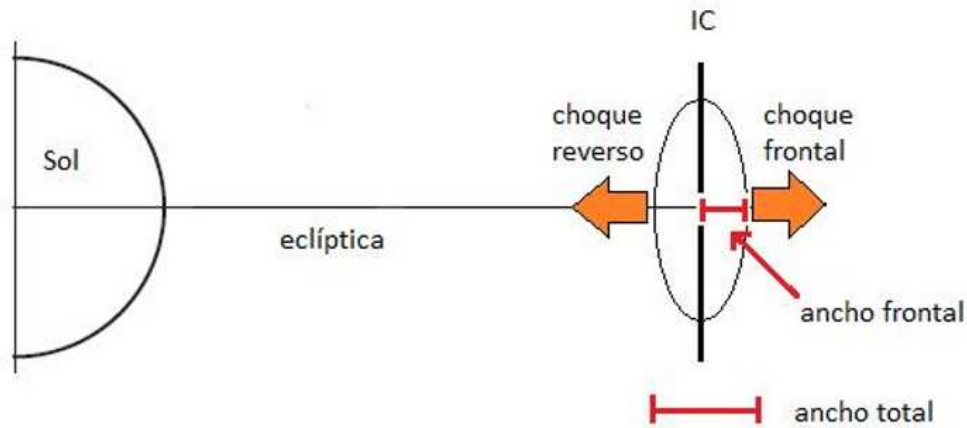


Figura 2.4: Esquema de una RIC. Aquí se indica la posición de la interfase de corrientes (línea negra central) y la propagación de los choques frontal y reverso (flechas naranjas). También se indica cual es el ancho radial total de la RIC y el ancho radial al frente de la interfase de corrientes calculados en el análisis.

dad n_{max} y el otro vector tiene un valor de velocidad promedio \approx cero [componente no coplanar n_{min}]. La tercer componente es la dirección normal a la interfase de corrientes [n_{int} o n_{si}], que corresponde a la dirección de propagación del viento solar ambiente. La velocidad promedio a lo largo de esta dirección también es cero dado que no hay un flujo neto atravesando la interfase de corrientes. Como ya se había planteado, se necesita hacer un cambio al sistema de referencia de la nave para discernir entre la componente n_{min} y n_{si} , ya que en este sistema la interfase de corrientes se mueve con cierta velocidad a lo largo de la dirección normal a la interfase de corrientes, lo que implica que sólo la velocidad a lo largo de n_{min} va a ser cero [Gonzalez-Esparza *et al.*, 1998]. A continuación se describe la metodología aplicada para el cálculo de la inclinación de la interfase de corrientes, misma que se implementó usando IDL (Interactive Data Language). Cabe destacar que para este estudio se determinó únicamente la inclinación latitudinal, la cual se reporta en la Tabla 2.2 del artículo. Debido a la complejidad de la interacción entre las corrientes y a la inhomogeneidad de las mismas, se encontró una fuerte dependencia entre la inclinación calculada y el intervalo de datos empleado, por lo cual fue necesario repetir el cálculo varias veces.

- Seleccionar un intervalo de datos de velocidad una hora antes y después de la interfase de corrientes.

- Aplicar el análisis de ejes principales (*PCA*: principal components analysis [Smith, 2002]) para determinar los eigenvectores n_{\max} , n_{int} y n_{\min} . En este paso únicamente n_{\max} corresponde con la dirección de máxima variación, la cual vive en el plano de la interfase de corrientes.
- Transformar el arreglo de velocidades al sistema de referencia de los ejes principales para obtener valores promedio a lo largo de los tres eigenvectores [V_{\max} , V_{int} , V_{\min}]. En este paso buscamos dos direcciones ortogonales a n_{\max} .
- Rotar el sistema de ejes principales alrededor del eje de máxima variación n_{\max} , un ángulo $\alpha = \arctan \left[\frac{V_{\text{int}}}{V_{\min}} \right]$. Esto es para discernir entre la dirección normal y la dirección no coplanar. Después de esto una de las componentes normales va a estar a lo largo de la proyección de la velocidad promedio del viento solar y la otra componente va a ser cero. Estos tres vectores normales definen un sistema de referencia de visión de la nave.
- Calcular el ángulo entre el eigenvector n_{\min} y su proyección sobre la eclíptica. Este ángulo determinará la inclinación latitudinal de la interfase de corrientes. En el programa se implementan varios ajustes para la determinación del signo correspondiente a la inclinación.

2.2. Artículo 1. Study of corotating interaction regions in the ascending phase of the solar cycle: multi-spacecraft observations

J.A. Gonzalez-Esparza, E. Romero-Hernandez and P. Riley
Solar Physics, **285** (2013); DOI 10.1007/s11207-013-0282-z

RESUMEN. Combinamos las observaciones simultáneas de cinco naves espaciales: *Helios 1*, *Helios 2*, *IMP-8*, *Voyager 1* y *Voyager 2*, en un periodo de tiempo de noviembre de 1977 a febrero de 1978 (rotaciones Carrington 1661-1664, correspondientes a la fase ascendente del Ciclo Solar 21). La conjunción de las cinco trayectorias hace único a este intervalo para estudiar la dinámica del viento solar durante la fase ascendente. Analizando las observaciones identificamos cinco Regiones de Interacción entre corrientes (RICs) y se hicieron mapas de gran escala en donde se unifica y resumen los

datos. Los mapas muestran los eventos compresivos y los sectores magnéticos asociados con las corrientes de viento solar que generaron las RICs. Analizamos la posición relativa de las interfases de corrientes inmersas en las RICs, encontrando que cerca del 70 % de las interfases de corrientes en este estudio estuvieron localizadas más cerca del borde frontal de la RIC. Del análisis de la geometría de las interfases de corrientes, encontramos que todas las RICs presentaron inclinaciones latitudinales, teniendo que los bordes frontales apuntaban hacia el plano de la eclíptica y los bordes traseros hacia el sur o hacia el norte. Estos resultados están de acuerdo con el origen de las corrientes rápidas provenientes de hoyos coronales a latitudes medias y el predominio de choques frontales en las fronteras de las RICs, los cuales caracterizan esta fase del ciclo. Del análisis del cociente de presión dinámica entre la corriente rápida y la corriente lenta asociadas con las RICs, encontramos que en alrededor del 60 % de los casos la corriente rápida estuvo transfiriendo momento a la corriente lenta, pero en el resto de los casos el momento estuvo fluyendo en dirección contraria. Este resultado indica que hay inhomogeneidades significativas en las corrientes de viento solar durante la fase ascendente del ciclo que afectan la forma local y evolución de las RICs. Hicimos una comparación cualitativa entre un modelo magnetohidrodinámico del flujo de viento solar y la orientación de las interfases de corrientes de observaciones *in situ*, en donde encontramos, en general, un acuerdo cualitativo entre los perfiles de presión a 1 UA predicho por el modelo y las inclinaciones de las interfaces de corrientes deducidas del análisis de datos.

ABSTRACT. We combined simultaneous solar wind observations from five different spacecraft: *Helios 1*, *Helios 2*, *IMP-8*, *Voyager 1* and *Voyager 2*, from November 1977 to February 1978 (Carrington rotations 1661-1664, ascending phase of solar Cycle 21). The concurrence of the five trajectories makes this interval unique for the purpose of studying solar wind dynamics during this phase of the Cycle. We analyzed the observations identifying five Corotating Interaction regions (CIRs) and produced maps of interplanetary large-scale features, unifying and summarizing the data. The maps show the compressive events and the magnetic sectors associated with the solar wind streams causing the CIRs. We analyzed the relative position of the stream interfaces immersed within the CIRs. About 70 % of the stream interfaces in this study were located closer to the forward edge of the CIR. From the analysis of the geometry of the stream interfaces, we found that all the CIRs presented latitudinal tilts, having their fronts pointing towards the ecliptic plane and their tails northwards or southwards. These results are in agreement with the origin of the fast streams coming from mid-latitude coronal holes and the predominance of forward shocks over reverse shocks bounding the CIRs, which characterize this phase of the Cycle. From the analysis of

the ratio of dynamic pressures between fast and slow solar wind streams associated with the CIRs, we obtained that in about 60% of the cases the fast stream was transferring momentum to the slow one ahead, but in the rest of the cases the momentum was flowing sunward. This result indicates significant inhomogeneities in the solar wind streams during the ascending phase of the Cycle that affect the local form and evolution of CIR events. We did a limited comparison between a global magneto-hydrodynamic (MHD) model of SW flows and the orientation of the SI from *in situ* observations, we found, in general, a qualitative agreement between the pressure profiles at 1 AU predicted by the model and the inclinations of the stream interfaces deduced from the data analysis.

Introduction

Corotating interaction regions (CIRs) are large-scale interplanetary (IP) structures produced by the interaction of fast solar wind (SW) overtaking slow SW driven by the rotation of the Sun. When fast SW catches slow SW, a compression region, bound by forward (F) and reverse (R) waves, forms. As the regions evolve with distance from the Sun, they increase in size and their compression waves steepen into shocks. CIRs play a fundamental role in the large-scale dynamics of the SW and their evolution and interactions cause global changes in the heliosphere. Some authors prefer the term Stream Interaction Regions (SIRs) for those events associated with short lived fast streams producing interaction regions that do not last for more than one solar rotation, as in general occurs during the ascending phase of the solar Cycle. Their lack of recurrence from one rotation to the next led them to use the term SIRs, rather than CIRs; however, for simplicity, we will retain the latter term.

In this study, we combine simultaneous in-ecliptic observations from five spacecraft: *Helios 1* (H1), *Helios 2* (H2), *IMP-8* (IMP), *Voyager 1* (V1) and *Voyager 2* (V2), during the ascending phase of solar Cycle 21, to analyze characteristics and geometries of CIRs around 1 AU. The interval covered by this study goes from November 1977 to March 1978 (Carrington rotations 1661–1664), corresponding to the early stage of the *Voyager* mission. We chose this interval because the angular separations between the five in-ecliptic spacecraft were less than 60° in longitude and the *Voyagers* were not yet too far away from Earth. This conjunction of the five trajectories, confined into a limited range of longitudes and heliocentric distances, make this interval unique for the purposes of studying CIR evolution.

Burlaga *et al.*, 1980 studied this multi-spacecraft data set in the period November 22 to December 6, 1977, and identified three types of IP flows detected by the five missions. They combined a large set of data including plasma, magnetic field, plasma waves, and energetic protons, to discuss the characteristics of three events: a stream interface (SI) immersed within a CIR, a transient shock associated with a solar flare, and a transient shock followed by a CME. Gonzalez-Esparza and Smith, 1996 compared CIR in-ecliptic observations detected by *Pioneer 10* and *11* (declining phase of Cycle 20), *Voyager 1* and *2* (ascending phase of Cycle 21), and *Ulysses* (post maximum of Cycle 22) from 1 to 5 AU. They found that in about half of the CIRs the dynamic pressure of the slow SW was higher than the one of the fast SW, implying that for those CIRs the slow SW transferred momentum to the fast SW. Gonzalez-Esparza, 1999 studied the geometry of this combined set of in-ecliptic CIRs, finding variations in the orientation of the SI associated with the CIRs: the SIs detected by *Ulysses* were oriented nearly perpendicular to the ecliptic plane, whereas the ones detected by the other missions (*Voyager 1* and *2*, and *Pioneer 11*) presented significant tilts with respect to the ecliptic plane (pointing towards southern or northern heliolatitudes).

Ulysses out-of-ecliptic observations increased our interest in the three-dimensional heliosphere structure. One of the main results obtained by *Ulysses* after the Jupiter flyby (descending phase of solar Cycle 22) was the absence, from about 28° to 38° south latitude, of F shocks leading CIRs and the continuous presence of R shocks trailing these CIRs [Gosling *et al.*, 1993; Pizzo, 1994; Balogh *et al.*, 1995; Gonzalez-Esparza *et al.*, 1996a]. On the basis of the strong latitudinal shear flows of SW velocity inside these CIRs and the predictions by the three-dimensional model of corotating flows [Pizzo, 1991] [Gosling *et al.*, 1993] suggested that this phenomenon, discovered by *Ulysses* observations at mid-latitudes, could be explained if the CIRs were tilted with respect to the solar rotation axis. This tilt geometry causes the front of the CIR to evolve more strongly at low latitudes (close to the ecliptic plane) while the trailing edge evolves more strongly at higher latitudes and produces a strong latitudinal shear flow inside the interaction region (see e.g., Figure 10 in [Riley *et al.*, 2012b]). [?] studied the orientations of the F and R shocks bounding these CIRs detected by *Ulysses*, finding that shock strength appeared to be modulated by the tilt of the solar dipole, peaking at latitudes roughly equivalent to the maximum extent of the heliospheric current sheet (HCS). Additionally, they found that F shocks propagated equatorward and westward, while R shocks propagated poleward and eastward, suggesting that these CIRs were systematically tilted in the heliosphere.

A characteristic signature of a CIR is the SI embedded within it, which is a boundary

separating fast and slow compressed SW flows. Fast and slow streams carry different magnetic fields and cannot be mixed; there is no net flow across the SI. This boundary is distinguished by an abrupt drop in density and a similar increase in temperature and is associated with a high pressure region [Burlaga, 1974]. A SI in the inner heliosphere is bound by an interaction region, which gradually expands in the outer heliosphere (Figure 2 in [Siscoe, 1976]). Siscoe and Finley, 1969 predicted east-west and north-south deflections of SW velocity around SIs. These deflections result from the orientation of the SI and the high thermal and magnetic pressures associated with the interface (see e.g., Figure 1 in [Riley *et al.*, 2012b]). Gosling *et al.*, 1978 studied 23 SIs detected by *IMP 6*, *7*, and *8* at 1 AU between 1971 and 1974. They produced a superposed epoch analysis to emphasize the overall structure of the SIs and reported that: (1) the behavior of protons, electrons, and alpha particles across the interface suggests that it separates plasma of different origins; (2) there is a strong shear flow at the interface; (3) the magnetic field strength maximizes near the interface and is roughly constant across it; and (4) although their observations were made during the descending phase of solar Cycle 20, the interfaces did not generally recur from one solar rotation to the next.

Recently, Riley *et al.*, 2012b, studied two specific properties of CIRs: the orientation of the SIs during the solar Cycle minimum and the occurrence rate of both F and R CIR shocks near the ecliptic plane through solar Cycle 23. They employed a global magneto-hydrodynamic (MHD) model to understand the observations. The model reveals the complex evolution of CIRs at different heliographic latitudes and longitudes. CIR properties (*i.e.*, orientations) depend on location and size of the coronal holes associated with the fast SW. In particular, in the vicinity of the solar minimum, the CIRs present clear latitudinal tilts at mid-heliolatitudes but no systematic tilts around the ecliptic plane. On the other hand, in general, the ratio of F to R shocks observations near the ecliptic plane at 1 AU is greater than 1 and varies along the solar Cycle. The global model shows that because CIR dynamics are not centered in the ecliptic, but at latitudes where there are longitudinal gradients in speed back at the Sun, in-ecliptic spacecraft tend to intercept the CIR structures at their flanks. Thus, except in the case of equatorial coronal holes producing CIRs centered around the equator, F shocks tend to penetrate to lower latitudes than R shocks. This explains why it is more likely to detect F shocks than R shocks near the ecliptic plane.

In this study, we analyze multi-spacecraft in-ecliptic observations of CIRs during the ascending phase of the solar Cycle 21 employing an unique data set. Reanalyzing these data contributes to our understanding of the three-dimensional geometry and evolution

of the solar wind dynamics during the ascending phase of the Cycle. The outline of the paper is as follows: in Section 2.2.2 we show the five spacecraft trajectories; in Section 2.2.3 we describe the patterns of SW streams (bulk speed and total pressure) detected by the spacecraft identifying 5 CIR events; in Section 2.2.4 we present the maps of IP large-scale features summarizing and unifying the data; in Section 5 we discuss CIR properties and geometries; in Section 2.2.6 we discuss the global SW streams predicted by the global MHD model and its relation with the CIR geometry, and, finally, in Section 2.2.7 we present our conclusions.

Five Spacecraft Simultaneous Observations

Spacecraft trajectories: Sun-Earth line reference system

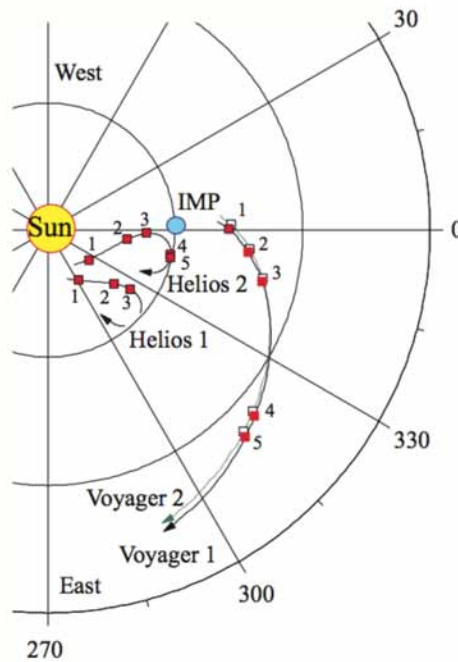


Figura 2.5: Trajectories of the five spacecraft from November 1977 to March 1978 as observed in a reference system with the Sun–Earth line fixed. The squares denote the spacecraft positions at the five CIR events (solid squares are V1 measurements and open squares V2 measurements). The blue dot is the Earth at 1 AU.

We obtained trajectory files and one-hourly averaged SW plasma and magnetic field

data from the five spacecraft from the Coordinated Heliospheric Observations (COHO) Web at the National Space Science Data Center (NSSDC) (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/cohoweb/cw.html>). Figure 2.5 shows the five spacecraft trajectories from a corotating reference system where the Sun-Earth line is fixed. In this frame *IMP* is always located at 1 AU along the Sun-Earth line (blue dot), while the other four spacecraft are continuously changing positions. The *Helios* remained within the inner heliosphere covering a heliocentric range from 0.3 to 1.0 AU, whereas, during this interval, the *Voyagers* were on their way to Jupiter covering a heliocentric range from 1.2 to 2.5 AU. In November 1977, *Helios 1* was located eastward with respect to the other four spacecraft, but by March 1978 the *Voyagers* were the ones eastward with respect to the other spacecraft.

When we compare the observations of a particular event by several spacecraft at different locations, we note that the event occurs at different times in each spacecraft data series and we need to infer their positions with respect to the event. In our case the reference system in Figure 2.5 corotates with the Earth with an angular speed of about $360^\circ/365$ days, $\sim 0.99^\circ$ per day, and it is necessary to consider this displacement when we combine the observations of different spacecraft at different times. On the other hand, the source of SW streams (*i.e.*, the solar surface) has an equatorial angular speed of about $360^\circ/25$ days, $\sim 14.4^\circ$ per day, in addition to the angular displacement of the spacecraft itself. This implies that the spacecraft SW data series is associated with a succession of different regions on the solar surface. Finally, a further complexity in this analysis is that the solar atmosphere is not just rotating but continually changing, in particular during the ascending phase and solar maximum.

Identification of solar wind structures

During the ascending phase of the solar Cycle the SW permeating the IP medium near the ecliptic plane is characterized by a highly varying slow SW with transient forward shocks and Coronal Mass Ejections (CMEs); there are also weak CIRs caused by ‘thin’ and not very fast SW streams ($\sim 500 - 600$ km s⁻¹), which, in general, have different geometries and radial widths than those CIRs produced in the descending phase of the Cycle. Figure 2.6 shows the plots of radial SW speed, V_r , measured simultaneously by the five spacecraft from November 1977 to March 1978. Although the angular separations of the spacecraft were changing continuously in this interval, we can recognize the same patterns of V_r in the five plots. Figure 2.2 indicates the CIR events and transient

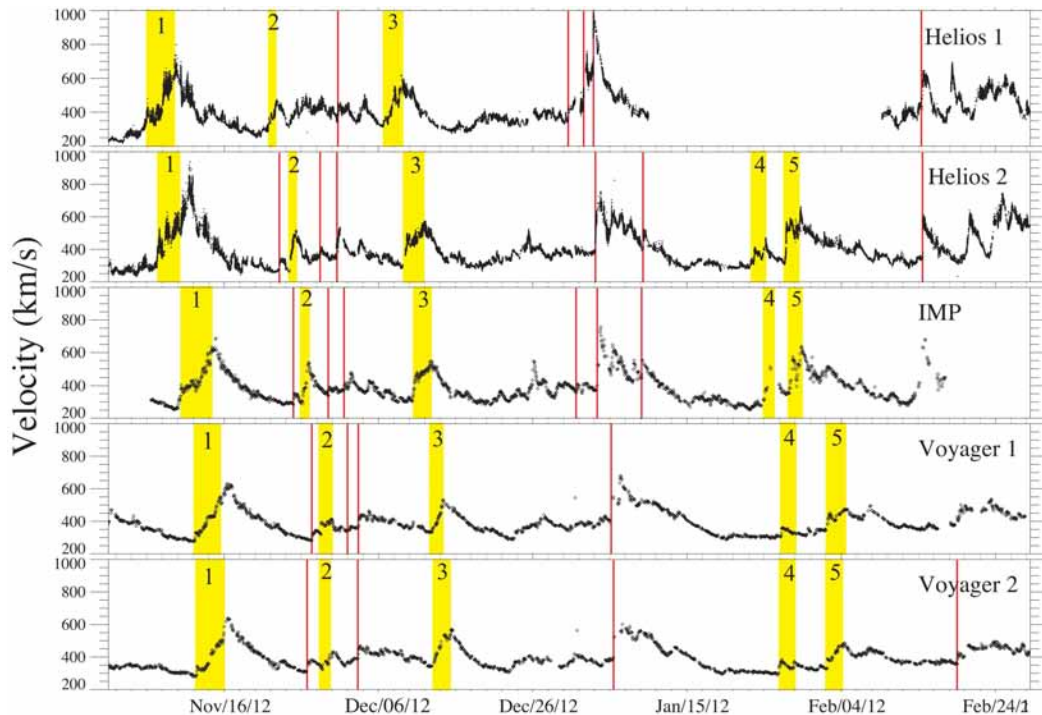


Figura 2.6: Solar wind speed measurements from the five spacecraft from November 1977 to March 1978. The solid yellow boxes indicate the five CIR events, whereas the vertical lines indicate transient forward shocks. The data were obtained from the COHO-Web at the NSSDC.

forward shocks identified in the five data sets. The bulk speed is the most stable SW parameter and the plots show that this is true for a range of longitudes. There is a modest corotating fast stream ($\sim 500 - 600 \text{ km s}^{-1}$) appearing about every 27-days causing CIRs (events 1, 3, and possibly 5 in Figure 2.6). This recurrent fast stream is coexisting with an unstable ambient slow SW and transient events. In some regions this slow SW is very slow indeed ($\sim 220 \text{ km s}^{-1}$). Note the ‘filtering’ of SW speeds with heliocentric distance, the speed difference between slow and fast SW is higher in H1 and H2 measurements than in V1 and V2 observations.

Figure 2.7 shows the total pressure (P_t) as measured by the five spacecraft. This physical parameter is also very helpful to recognize the same event in the five data sets; it reveals the presence of large-scale compressive structures which, combined with the bulk speeds in the previous figure, make clear the shock events associated with CIRs and CMEs.

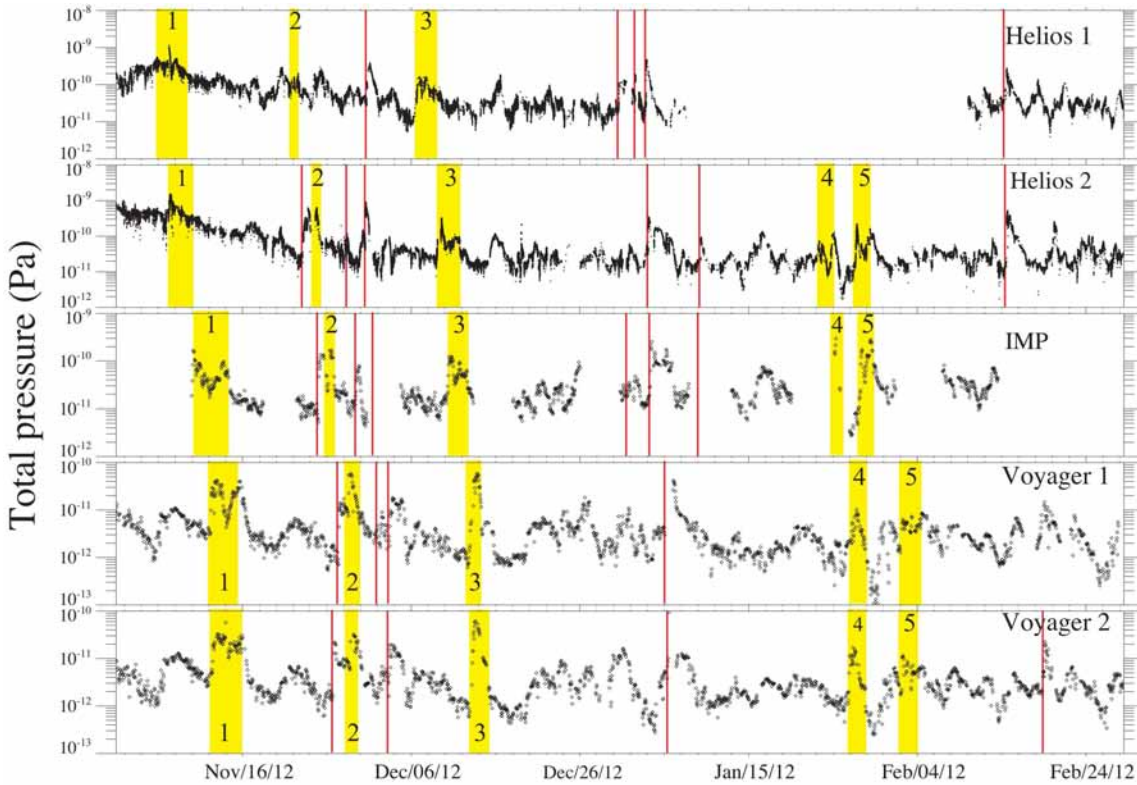


Figura 2.7: Solar wind total pressure measurements of the five spacecraft from November 1977 to March 1978. The solid boxes indicate the five CIR events, whereas the vertical lines indicate transient forward shocks. The data were obtained from the COHO-Web at the NSSDC.

Figure 2.7 indicates the CIR events and transient forward shocks identified in the data sets.

On the other hand, the *in situ* measurements of proton density (N), proton temperature (T_p), and magnetic field magnitude ($|B|$) present very different signatures between the five data sets, so they are not as helpful in identifying the coinciding IP events. The properties of the ambient SW in this period were very unstable. The local variations in N , T_p , and $|B|$ measurements reveal the presence of many local structures. These inhomogeneities affect the wave fronts propagating through the IP medium and deform the shape of the large-scale SW events.

With the data obtained from the COHO Web we produced a series of 27-day plots of V_r ,

Tabla 2.1: List of CIR events: spacecraft identification, earth-sun-spacecraft (ESS) angle, spacecraft heliocentric distance, CIR initial time, CIR radial width (Δ_{cir}), location of the stream interface with respect to the normalized CIR radial width (δ_{si}), speed of the upstream fast wind, speed of the upstream slow wind, ratio of dynamic pressures between fast and slow winds, and presence of F and/or R shocks bounding the CIR. (*) indicates a data gap.

id.	ESS (°)	Rd (AU)	time (d:m:hr)	Δ_{cir} (AU)	δ_{si}	fast sw (km s ⁻¹)	slow sw (km s ⁻¹)	P_f/P_s	shock (f/r)
CIR 1									
H1	303	0.47	07-Nov-18	0.30	n/si	563 ± 55	390 ± 28	0.5	F
H2	326	0.40	07-Nov-19	0.23	0.21	480 ± 9	296 ± 8	0.67	F
IMP	0	1.0	10-Nov-13	0.21*	0.19*	396 ± 11	262 ± 8	1.07	n/s
V1	0	1.43	12-Nov-18	0.39	0.21	575 ± 17	281 ± 4	2.83	F
V2	2	1.45	12-Nov-23	0.36	0.26	577 ± 28	288 ± 5	2.28	F
CIR 2									
H1	322	0.69	24-Nov-20	0.27	0.69	390 ± 2	319 ± 5	1.38	n/s
H2	354	0.63	25-Nov-02	0.24*	0.22*	460 ± 17	266 ± 6	1.02	gap
IMP	0	1.0	26-Nov-17	0.19*	0.21*	488 ± 51	303 ± 5	0.5	gap
V1	354	1.58	29-Nov-02	0.28	0.41	403 ± 8	324 ± 4	0.59	F
V2	354	1.59	29-Nov-07	0.28	0.45	425 ± 6	323 ± 4	1.21	F
CIR 3									
H1	324	0.79	07-Dec-03	0.11	0.44	350 ± 15	319 ± 4	0.9	n/s
H2	358	0.77	09-Dec-08	0.24	0.53	473 ± 11	309 ± 4	1.9	n/s
IMP	0	1.0	10-Dec-16	0.18	0.51	490 ± 11	315 ± 5	1.6	n/s
V1	346	1.73	13-Dec-11	0.31	0.58	528 ± 5	334 ± 2	1.4	R
V2	347	1.74	13-Dec-16	0.24*	0.29*	515 ± 5	349 ± 5	1.8	gap
CIR 4									
H1	*	data gap							
H2	349	0.98	23-Jan-15	0.18	0.60	379 ± 5	292 ± 5	1.54	n/s
IMP	*	data gap							
V1	317	2.19	27-Jan-19	0.26*	0.33*	321 ± 4*	301 ± 3*	0.86*	gap
V2	318	2.15	27-Jan-10	0.25	0.41	341 ± 4	302 ± 4	0.76*	F
CIR 5									
H1	*	data gap							
H2	347	0.98	28-Jan-05	0.20	0.15	613 ± 12	312 ± 2	1.19	n/s
IMP	0	1.0	28-Jan-19	0.17	0.23	607 ± 8	353 ± 4	0.87	n/s
V1	314	2.25	02-Feb-17	0.24	0.39	407 ± 7	352 ± 4	1.62	F
V2	314	2.21	02-Feb-17	0.24	0.52	427 ± 8	350 ± 6	1.11	F

N_p , Tp , P_t , and $|B|$ for each spacecraft. We visually inspected the 27-day plots looking for the characteristic CIR signatures as described by Gonzalez-Esparza *et al.*(1996a). We found 5 CIRs in this four month interval. We corroborated the shock identifications by plotting each shock in detail in high time resolution data from the experiments web pages and check them against the H1-H2 shock list by Volkmer and Neubauer (1985), the IMP shock list by Borrini *et al.*(1983) and the V1-V2 studies by Gazis and Lazarus (1983), Burlaga *et al.*(1984), and Gonzalez-Esparza and Smith (1996a). Table 2.1 presents spacecraft positions and times for the 5 events and some properties that we will discuss in the next sections. In Figures 2.1-2.3, the CIRs are indicated by their numbers (1 to 5).

Maps of large-scale features

In this section we summarize and unify the observations of dynamic structures detected by the five spacecraft using the maps of large-scale structures. These maps use the format of 27-day rows to approximate the equatorial solar rotational period, as observed by the spacecraft, integrating the events using different data sets. Figure 2.8 shows the maps of the five spacecraft, the rows are ordered chronologically from bottom to top. In the central right panel we show the symbols representing the structures. The interplanetary magnetic field (IMF) polarity is shown as the back ground of the 27-day row, it can be either positive (white), negative (grey), or of undetermined sign if its orientation is very unstable or there is a data gap (stippled gray). A Heliospheric Current Sheet (HCS) crossing is indicated by a discontinuous change of IMF polarity. IP shocks are represented by blue arrows, F shocks pointing to the left, and R shocks to the right. Compressive waves (*i.e.*, no shock waves) are represented by open arrows. CIRs are denoted by red boxes and are identified by their numbers (Table 2.1). By definition, CIR shocks appear bounding CIRs, whereas transient shocks are unrelated to CIRs. We can expect that, in general, the CIRs are bounded by shocks beyond 1 AU; but in many cases these shocks might have not yet formed, or there are geometrical effects involved, and these CIRs appear bounded only by compressive waves.

Magnetic sectors

The IMF polarity is a useful signature to trace back the origin of SW streams. This is the idea of representing the IMF polarity in the maps of large-scale features, it also

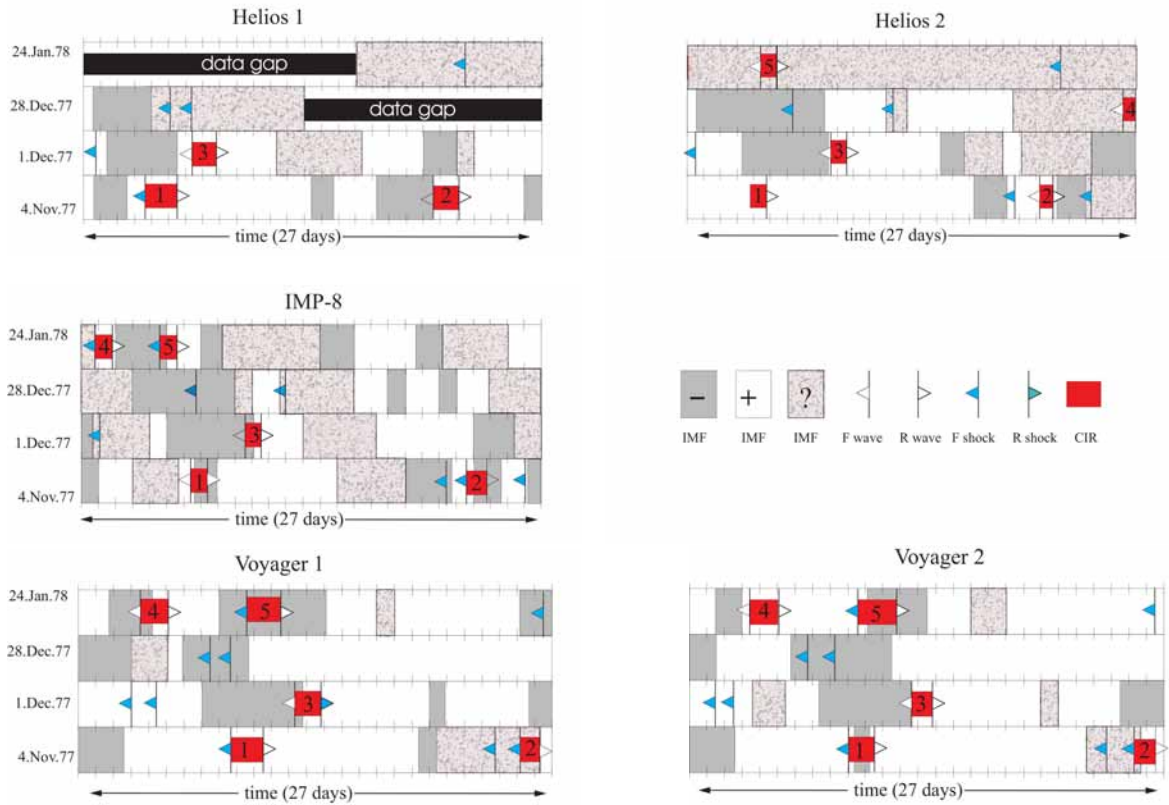


Figura 2.8: Maps of large-scale solar wind features detected by the five spacecraft. Every 27-day row corresponds to an approximate solar rotation observed by the spacecraft. The chronological order is from bottom to top. The central right panel indicates the symbol codes (see also the text).

points out the HCS crossings. Note that Helios and Voyager IMF data are in the Radial Tangential Normal (RTN) coordinate system (R is positive when pointing away from the Sun), whereas IMP IMF data are in the Geocentric Solar Ecliptic (GSE) coordinate system (in this case x_{GSE} , which corresponds to R, is positive when pointing towards the Sun). We considered this fact to infer the IMF polarity. If the corotating SW sources were stable, we would have expected that the magnetic polarities in the five maps in Figure 2.4 were very similar, perhaps only with some differences attributed to the evolution with radial distance and the changing spacecraft longitudes. However, in general, the extension and location of the magnetic sectors in each map do not corotate with the 27-day period and suggest an unstable behavior. We find local variations when

comparing the IMF polarity observations. These fluctuations in the magnetic sector measurements by the *Helios*, *IMP*, and the *Voyagers* imply a complicated evolution with heliocentric distance, where the HCS becomes warped with local fluctuations. The maps in Figure 2.8 indicate several CIRs embracing the HCS crossings. In many cases, fast SW streams overtake slow SW streams associated with the HCS. In this interaction we find not only two different SW streams, but different magnetic polarities.

Tabla 2.2: Analysis of the stream interface (SI) orientations: CIR number, spacecraft, SI latitudinal declination, and SI mean radial speed.

CIR no.	spacecraft id.	SI dec. (°)	$\langle V_{si} \rangle$ (km s ⁻¹)	CIR no.	spacecraft id.	SI dec. (°)	$\langle V_{si} \rangle$ (km s ⁻¹)
1	H1	18.5	450±68	2	H1	-24.8	391±9
	H2	27.5	434±16		H2	-27.6	425±20
	IMP	37.5	351±16		IMP	-10.3	434±17
	V1	38.2	349±14		V1	29.0	384±4
	V2	25.9	323±4		V2	12.0	367±3
3	H1	*	363±5	4	H1	*	gap
	H2	14.1	404±8		H2	-30.7	379±26
	IMP	11.0	394±15		IMP	*	gap
	V1	7.6	396±7		V1	-16.3	349±4
	V2	n/s	420±8		V2	-25.1	369±8
5	H1	*	gap				
	H2	37.6	507±61				
	IMP	*	gap				
	V1	36.1	443±9				
	V2	*	gap				

CIR analysis

Now we discuss some characteristics of the 5 events based on Figures 2.5,2.6,2.7 and 2.8 and Table 2.1.

CIR 1. This event was associated with the widest fast SW stream detected during this study, which reappeared, 27 days after, in the following solar rotation (Figure 2.6). In all the spacecraft the fast SW carries a positive IMF, except at IMP (Figure 2.8). This negative IMF fast SW last only for about one day. In H1, H2, V1, and V2 measurements, the CIR was bounded by a F shock, but there was no shock at IMP. Note that in this case, the Earth was located westward from H1, H2, V1, and V2, which might explain the difference with IMP data. The ratio of dynamic pressures between fast and slow SWs were lower than 1 in Helios data, and higher than 1 in the Voyager data.

CIR 2. This CIR was analyzed previously by Burlaga *et al.*, 1980. This is a weak stream interaction (Figure 2.6), where H2 and IMP were aligned, and H1, V1, and V2 were eastward from Earth. At H1, V1, and V2, the fast SW associated with the CIR carries a positive IMF, but at IMP and H2 the polarity is negative (Figure 2.8). This fast SW stream was weak and disappeared in the next solar rotation. There were F shocks at V1 and V2.

CIR 3. This event detected by the five spacecraft is very likely associated with the reappearance of the fast stream causing CIR 1. The fast SW carried positive magnetic field in all the spacecraft and the CIR included a HCS crossing. The interaction region was very weak, and, in fact, there were no F shocks in the five spacecraft (Figure 2.8). This was the only event with a R shock at V1 location, whereas there was a data gap at V2.

CIR 4. The event showed a speed profile similar to CIR 2, resembling a transient fast SW (Figure 2.6) causing a weak interaction region. The streams associated with this CIR were very slow indeed; the slow SW was about 292-302 km s⁻¹ and the fast SW was only about 321-379 km s⁻¹. There was only a F shock at V2. Note that the fast SW carried positive magnetic field at V1, V2, and IMP (Figure 2.8, there was data gap at H1 and we could not determine the IMF polarity at H2).

CIR 5. The CIR was detected by four spacecraft (data gap in H1). It was produced by fast SW with negative IMF polarity at V1 and V2, but with positive at IMP (we could not determine the IMF polarity at H2). Although the fast streams were significantly slower at V1 and V2, as compared with H2 and IMP observations, we only found F shocks at V1 and V2. This disparity with the IMF polarity in IMP data is puzzling, a latitudinal effect seems possible.

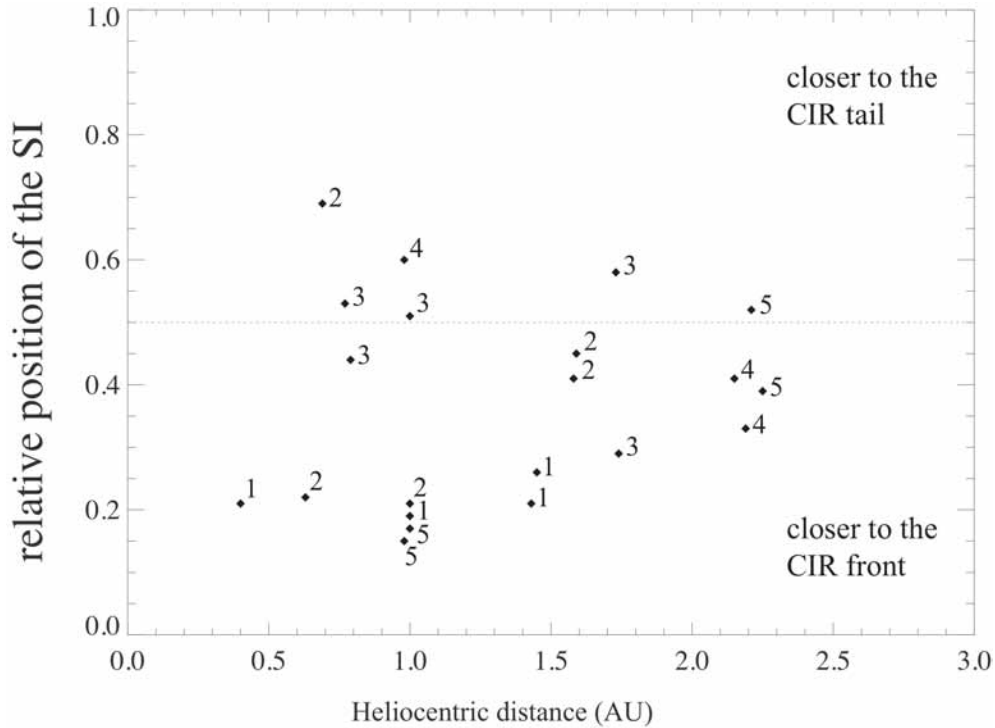


Figura 2.9: Relative position of the stream interfaces (SIs) with respect to the CIRs. The radial width of the CIR is normalized to 1. The numbers indicate the CIR event.

Geometry of Stream Interfaces

Figure 2.9 shows the relative position (rp) of the SIs with respect to the CIR radial width normalized to 1. This parameter indicates whether the SI was located closer to the front ($0 < rp < 0.5$), trailing edge ($0.5 < rp \leq 1.0$) or in the middle of the CIR ($rp = 0.5$), with respect to the in-ecliptic radial cut by the spacecraft. This SI location, in terms of the CIR boundaries, depends on the CIR characteristics, geometry (latitudinal inclination), and its heliocentric evolution. Fifteen out of the 21 SIs analyzed in this study were located closer to the forward boundary ($0 < rp < 0.5$). This result must be related to the fact that most of the CIRs were bounded by F shocks and R compressive waves (no shocks at the trailing boundary). There was only one event (CIR 3) having $rp > 0.5$ in most of the spacecraft, this was also the only CIR bounded by a R shock. This event included a swept up HCS crossing within the interaction region. Note that Figure 2.9 suggests a tendency where the data points approach to the middle of the CIR ($rp = 0.5$) as the heliocentric distance increases. However, we would require more

data points at farther distances to assess whether this is a real effect related with the CIR heliocentric evolution.

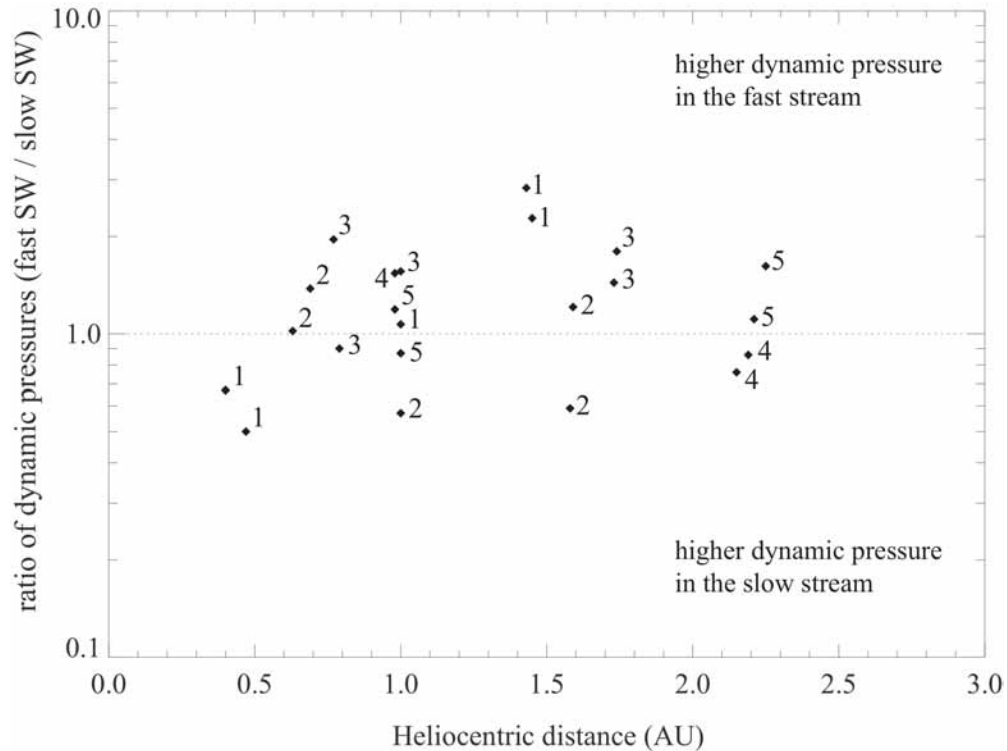


Figura 2.10: Ratio of dynamic pressures between the fast and slow SW associated with the CIRs as detected by the five spacecraft. The numbers indicate the CIR event.

Table 2.2 shows the latitudinal inclinations and average radial speeds of the SIs detected by the five spacecraft. In order to infer the SI orientation we applied the technique described by Gonzalez-Esparza and Smith, 1997, which basically relies on analyzing velocity data around the SI to determine the normal direction to the SI plane. We applied the minimum variance analysis to the velocity components (taking about one-hour averages upstream and downstream of the SI using high time resolution data). The idea is to determine the minimum (null component) and maximum variance directions, both contained within the SI plane, and the intermediate variance direction, normal to the SI plane. The velocity components are then rotated to this new system of reference. We then determined the SI latitudinal inclination with respect to the ecliptic plane using the direction normal to the SI plane. We report the standard deviation of the radial velocity in Table 2.2 to provide an estimate of its variability around the SI

plane. It should be kept in mind that, as happens with other techniques using *in situ* measurements to analyze MHD discontinuities, the solutions were very sensitive to the arbitrary selection of the upstream and downstream intervals. However, we performed several tests to check the stability of the solutions confirming the sign and magnitude of the inclinations. The SI orientations of CIRs 1, 3, and 5, all showed positive inclinations, indicating that their fronts were pointing towards the ecliptic plane and their tails were pointing northwards. On the other hand, CIRs 2 and 4 presented SIs with negative inclinations. In these latter cases, their fronts were pointing towards the ecliptic plane and their tails faced southward.

It is interesting to compare the results in Table 2.2, the solar wind streams in Figure 2.2, and the large-scale maps of Figure 2.8. CIRs 1, and 3 were originated by a corotating fast SW stream reappearing around 27 days later (Figure 2.6). The fast stream had positive magnetic polarity (Figure 2.8) and was coming from a northern coronal hole. All the SIs associated with these events presented positive SI inclinations (Table 2.2). On the other hand, CIRs 2 and 4 were associated with weaker fast SW streams (Figure 2.6), disparate magnetic polarities (Figure 2.8), and mixed SI inclinations (dominated by negative values, Table 2.2).

Ratio of solar wind dynamic pressures

Figure 2.10 shows the ratio of dynamic pressures between the fast and slow SW associated with the CIRs. This parameter indicates whether the fast wind transfers momentum to the slow wind ahead (acceleration of the slow SW), or the opposite (deceleration of the fast SW). In most of the events (14/8) the ratio was larger than 1, indicating that the fast stream had more dynamic pressure, so the momentum was flowing from the fast SW to the slow SW (outward from the Sun). However, there were also several cases where the ratio was lower than 1, indicating that the momentum was flowing sunward. It is interesting to note that there were events (*i.e.*, CIR 1, 2) where different spacecraft detected opposite ratios. This also indicates significant inhomogeneities in the solar wind streams, which affect the shape and evolution of CIR events.

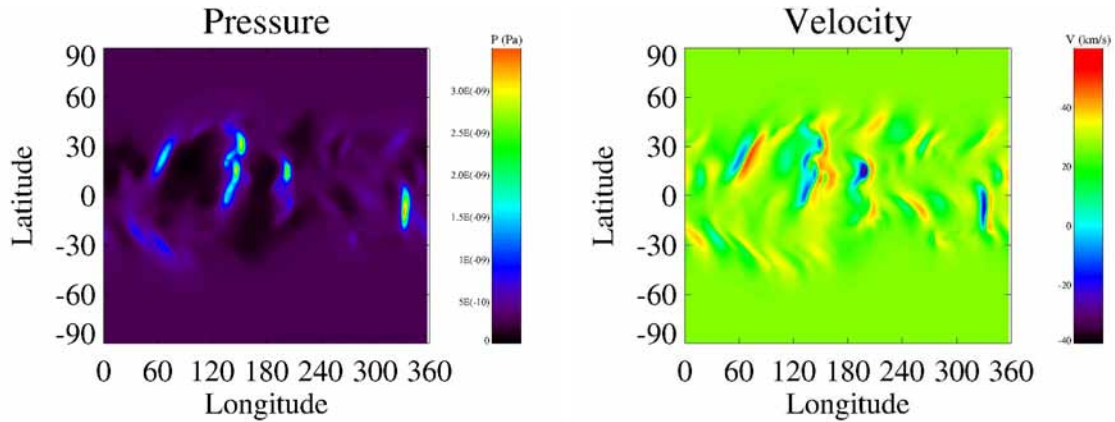


Figura 2.11: Global profiles at 1 AU for Carrington rotation 1662 obtained from the global MHD model: (left) thermal pressures and (right) latitudinal velocities.

Global MHD model

In this section, we employ a global magnetohydrodynamic (MHD) model of the solar corona and inner heliosphere to interpret some properties of the CIR *in situ* measurements presented in previous sections. The modeling technique is described by [Riley, Linker and Mikic, 2001]. The model solves the full set of resistive MHD equations and uses photospheric synoptic magnetograms as initial conditions, which allows us to compute solutions for specific times (whenever the magnetic data are available). The numerical simulations employ an empirical coupling between the coronal and heliospheric models and, in the absence of obvious transient activity, the solar wind streams solutions given by the model do match observations reasonably well.

We applied the global MHD model to analyze the time interval studied in this paper (CR 1661-1664). Unfortunately, there was no magnetogram available for CR 1661 and 1663. On the other hand, since we were in the ascending phase of the Cycle, there were some times with significant transient activity.

Following [Riley *et al.*, 2012a], Figure 2.11 shows the solutions of the global MHD model at 1 AU for Carrington rotation 1662. The pressure profile (left panel) indicates the sections where we would expect compression regions associated with the SW stream dynamics, whereas the latitudinal velocity profile (right panel) indicates the shear flows associated with the orientation of these sections. This orientation is related

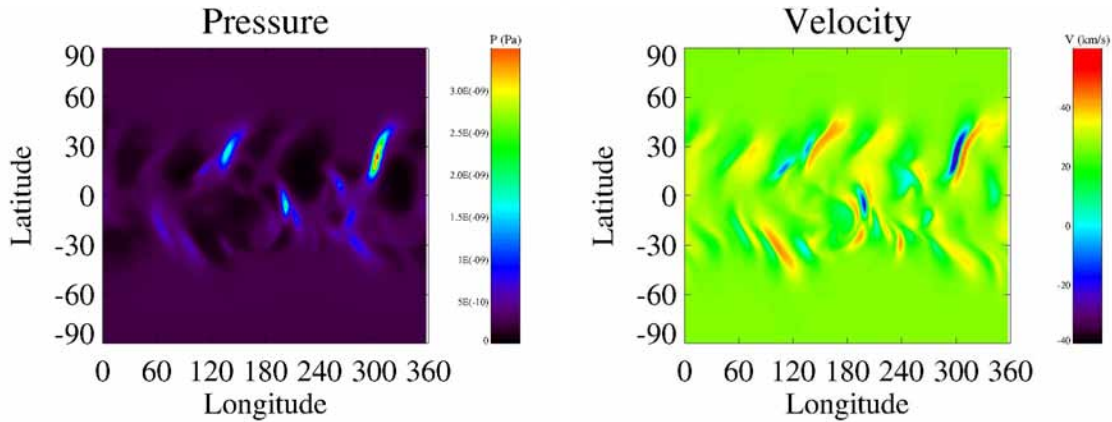


Figura 2.12: Global profiles at 1 AU for Carrington rotation 1664 obtained from the global MHD model: (left) thermal pressures and (right) latitudinal velocities.

to the latitudinal inclination of the CIRs. The pressure profiles show a compressional structure at around 130° longitude crossing the ecliptic plane, which was associated with a northern mid-latitude coronal hole. The structure presented a small latitudinal tilt and was surrounded by two rarefaction regions (dark areas). This equatorial “streak” had its front pointing towards the ecliptic plane, whereas its trailing lobe pointed towards northern latitudes. This compressional feature is associated with CIR 3, which presented a similar orientation (Table 2.2). The latitudinal velocities (Figure 2.11, right panel) indicate that shear flows (red and blue areas) were associated with this compression structure. In this case we found a good qualitative agreement between the CIR observation and the numerical results given by the global MHD model.

Figure 2.12 shows the solutions of the global MHD model at 1 AU for CR 1664. We note significant changes with respect to the previous figure, showing the varying conditions associated with the ascending phase of the solar cycle. There were not large compression features crossing the ecliptic plane. CIR 4 was associated with the weakest fast SW stream in this analysis (Table 2.1), so this might explain why a clear counterpart did not appear in the pressure profile. On the other hand, we find a similar problem for CIR 5, but its counterpart could be the compression feature at around 310° longitude, which presented about the same inclination as the *in situ* measurements (Table 2.2).

Summary and conclusions

We presented a study of simultaneous *in situ* multi-spacecraft observations of CIRs during the ascending phase of solar Cycle 21. The conjunction of the five spacecraft makes this interval unique for the purposes of studying the dynamics of the IP medium; in particular, the data set sheds light on several aspects of the geometry and heliocentric evolution of the CIRs. In order to integrate the five-spacecraft observations, we examined the patterns of SW streams (bulk speed, total pressure, entropy, proton density, temperature, and magnetic field magnitude and direction), identifying 5 CIR events, and produced maps of IP large-scale features, unifying and summarizing the data. These maps indicate the large-scale compressive events and the magnetic sectors associated with the SW streams causing the CIRs. The maps show those events to be associated with HCS crossings.

The CIRs were associated with weak fast streams coming from mid latitude coronal holes. We did not find strong stream interactions associated with large polar coronal holes (characteristic of the descending phase or solar minimum). Most of the CIR events were lead by a F shock and trailed by a compressive wave. In fact, there was only one R shock case in the five spacecraft data set.

As expected, most of the CIRs detected by H1 and H2 were bounded by compressive waves; whereas the F shocks were more likely detected by IMP, V1, and V2. The frequency of F shocks leading CIRs increased with the heliocentric distance.

In general, as expected, we found the same IMF polarity in the five measurements of the fast SW stream causing a particular CIR; however, there were two cases (CIRs 1 and 5) with an inconsistency (different polarities) in IMP observations.

We analyzed the distribution of the relative position of the SIs embedded within the CIRs. This parameter is related to the dynamics and geometry between fast and slow streams associated with the CIR. More than 70 % of the SIs in this study were located closer to the forward edge. This result must be associated with the fact that most of the CIRs were bounded by F shocks only. On the other hand, the data suggest a tendency of the data points to approach to the center of the CIR ($rp = 0.5$) as the heliocentric distance increases. However, this result requires more observations to determine if this is a real effect related with the CIR heliocentric evolution.

From the analysis of the geometry of the SIs, we found that all the CIRs presented

latitudinal tilts with respect to the ecliptic plane. This result is in agreement with the origin of the fast streams coming from mid-latitude coronal holes and the predominance of F shocks over R shocks bounding the CIRs.

The distribution of the ratio of dynamic pressures between fast and slow SW streams related to the CIR events, indicate that in about 60 % cases the fast stream transferred momentum to the slow one ahead; but in about 40 % of cases the ratio was lower than 1, indicating that the momentum was flowing sunward. The variability of this parameter points out significant inhomogeneities in the SW streams. This irregularity in the direction of the momentum flow should affect the shape, geometry, and heliocentric evolution of CIRs, causing local deformations in the inner heliosphere. However, we expect that at farther heliocentric distances, since the SW density decreases with the square of the distance, the dynamic pressure of the fast stream becomes dominant while these local inhomogeneities become less important.

The global MHD model shows that, during the ascending phase of the solar Cycle, the CIR dynamics are not centered in the ecliptic, but at latitudes where there are longitudinal gradients in speed back at the Sun, thus in-ecliptic spacecraft tend to intercept the CIR structures at their flanks. Therefore, except in the case of equatorial coronal holes producing CIRs centered around the equator, the F shocks tend to penetrate to lower latitudes than R shocks. This explains why it is more likely to detect F shocks than R shocks near the ecliptic plane in the ascending phase of the Cycle. The comparison between the observations and the model gave mixed results. In general, there was a qualitative agreement between the geometry of the pressure features at 1 AU predicted by the global model and the inclination of the SIs obtained from *in situ* data. However, this comparison was limited because there were not enough magnetic data for two CR (1662, 1664), besides that there were some periods of high transient activity, which cannot be handled by the model.

The results of this study show some interesting aspects of the CIR dynamics related to the relative position of the stream interface or to the ratio of dynamic pressures, which deserve a further study to cover larger heliocentric ranges. The dispersion of the data points does not allow us to find clear tendencies for these parameters with the heliocentric distance, but presumably at farther distances, where the CIRs become stronger and wider, the local fluctuations should decrease and the global properties become dominant. We would expect then clearer tendencies.

2.3. Estudio de Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias (EMCIs)

Otro aspecto muy relevante de la dinámica del viento solar es la propagación de las EMCs en el medio interplanetario, las cuales se conocen como eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs). Éstas burbujas gigantes de plasma se expanden al viajar por el medio interplanetario, debido a la diferencia de presión que hay entre éstas y el plasma ambiente, y pueden alcanzar tamaños que son comparables con su distancia al Sol. De las observaciones in situ de plasma y campo magnético se sabe que a 1 UA las EMCIs tienen un ancho radial promedio de 0.2 UA y se identifican por sus diferentes firmas [Neugebauer, Goldstein R. and Goldstein B.E., 1997]. Su propagación en el medio interplanetario se ve afectada por las condiciones de viento solar ambiente, de forma que las EMCIs lentas, aquellas cuya velocidad es menor a la velocidad del viento ambiente, tienden a ser aceleradas (“empujadas”) por el viento solar; mientras que las EMCIs que poseen una velocidad por arriba de la velocidad de viento ambiente, son desaceleradas por la interacción con el viento solar, esto es, la EMCI se “frena” al encontrar a su paso al viento solar como un obstáculo. Debido a que el viento solar y las EMCIs son plasmas con distintas propiedades físicas, no se mezclan, por lo cual, el viento solar ambiente puede “empujar” o “frenar” a las EMCIs, provocando una discontinuidad (atrás o al frente, según sea el caso) entre ambas parcelas de plasma. Cuando la velocidad de las EMCIs es mayor que la velocidad de las ondas magnetosónicas rápidas en el medio, ésta discontinuidad evoluciona en una onda de choque que comprime al medio y acelera partículas a su paso.

El plasma perturbado por la onda de choque se apila detrás de ésta, formando una región conocida como funda. Aquí, el plasma, después de haber sido calentado y comprimido por el choque, es muy denso y tiene un campo magnético intenso muy fluctuante [Tsurutani *et al.*, 1988]. La Figura 2.13 muestra el registro de una EMCI. Cada uno de los paneles de arriba a abajo corresponden al campo magnético, las componentes normalizadas del campo magnético B_x , B_y , B_z , la magnitud de la velocidad, la densidad, a temperatura, el cociente entre la temperatura de protones [T_p] y la temperatura esperada [T_{ex}], la β del plasma y la presión total. La línea naranja corresponde a la firma del choque y el recuadro azul al cruce de la eyecta, la pequeña región entre ambas es la funda, en donde se puede apreciar una intensa fluctuación de los parámetros físicos (plasma chocado). Varios autores señalan que el ancho radial de la funda sirve como indicador del proceso de desaceleración de la eyecta, teniendo que este crece conforme la eyecta se va desacelerando. En el artículo de investigación de la siguiente sección se

presenta el estudio de la evolución heliocéntrica de las EMCIs, en donde se estudian varias propiedades físicas, entre ellas la variación del ancho radial de la funda con la distancia.

2.3.1. Identificación de eventos

Las firmas más comunes que denotan el paso de una EMCI son baja densidad y temperatura, y campo magnético intenso debido a la expansión que sufren en el medio interplanetario. Dentro de la eyecta, la presión magnética domina la dinámica, por lo cual la β del plasma tiende a ser < 1 . La siguiente lista muestra las firmas empleadas en la identificación de las EMCIs.

1. **Aumento de la intensidad del campo magnético con respecto al del viento solar ambiente.** Las líneas de campo magnético dentro de la eyecta son comprimidas debido a la expansión y a la interacción con el medio circundante, por lo cual el campo magnético se intensifica [Neugebauer, Goldstein R. and Goldstein B.E., 1997; Zurbuchen and Richardson, 2006].
2. **Densidad y temperatura de protones anormalmente bajas.** Esto es provocado por la expansión de la eyecta [Richardson y Cane, 1995; Zurbuchen and Richardson, 2006].
3. **β del plasma¹ baja [$\beta < 1$].** Al decrecer la temperatura e intensificarse el campo magnético, la presión magnética domina en la interacción, por lo cual este parámetro es menor a 1 [Zurbuchen and Richardson, 2006].
4. **Perfil de velocidad declinante.** Es un efecto de la expansión de la eyecta, ya que al cruzar la nave, desde su sistema de referencia, registra una mayor velocidad en la parte frontal de ésta (se acerca) mientras que en la parte trasera la velocidad es menor (se aleja).
5. **Incremento de la presión total del plasma [$P_t = P_{\text{ter}} + P_B$].** Esta firma resulta del incremento en la intensidad del campo magnético [Russell and Shinde, 2005; Russell *et al.*, 2005].

¹Parámetro que relaciona la presión térmica [P_{ter}] con la presión magnética [P_B], matemáticamente se expresa como: $\beta = \frac{P_{\text{ter}}}{P_B}$. Sirve para aproximar cuál es la fuerza que está dominando en dinámica del plasma.

6. **Temperatura de protones [T_p] más baja que la temperatura esperada [T_{ex}].** La temperatura esperada es una relación establecida mediante la correlación entre la velocidad del viento solar y la temperatura de protones en una expansión normal del viento solar. Cuando la razón T_p/T_{ex} es menor a 0.5, se dice que hay una estructura aislada de menor temperatura atravesando el viento ambiente, la cual se relaciona con en tránsito de la eyecta [Lopez and Freeman, 1986].
7. **Rotaciones de B relativamente suaves (en el caso de las nubes magnéticas),** estas se observan cuando la nave cruza la cuerda de flujo magnético. Esta firma se asocia con un tipo particular de eyecta denominada “nube magnética” [Burlaga and Benhannon, 1982; Klein and Burlaga, 1982; Bothmer and Schwenn, 1998; Demoulin, 2008].

Es importante enfatizar el hecho de que en las EMCIs no se registran simultáneamente todas estas firmas, por lo cual no hay un único criterio de identificación [Russell and Shinde, 2005; Jian *et al.*, 2006b; Zurbuchen and Richardson, 2006; Wimmer-Schweingruber *et al.*, 2006]. Tal como se discute más adelante, la diferencia entre las firmas registradas por las naves radica en la trayectoria que siguen a través de la EMCI, es decir, el lugar por donde cruzan la estructura.

La Figura 2.13 muestra el registro de una EMCI detectada por Helios 2 (ICME 5). En este evento en particular la eyecta impulsó una onda de choque (línea anaranjada), la cual viene seguida por una funda de plasma perturbado. La región azul delimita el cruce de la eyecta, en donde además de las firmas de campo magnético intenso, temperatura y densidad bajas, $\beta < 1$, se observan rotaciones en las componentes del campo magnético, lo que indica que esta eyecta es una nube magnética.

2.3.2. Metodología para el análisis de eventos

Para el análisis de los eventos se siguió una metodología similar a la empleada con las RICs en la sección anterior. Los parámetros que se calcularon fueron: el número de Mach magnetosónico (M), el ancho radial de la funda [Δ_{sheath}], el ancho radial de la EMCI [Δ_{eyecta}], la velocidad en la parte frontal de la eyecta (también referida como nariz), la diferencia de velocidad entre el viento solar ambiente y la EMCI (ΔV). Además, de acuerdo con sus firmas de campo magnético, las EMCIs fueron etiquetadas como nubes

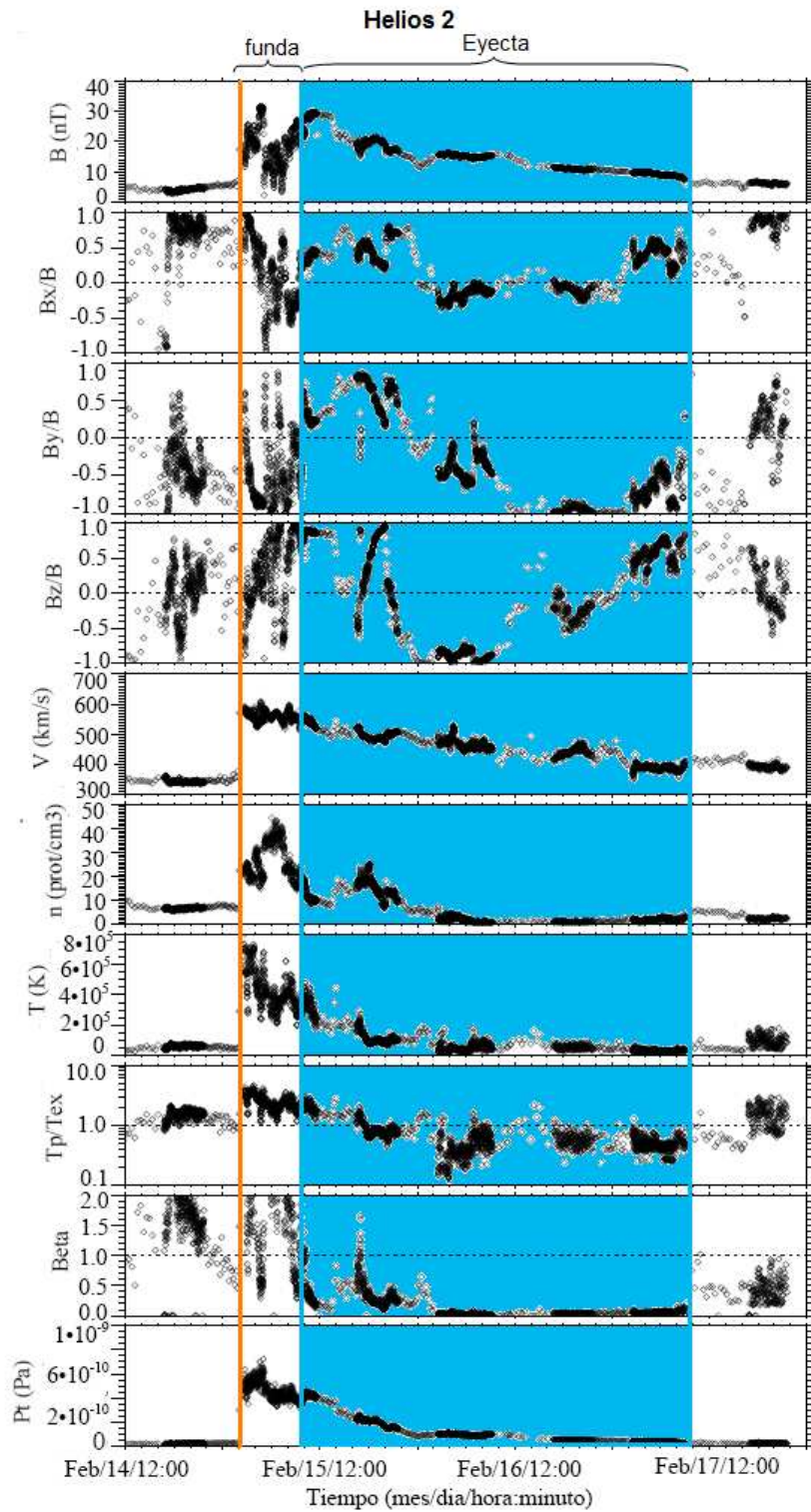


Figura 2.13: Ejemplo del tránsito de una EMCI en las observaciones in situ de Helios 2. El recuadro azul está delimitando el cruce de la EMCI, y la línea anaranjada indica el paso de una onda de choque.

magnéticas (MC) y no nubes (N/MC), y su perfil de presión total $[P_t]^2$ también fue clasificado dentro de tres grupos (G1,G2,G3) en función de una serie de firmas que se mencionan más adelante. Cabe mencionar que esta clasificación del perfil de presión total ha sido propuesta en otros trabajos como una firma para aproximar la trayectoria que podría haber tenido la nave a través de la EMCI; con este mismo propósito en el segundo artículo de investigación se usan los perfiles de presión total, y se analiza la relación entre estos y las observaciones de las naves [Russell *et al.*, 2005; Jian *et al.*, 2006b].

Estos parámetros son listados en la Tabla 2.3. En algunos casos no fue posible determinar estos parámetros debido a la presencia de *gaps* en los datos, los cuales son indicados con asteriscos en la Tabla. A continuación se describe brevemente la metodología para su cálculo.

Ancho radial de la EMCI $[\Delta_{ejecta}]$. Se calculó siguiendo una aproximación igual a la empleada con las RICs.

Ancho radial de la funda $[\Delta_{sheath}]$. Para las EMCIs que impusieron choque se calculó el ancho radial de su funda. Al igual que en el cálculo del ancho radial de las RICs, para calcular el ancho de la funda se empleo la aproximación $\rightarrow \Delta_{sheath} = \sum_j V_j \Delta t_j$. El inicio de la funda fue tomado inmediatamente después del registro del choque, y el fin de la funda fue determinado a partir del momento en que se registraron las firmas del tránsito de la EMCI.

Velocidad en la parte frontal de la eyecta $[|V|]$. Se tomó un intervalo de datos de una hora justo en al inicio del tránsito de la eyecta, y se calculó la velocidad promedio.

Diferencia de velocidad entre el viento solar ambiente y la EMCI $[\Delta V]$. Se calculó la velocidad promedio del viento solar ambiente tomando un intervalo de tres horas de datos justo antes del tránsito del choque asociado (en caso de que presentara) o la EMCI. La selección del intervalo de datos se hizo teniendo cuidado de no incluir

²La presión total se define como la suma de la presión termica $[P_{ter} = nk_B(T_p + T_e)]$ y la presión magnética $[P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}] \longleftrightarrow P_t = nk_B(T_p + T_e) + \frac{B^2}{2\mu_0}$; donde T_p es la temperatura de protones, T_e es la temperatura de electrones y B es la magnitud del campo magnético.

viento solar perturbado (comprimido), el cual muestra un comportamiento no estable.

Número de Mach de los choques [M]. Este fue calculado usando el Space Physics Software de la Universidad de California³. El programa analiza las condiciones de salto derivadas de las ecuaciones de Rankine-Hugoniot, para las cuales requiere los datos de campo magnético, densidad y temperatura alrededor del choque. En este caso se empleó un intervalo de datos de dos horas, tomados equitativamente antes y después del registro del choque.

Perfiles de P_t [G1, G2, G3]. El perfil de presión total de las EMCIs puede clasificarse en tres grupos dependiendo de su forma: **G1** → el choque y la funda son seguidos por la eyecta, la P_t se incrementa rápidamente en la funda y llega a un máximo. A partir de este punto se observa que P_t decae gradualmente. En los eventos asociados a este grupo se visualiza muy bien la eyecta. A primera aproximación se espera que este grupo presente bien definidas las firmas asociadas al tránsito de la eyecta. **G2** → presentan un rápido incremento en la P_t , aunque al igual que en el grupo anterior no necesariamente tiene que ser un choque. La presión se mantiene constante después de la funda y luego de cierto tiempo retorna al valor de presión que tenía antes del evento. **G3** → La P_t se eleva rápidamente y posteriormente decrece gradualmente. En la mayoría de los eventos clasificados en este grupo no es posible visualizar la eyecta. La Figura 2.14 muestra un ejemplo de perfil tipo 1 (a), 2 (b) y 3 (c). Particularmente, estos eventos impulsaron una onda de choque, y en cada uno de ellos se puede ver el tipo de perfil de P_t y las firmas registradas en cada uno. Para la discusión del artículo 2 es importante tener en cuenta que estos tipos de perfiles sólo son una aproximación para interpretar las observaciones de las naves, además de que la propagación de la EMCI puede resultar muy inhomogénea pudiendo o no presentar perfiles de P_t que puedan entrar dentro de algún grupo, o tener perfiles de P_t ambiguos.

³www-ssc.igpp.ucla.edu/ssc/software/xspace.html

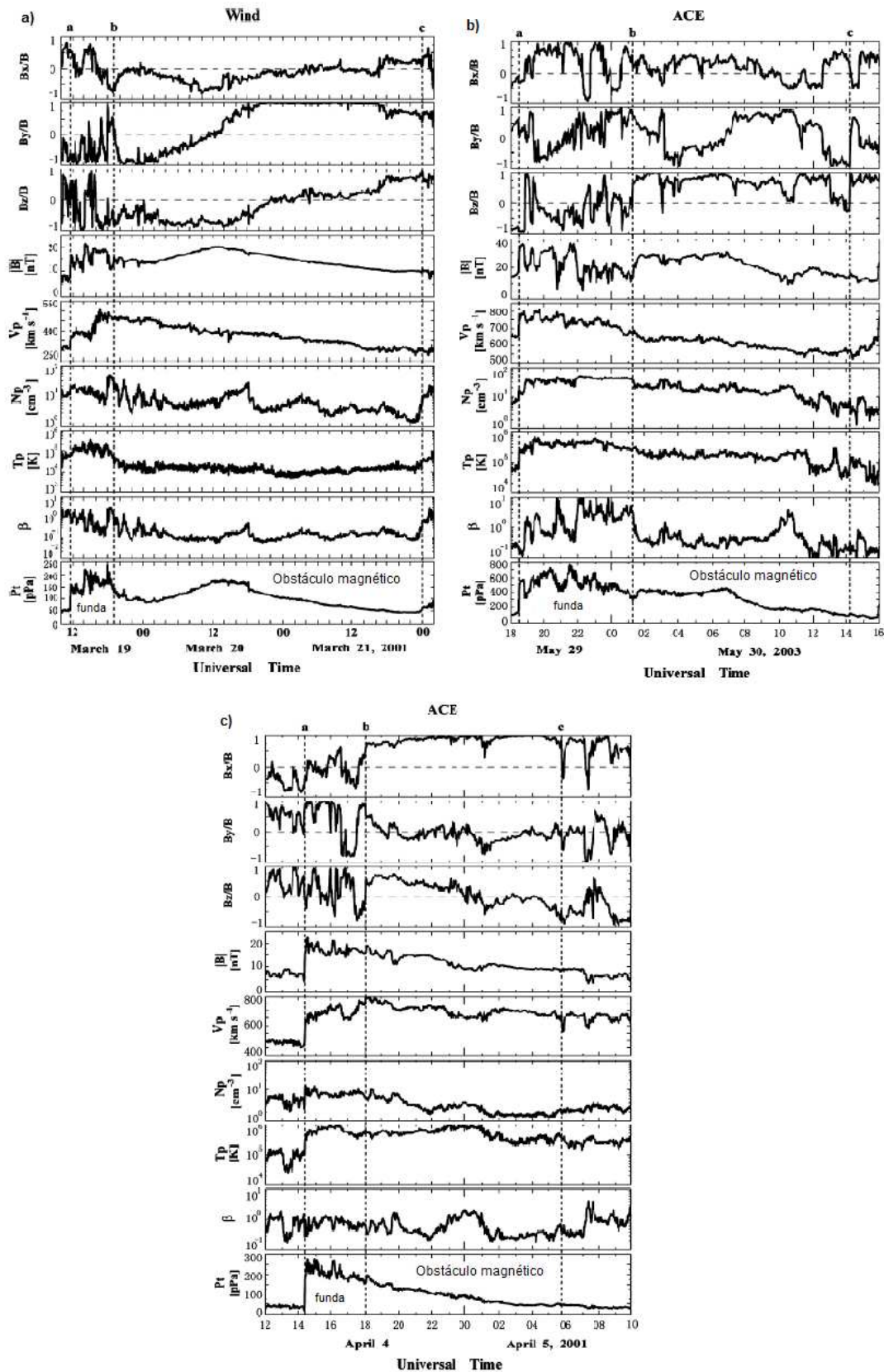


Figura 2.14: Ejemplo de los tres perfiles de presión total de las EMCIS. Las líneas punteadas a, b y c indican el inicio del choque, el fin de la funda y el final de la eyecta. Adaptada de Jian et al. (2006).

2.4. Artículo 2. Multi-spacecraft study of five ICMEs and their shock waves: Helios, IMP-8 and Voyagers observations

Romero-Hernandez E. and Gonzalez-Esparza J.A.
AIP Conference Proceedings 1539, **267**(2013); doi: 10.1063/1.4811039

RESUMEN. Estudiamos las características de cinco eyecciones de masa coronal interplanetarias (EMCIs) detectadas durante la fase ascendente del ciclo solar 21, empleando mediciones simultaneas de cinco naves: Helios 1, Helios 2, IMP-8, Voyager 1, y Voyager 2. El estudio cubre un intervalo de tiempo de cuatro meses (noviembre de 1977 a febrero de 1978). Estimamos diferentes parámetros de las EMCIs y sus ondas de choque: firmas de las nubes magnéticas, ancho radial de las EMCIs y la funda, velocidad del frente de EMCI, presión total perpendicular (Pt), y el número de Mach magnetosónico. En general, las velocidades del frente de la EMCI fueron lentas ($|V| \approx 457 \text{ km s}^{-1}$); pero cuatro de las cinco EMCIs fueron precedidas por ondas de choque. Comparando el ancho radial de las EMCIs registrado por las Voyager, encontramos una clara expansión más allá de 1.5 UA. Clasificamos los perfiles de Pt en tres grupos dependiendo de su firma dentro de la eyecta (G1, G2 y G3) [Russell *et al.*, 2005], y los correlacionamos con las firmas de las nubes magnéticas.

ABSTRACT. We studied the characteristics of five interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) detected during the ascending phase of the solar cycle 21, employing simultaneous measurements of five spacecraft: Helios 1, Helios 2, IMP-8, Voyager 1, and Voyager 2. The study covers a time interval of four months (November 1977 to February 1978). We estimated different parameters of the ICMEs and their shock waves: magnetic cloud (MC) signatures, ICME and sheath radial width, ICME front velocity, total perpendicular pressure (Pt), and magnetosonic Mach number (M). In general, the ICME front velocities were slow ($|V| \approx 457 \text{ km s}^{-1}$); but four out of the five ICMEs were preceded by shock waves. Comparing the ICME radial width registered by the Voyagers, we find a clear expansion beyond 1.5 AU. We classified the Pt profiles in three groups depending on its signature within the ejecta (G1, G2, and G3) [Russell *et al.*, 2005], and we correlated them with the MC signatures.

Introduction

The coronal mass ejections (CMEs) are large-scale structures expelled through the solar corona. When a CME is detected in situ in the interplanetary medium, it is called interplanetary coronal mass ejection (ICME). There is a subgroup of ICMEs that present clear signatures related with a helicoidal magnetic field structure named “flux rope” (enhancement of magnetic field, smooth rotations of magnetic field direction and low plasma-beta). These kinds of ICMEs are known as “magnetic clouds (MC)” [Burlaga *et al.*, 1981; Burlaga and Benhannon, 1982; Bothmer and Schwenn, 1998].

The present work is a multi-spacecraft study combining the observations of: Helios 1, Helios 2, IMP-8, Voyager 1 and Voyager 2, during the ascending phase of the solar cycle 21. We choose a time interval of four months, from November 1977 to March 1978. During this interval the set of five spacecraft was spread within a confined small heliospheric area ($0.4 < r < 2.4$ AU, angular separation $< 50^\circ$). In a previous paper [Gonzalez-Esparza, Romero-Hernandez and Riley, 2013], we discussed the properties of the corotating interaction regions (CIRs) in this interval. Now, the aim of this work is to study the evolution of five ICMEs detected by the five spacecraft to analyze some aspects of the heliocentric evolution of ICMEs and their shock waves. Figure 2.9 shows the trajectory of the five spacecraft from a reference system where the line Sun-Earth is fixed. This comprehensive ensemble of spacecraft, allow us a unique opportunity to perform a multi-spacecraft study of interplanetary disturbances during the ascending phase of the cycle.

ICMEs identification

We used solar wind plasma and magnetic field data of Helios 1 (H1) and 2 (H2), IMP-8, and Voyager 1 (V1) and 2 (V2) spacecraft. We obtained the data from the COHO Web site at the NSSDC [<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/cohoweb/cw.html>]. The data sets had different temporal resolutions, in the case of Helios 1 and 2 we found merged plasma and magnetic field data of 40 seconds averages; whereas for IMP-8 and Voyager missions we employed merged data of 1 minute averages.

The identification of ICME signatures in the in situ data is still “something of an art” [Gosling, 1990], because there are not unique criteria. In general, this identification depends on the data available, besides that the different signatures do not correlate

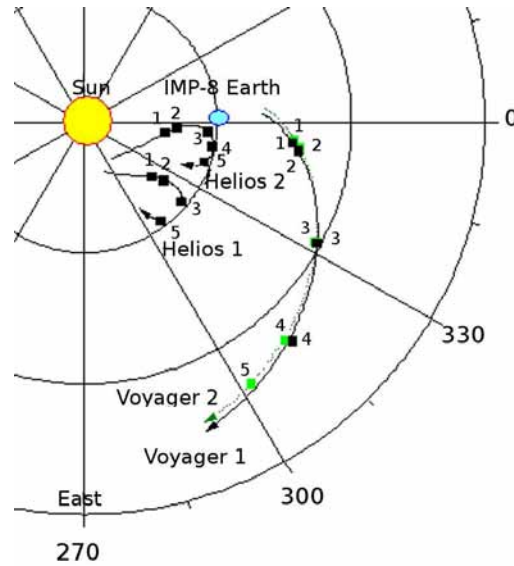


Figura 2.15: Trajectories of the five spacecraft from November 1977 to March 1978, in the reference system with the Sun-Earth line fixed. Black squares represent the ICME events in every spacecraft.

exactly in time, and their occurrence and duration changes in different events. We identified the ICMEs in the five spacecraft data sets based on the following signatures: (1) low proton temperature (T); (2) declining bulk velocity (V); (3) abnormally low β (< 1) (e.g., [Burlaga and Benhannon, 1982; Klein and Burlaga, 1982; Zurbuchen and Richardson, 2006]); and (4) the ratio of measured and expected proton temperature (T_p/T_{ex}) below 0.5 [Lopez and Freeman, 1986; Richardson y Cane, 1993; Richardson y Cane, 1995]. Observations of bidirectional supra thermal electrons (BDEs) were not available. We also looked for magnetic clouds (MC) within these ICME events. The signatures to characterized them as MCs were low density and temperature profiles, strong magnetic field, and smooth rotations of the magnetic field components [Bothmer and Schwenn, 1998; Demoulin, 2008]. Figure 2.15 shows the location of the spacecraft for the five ICMEs identified in this study.

We also analyzed the total pressure (Pt) profile of the ICMEs ($Pt = \frac{B}{2\mu_0} + \sum_j n_j k T_{perp,j}$, where j represents proton, electron and α particles). According to Russell et al. (2005) [Russell *et al.*, 2005], the ICMEs can be characterized by three different Pt profiles. Group 1 (G1) corresponds to ICME events where there is an Pt enhancement in the

middle of the ejecta, which can be interpreted as the spacecraft crossing near the ICME center; Group 3 (G3) are ICMEs with a rapid rise and then gradual decay in Pt , which can be interpreted as the spacecraft passing far away from the center; and Group 2 (G2) corresponding to ICMEs with intermediate Pt signatures [Jian *et al.*, 2006b].

Table 2.3 shows the five ICME events detected by the spacecraft. The table presents different properties: spacecraft position, shock time, magnetosonic Mach number (M), radial width of the sheath (Δ_{sheath}), initial and final time of the ICME, ICME radial width, ICME front velocity, difference of velocity between ICME front and ambient solar wind (ΔV), magnetic cloud (MC) signature, and the ICME Pt profile. To calculate the ICME radial width we employed a numeric integration: $\Delta_{ejecta} = \Sigma_j \Delta t * V_j$. The shock Mach numbers were calculated applying the Rankine-Hugoniot relations across the averaged upstream and downstream intervals (about 30 minutes) using the Space Physics Software of The University of California www-ssc.igpp.ucla.edu/ssc/software/xspace.html.

Event Analysis

According with the locations of the spacecraft (Figure 2.15) and the parameters shown in Table 2.3, now we make a description of the five events.

ICME 1 This event was detected only by four spacecraft (H2, IMP-8, V1 and V2), and the ICME front velocity was less than 400 km s^{-1} at the four spacecraft, showing about the same speed at the four locations. This is the event with the lowest front velocity. However, at least three out of the four spacecraft registered a shock wave (at V2 the shock could not be identified because there was a data gap). Although H2 was classified as G1 Pt profile, it did not present all the signatures of a MC (there was not T low). The ejecta radial width at V1 and V2 were smaller than at IMP-8, despite that the Voyagers were located at further heliocentric distances. Comparing H2 and V2 measurements we found an increment in the sheath radial width (the two spacecraft were almost radially alined).

ICME 2 This ICME was detected by the five spacecraft. The ICME front velocities were $\leq 462 \text{ km s}^{-1}$ at all locations. Like in the previous event, the front velocity did

Tabla 2.3: List of ICME events: spacecraft identification; earth-sun-spacecraft (ESS) angle; spacecraft heliocentric distance; shock time; magnetosonic Mach number (M); Radial width of the sheath (Δ_{sheath}); ejecta initial time; ejecta final time; Radial width of the ejecta (Δ_{ejecta}); average velocity of the ejecta; difference of velocity between ICME front and ambient solar wind (ΔV); type of event: magnetic cloud (MC) or no magnetic cloud (N/MC) ; total pressure (Pt) profile (G1, G2 or G3).

id.	ESS (°)	Rd (AU)	shock (d:mm:hr)	time	M	Ejecta					Type	Group
						Δ_{sheath} (AU)	Initial time (dd:mm:hh)	Final time (dd:mm:hh)	Δ_{ejecta} (UA)	$ V $ (km s ⁻¹)		
ICME 1												
H1	320	0.66	N/O									
H2	352	0.61	23:11:16	1.8	0.06	24:11:00	24:11:12	0.093	331±2	57±4	N/MC	G1
IMP	0	1.0	25:11:12	2.2	0.05	25:11:18*	26:11:12	0.14	347±4	60±8	*	G1
V1	354	1.57	27:11:22	1.2	0.09	28:11:10	28:11:23	0.11	343±2	56±4	N/MC	G2
V2	355	1.58	*	*	*	27:11:16*	28:11:03	0.11	370±2	60±4	N/MC	G2
ICME 2												
H1	323	0.74	01:12:05	1.3	0.06	01:12:11*	02:12:12	0.28	433±11	82±16	MC	G1
H2	350	0.7	01:12:01	2.6	0.03	01:12:04	02:12:04*	0.26	462±11	110±20	*	G1
IMP	0	1.0	02:12:02	*	*	*	*	*	*	*	*	*
V1	336	1.62	03:12:23	1.9	0.07	04:12:06	06:12:12*	0.31	438±5	94±8	N/MC	G2
V2	335	1.63	03:12:21	1.7	0.06	04:12:03	06:12:12*	0.35	456±2	65±4	N/MC	G2
ICME 3												
H1	320	0.95	03:01:08	2.8	0.17	03:01:16*	04:01:16	0.41	898±20	470±31	N/MC	G3
H2	355	0.93	03:01:14	1.6	*	04:01:08	05:01:16	0.42	709±22	325±29	MC	G2
IMP	0	1.0	03:01:20	1.7	*	04:01:06*	05:01:16*	0.45	718±23	345±30	*	*
V1	332	1.97	*	*	*	05:01:14*	07:01:21	0.49	514±7	116±15	MC	G3
V2	332	1.96	*	*	*	06:01:10*	08:01:00	0.47	551±16	143±9	*	G3
ICME 4												
H1	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
H2	349	0.98	N/O	N/O	N/O	06:02:17	08:02:02*	0.3	417±4	28±34	MC	G2
IMP	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
V1	313	2.29	N/O	N/O	N/O	08:02:20	10:02:19	0.54	446±3	11 ±8	MC	G2
V2	312	2.25	N/O	N/O	N/O	08:02:00	10:02:11	0.58	441±2	5 ±7	MC	G2
ICME 5												
H1	307	0.95	*	*	*	15:02:12	16:02:06	0.22	591±6	146±12	N/MC	G2
H2	341	0.95	15:02:02	2.1	0.11	15:02:10	16:02:03	0.20	552±5	212±27	MC	G1
IMP	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
V1	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*
V2	302	2.36	19:02:14	1.1	0.2	20:02:10*	21:02:23*	0.41	401±4	42±8	*	*

* data gap

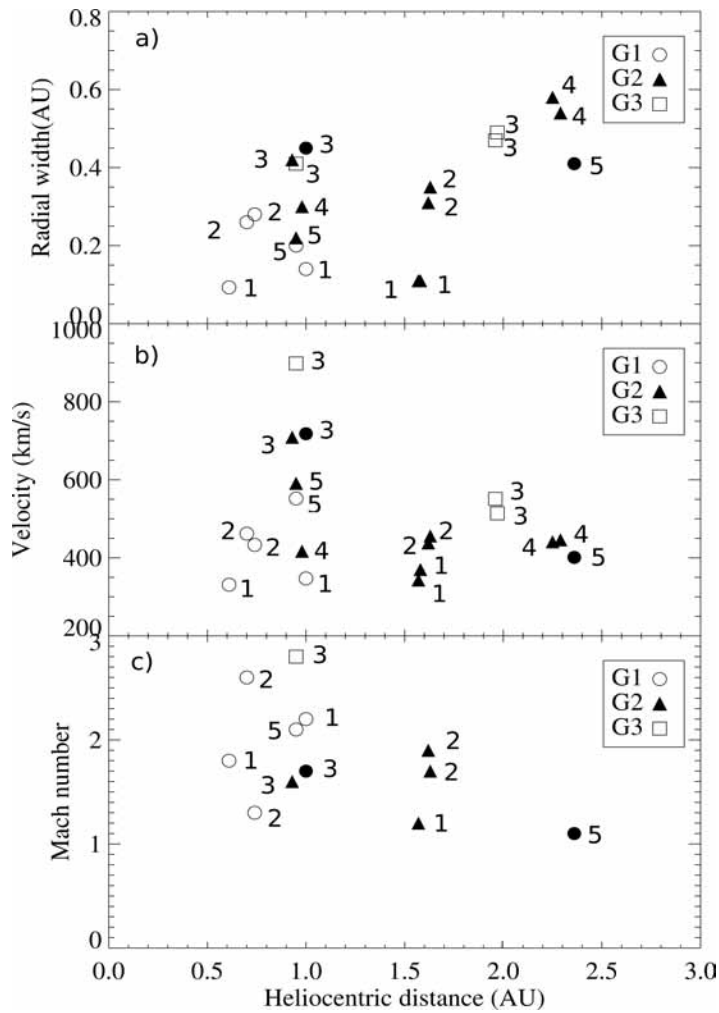


Figura 2.16: ICME radial width, ICME front velocity and shock Mach number versus heliocentric distance. The numbers correspond to the ICME event (Table 2.3), and the symbols to the Pt profile.

not change significantly with the heliocentric distance. All spacecraft registered a shock wave. In this case there is a longitudinal difference, at H2 the ICME front velocity was faster than at H1. This is consistent with the fact that H2 registered the shock wave at about 4 hours before than H1, despite that both spacecraft were about at the same radial distance. The sheath radial width was thinner at H2. We found MC signatures at H1, which *Pt* profile was identified as G1. There were data gaps at H2 and IMP-8 so we could not analyze their *Pt* profiles and MC signatures. At V1 and V2, we did

not find MC signatures and their Pt profiles were classified as G2.

ICME 3 This ICME was also detected by the five spacecraft. This is the fastest ICME event, where H1 registered the highest front velocity (898 km s^{-1}). We found a decline of the ICME front velocity with the heliocentric distance. At H1, H2 and IMP-8 there were signatures of a previous event in front of this ICME. At H2 the Pt profile was identified as G2, whereas at the other spacecraft it was G3.

ICME 4 This event was detected by H2, V1, and V2. This ICME was reported by Burlaga et al. (1982) [Burlaga and Benhannon, 1982] based on Voyagers observations. Bothmer and Schwenn (1998) [Bothmer and Schwenn, 1998] reported the same event detected by H2. In both papers, the ICME was identified as MC. The ICME front velocity was $< 500 \text{ km s}^{-1}$ and it did not show a heliocentric variation, but it remained almost constant from 0.98 to 2.29 AU. For this event, none of the spacecraft detected a shock wave. Comparing H2 and Voyager observations, we find a clear increment of the ICME radial width with the heliocentric distance.

ICME 5 This ICME was detected by H1, H2, and V2. The ICME front velocity was around 500 km s^{-1} . In this event there was a clear deceleration of the ICME front velocity with the heliocentric distance. There was a shock wave at H2 and V2, but there was a gap at H1 so we could not identify the shock. Comparing H2 and V2 observations we found an increment of the sheath radial width with the heliocentric distance.

Discussion

Figure 2.16 shows some characteristics of the ICMEs (radial width and front velocity) and their shocks (Mach number) versus heliocentric distance. The numbers identify the ICME event, and the symbols the Pt profiles (G1 circle, G2 triangle, G3 square, dots are gaps).

Figure 2.16a shows that, as expected, the ICME radial width tended to growth with the heliocentric distance. The ICMEs continue expanding beyond of 2 AU. Figure 2.16b shows the ICME front velocity versus heliocentric distance. As pointed out before, most

of the ICMEs did not present significant fast but moderate front speeds. The plot shows a large dispersion around 1 AU, but at further heliocentric distances, there is a clear tendency to converge around the ambient solar wind speed ($\sim 400 \text{ km s}^{-1}$). In the case of ICMEs 3 and 5, there was a clear deceleration with the heliocentric distance.

Four out of the five ICME events presented forward shocks. Figure 2.16c shows their Mach numbers versus heliocentric distance. Most of shocks were weak, with Mach numbers lesser than 2. Similar to the upper plots, there is a significant dispersion around 1 AU, but at further heliocentric distances we find a clear tendency where the Mach numbers diminishes tending towards 1. This indicates that the forward shock weakness as propagates at further heliocentric distances. Although that in general the most intense shock waves were associated with Pt profiles G1 and G2, the strongest shock was classify as G3.

For ICMEs 1 and 2, the spacecraft had angular separations lesser than 15° . For these two ICMEs, we found a clear increment of the sheath radial width with heliocentric distance (Table 2.3).

According with the interpretation of the Pt profiles [Russell *et al.*, 2005], we would expect that those ICMEs with G1 or G2 profiles would be more likely to present MC signatures. In our study, 14 in situ measurements of ICMEs had Pt profiles G1 and G2 but only six out of them presented MC signatures. In total, we identified seven in situ measurements of MCs, and one of them was classified with a G3 profile.

Note that in three out of four ICMEs observed by Voyagers 1 and 2, the Pt profiles were classified as G2, and the only event that presented MC signatures was associated with a G3 profile. This could indicate a heliocentric evolution of the total pressure inside the ejecta, so, contrary to what occurs at 1 AU, the Pt profiles does not work to larger heliocentric distances where the ICME evolves and expands.

Summary and conclusions

We studied the physical properties of five ICMEs combining simultaneous observations of five spacecraft during the ascending phase of solar cycle 21. The study interval presents a unique opportunity to perform multi-spacecraft studies in this particular phase of the cycle. The comprehensive analysis of the five events would be useful

for further studies. Although the ICME and shock parameters present a significant dispersion around 1 AU, the data points located at further heliocentric distances reveal a clear evolution according to our expectations. Fast ICME fronts decelerate, whereas ICME fronts propagating with speeds similar to the ambient wind remain with about the same speed. The ICME radial widths continue expanding beyond 1 AU. The radial width of the plasma sheath grows with the heliocentric distance, indicating that the forward shock separates from its driver. The shock waves had small Mach numbers (< 2) and showed a clear tendency to become weaker beyond 1 AU. The classification of total pressure profiles might not be useful beyond 1 AU, since the ejecta expansion and evolution would tend to smooth profiles and the three groups would tend to have similar signatures.

Capítulo 3

Análisis de observaciones de centelleo interplanetario

El MEXART es un radiotelescopio dedicado al monitoreo de radiofuentes astronómicas para estudios de viento solar empleando la técnica de CIP. El análisis que se presenta en este capítulo comprende el estudio de perturbaciones en el viento solar mediante las observaciones del MEXART. En el capítulo anterior se estudiaron las perturbaciones en el viento solar usando observaciones in-situ, de donde se entiende la importancia de realizar estudios de las perturbaciones en el viento solar empleando observaciones simultáneas en múltiples puntos. En este capítulo se analizan las observaciones de CIP, como una técnica de percepción remota a partir de la cual es posible obtener mediciones en la heliosfera interna y derivar parámetros físicos para estudiar las propiedades del viento solar y las perturbaciones en él.

El capítulo comprende una breve revisión de las características operacionales del radiotelescopio, y la metodología para la adquisición y análisis de las observaciones empleadas. Como se explica más adelante, en el análisis se consideran únicamente las observaciones de las radiofuentes 3C48 y 3C147 en dos periodos: enero a junio de 2013, y enero a julio de 2014. Para el análisis espectral de las observaciones se siguieron dos metodologías basadas en la transformada de Fourier (TF) y la transformada de Wavelets (TW). La obtención del espectro de potencias, usando la TF, y la estimación de la velocidad del viento solar, se hizo usando una modificación de la metodología para una sola estación de Manoharan *et al.*, 1990. A partir de la TW se propone una nueva

metodología para calcular el índice de centelleo y el espectro de potencias que, tal como se discute en la sección referente, simplifica el análisis de las observaciones. Aunado con la descripción de esta metodología, hacia el final del capítulo se anexa un artículo de investigación referente al análisis de las observaciones de CIP usando wavelet, en donde se describen los alcances de la técnica. En este artículo trabajé como coautora colaborando en la programación en IDL del método para aislar interferencias en los datos incorporada al código de wavelets, y en el cálculo del índice de CIP usando Fourier para la comparación entre ambas técnicas. La parte final del capítulo es un artículo de investigación que resume el estudio de perturbaciones en el viento solar identificadas durante el 2013 y 2014, mismas que fueron asociadas con el paso de EMCIs.

3.1. El radiotelescopio MEXART

El radiotelescopio MEXART está ubicado en Coeneo, Michoacán, a una latitud de $19^{\circ} 48'$ Norte, y a una longitud de $101^{\circ} 41'$ oeste. Consta de un arreglo de 4096 antenas tipo dipolo de onda completa, dispuestas en 64 líneas de 64 antenas orientadas en la dirección este-oeste (ver Figura 3.1). El arreglo tiene una longitud de 140 m en la dirección este-oeste y 80 m en la dirección norte-sur, y cubre un área total de $11200 m^2$. MEXART opera a una frecuencia de 139.65 MHz con una longitud de onda $\lambda = 2.14 m$ [Gonzalez-Esparza *et al.*, 2004].

MEXART es un radiotelescopio de tránsito, que emplea la rotación solar para barrer el plano del cielo en la dirección este-oeste. En la dirección norte-sur, MEXART cuenta con un dispositivo electrónico de direccionamiento conocido como matriz de Butler (MB), que le permite observar a diferentes declinaciones del plano del cielo.

La antena del radiotelescopio está conformada por 4096 dipolos que son los encargados de captar las ondas de radio (o señal) de cada una de las fuentes que atraviesan por el cenit del instrumento. A un cuarto de longitud de onda por debajo de esta capa de dipolos se encuentra una pantalla reflectora que ayuda a que las ondas que no son captadas por los dipolos sean reflejadas hacia la superficie, para aumentar la captación de radiación, y para que ondas ajenas generadas a nivel del suelo sean dispersadas y no alcancen los dipolos. La Figura 3.1 muestra la configuración electrónica del radiotelescopio. Como se puede apreciar en este esquema, cada línea de 64 dipolos se divide en 4 secciones de 16 dipolos, cada una de las cuales es conectada a una línea paralela de transmisión a través del balun que es un acoplador de impedancias que ayuda a

la señal a pasar sin pérdidas. Como la señal captada por cada una de las secciones contiene un amplio rango de frecuencias, entonces es necesario filtrarla (para quitar la contaminación por frecuencias ajenas) y dejar sólo las frecuencias cercanas a 140 MHz. Para ello se emplea un filtro pasa altas con una frecuencia de corte de 67 MHz. Después de este filtro la señal es amplificada. Una vez amplificadas, las señales de cada sección son sumadas línea por línea vectorialmente por un combinador de potencia 2:1, lo que da como resultado dos secciones adjuntas de 32 dipolos. Al final de cada línea, la señal pasa por dos fases de amplificación y combinación 2:1 antes de llegar al filtro pasabandas de 15 MHz centrado en la frecuencia de operación del MEXART. Todas las líneas son sumadas en el cuarto de control usando la MB, la cual tiene salida al receptor que es quien se encarga de interpretar la señal y enviar una lectura a las computadoras que están adquiriendo y almacenando los datos. El receptor del instrumento tiene un tiempo de integración de 47 ms, y la frecuencia de muestreo es de 50 datos por segundo [Carrillo-Vargas (2007); Villanueva-Hernandez (2009); Mejia-Ambriz (2012)].

Debido a que el arreglo de antenas está fijo, no es posible direccionar mecánicamente el haz del radiotelescopio para apuntar hacia una declinación específica. Por esta razón se construyó un dispositivo electrónico capaz de desplegar diferentes haces en la dirección norte-sur, conocido como MB. Ésta despliega 16 haces que apuntan a distintas declinaciones con un ancho angular este-oeste de aproximadamente 1° , esto se logra mediante una serie de desfases en la señal de las líneas de transmisión. Los haces que despliega la MB han sido etiquetados de acuerdo a su simetría en dos conjuntos de 8 haces cada uno (N1,N2,N3,N4,N5,N6,N7,N8 y S1,S2,S3,S4,S4,S5,S6,S7,S8) con declinaciones de 4° , 11° , 18° , 26° , 34° , 43° , 53° , 68° , -4° , -11° , -18° , -26° , -34° , -43° , -53° y -68° , respectivamente, a partir del cenit del MEXART que se ubica a una declinación de aproximadamente 20° . Sin embargo, varios análisis hechos con observaciones del instrumento han concluido que la dirección de los haces que despliega la MB no corresponde con la dirección prevista por el patrón de radiación teórico, teniendo que diferentes haces pueden monitorear fuentes similares apesar de que éstas se encuentran a declinaciones distintas. No obstante, es posible identificar radiofuentes haciendo una descripción cualitativa del patrón de radiación (ver Apéndice B). La metodología seguida para la identificación de las fuentes se explica en la siguiente sección.

En un día común de observación, MEXART guarda el registro del flujo de radiación integrado a 140 MHz correspondiente a alguno de los 16 haces generados por la MB. La Figura 3.2 muestra el registro de una observación hecha el 15 de diciembre de 2013. La gráfica muestra los tránsitos de radiofuentes intensas, tales como: 3C348 (Hércules A), 3C144 (Nebulosa del cangrejo), Fornax A, 3C163, 3C218 (Hydra A), Sagitario A y

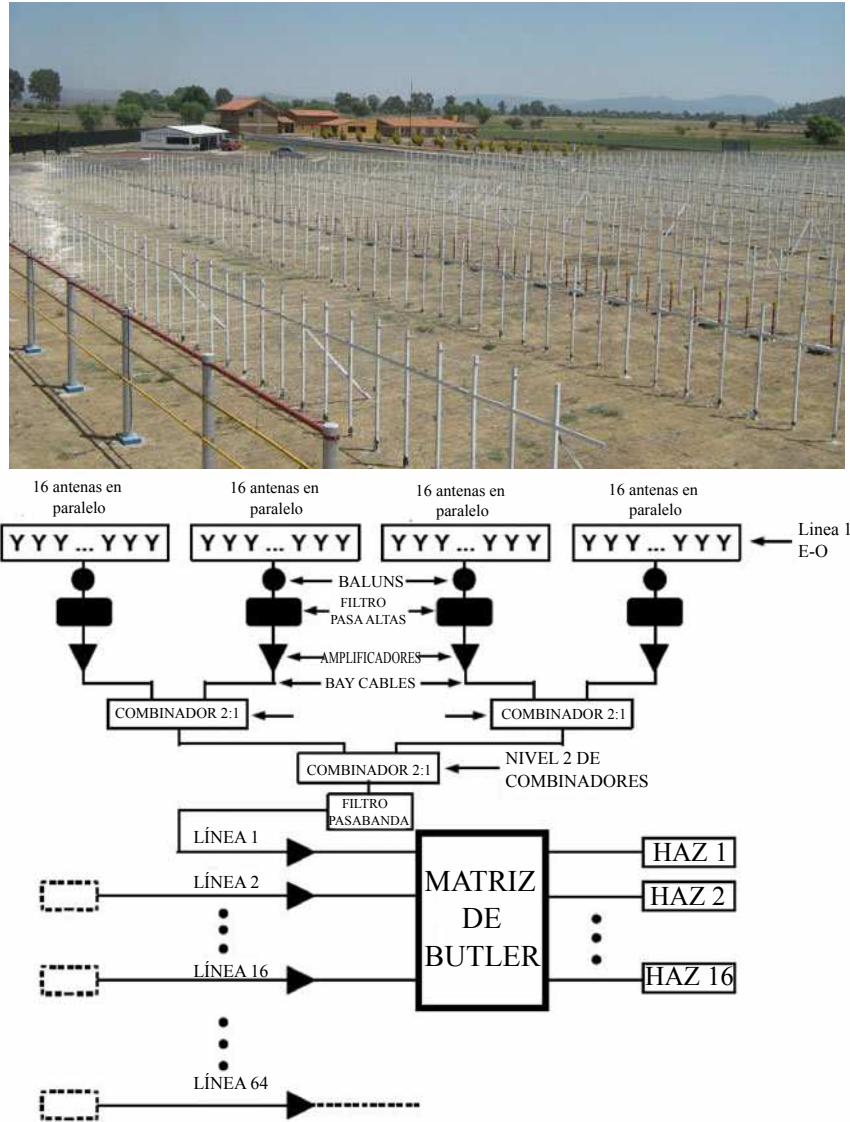


Figura 3.1: La imagen superior corresponde a la fotografía del radiotelescopio, en donde cada una de las líneas horizontales corresponde a los arreglos de 64 dipolos con orientación este-oeste. La figura inferior muestra el bosquejo de la configuración del MEXART. Las líneas de 64 dipolos son divididas en 4 secciones de 16 dipolos, antes de llegar a la matriz de Butler la señal pasa por 2 etapas de filtraje, amplificación y combinación. Adaptado de: [Mejia-Ambriz *et al.*, 2010]

el Sol.

Muchos de los periodos de observación del MEXART se han realizado con 1/4 del arreglo: noviembre 2007, mayo-junio 2008, noviembre-diciembre 2008, febrero 2009, junio a diciembre 2009, de febrero a abril 2010 y durante la primera mitad del 2012. Con la 1/2 del arreglo se hicieron observaciones continuas durante: noviembre de 2010 a julio de 2011, diciembre de 2012 a junio de 2013, y desde diciembre de 2013 hasta la fecha de escritura de la tesis. Tal como se menciona en la sección referente a antenas del Apéndice A y como se discutirá en la siguiente sección, el área del radiotelescopio está relacionada directamente con su sensibilidad, y por ende, con el número de fuentes que puede captar (a mayor área mayor número de fuentes); por lo cual, las observaciones para ciertos periodos han estado limitadas por el cambio de la configuración del instrumento.

Antes de 2014, los cambios de haz para las observaciones se hacían manualmente. A partir de diciembre de 2013 se implementó un switch electrónico que se encarga de hacer el cambio de haces; éste switch es controlado por un programa en ‘C’, en el cual se indican los días, las horas y los haces que tiene que cambiar. Esto ha simplificado en gran medida el monitoreo de las fuentes, ya que ahora sólo se requiere hacer las bitácoras mensuales de las radiofuentes que se van monitorear y programarlas.

3.1.1. Identificación de radiofuentes

Existen varios catálogos hechos a diferentes frecuencias de observación (cerca de la del MEXART) en donde se reporta una lista completa de radiofuentes: tercer catálogo de Cambridge a 159 MHz, Catálogo del observatorio de Culgoora a 160 MHz, Catálogo del Ooty Radio Telescope (ORT) a 327 MHz, Catálogo del Solar Terrestrial Environment Laboratory (STEL) a 327 MHz. La información referente al flujo y catálogo en el que se reportan las radiofuentes puede ser consultada en línea: www.mexart.unam.mx, ned.ipac.caltech.edu. Estos catálogos sirven como guía para la identificación de las radiofuentes, ya que ahí están bien caracterizadas la ascensión recta [A.R.], declinación y flujo de éstas.

Para saber que tan intensa es una radiofuente captada por el radiotelescopio con respecto al ruido de fondo del instrumento (*rms off source*) se calcula la “razón señal a ruido” (RSR):

$$RSR = \frac{A}{\langle \sigma \rangle_{off}}, \quad (3.1)$$

donde A es la amplitud de la señal sobre el ruido de fondo (cielo frío), y $\langle \sigma \rangle_{off}$ es el promedio de la desviación estándar de las fluctuaciones del ruido de fondo y del instrumento (*rms off source*). La Figura 3.3 muestra un esquema en donde se ejemplifica cómo se toman los valores de estos parámetros directamente sobre el tránsito de una radiofuente.

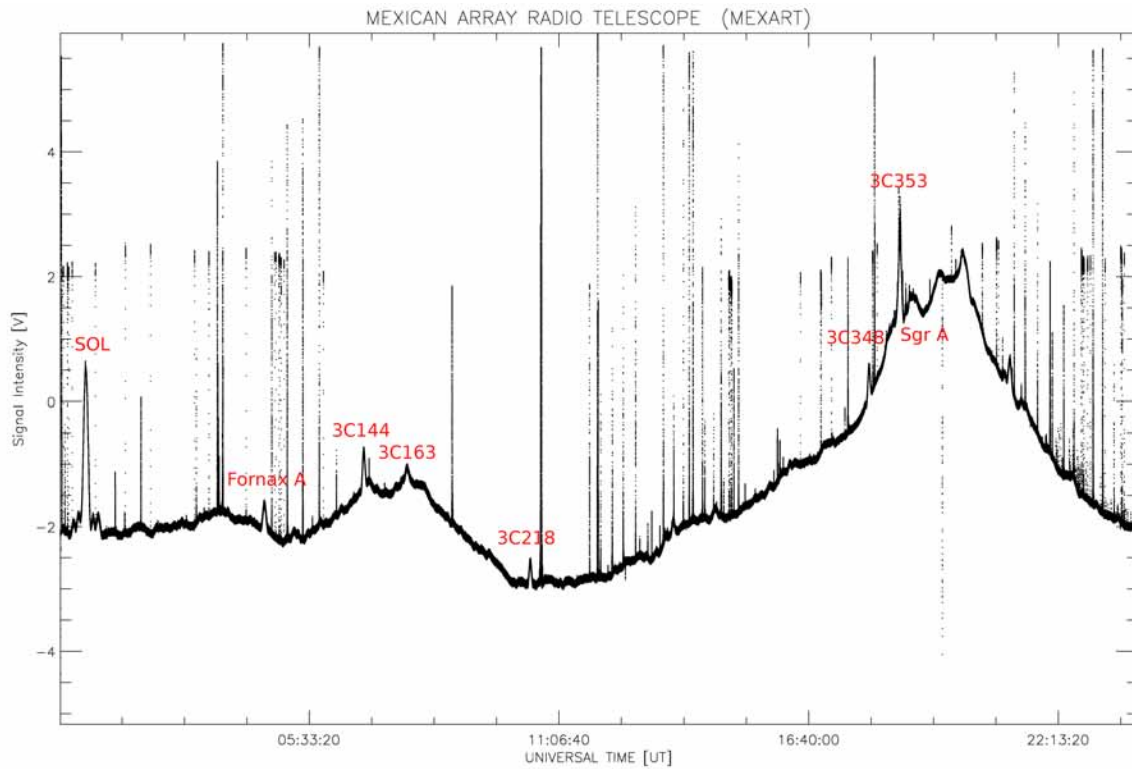


Figura 3.2: Tránsito de las radiofuentes captadas por MEXART durante un día completo de observación, correspondiente al 15 de diciembre de 2013. En color rojo se resaltan los nombres de las radiofuentes más intensas en el registro.

Para obtener la lista de radiofuentes detectadas por el MEXART se sigue la siguiente metodología [Mejia-Ambriz (2012)]:

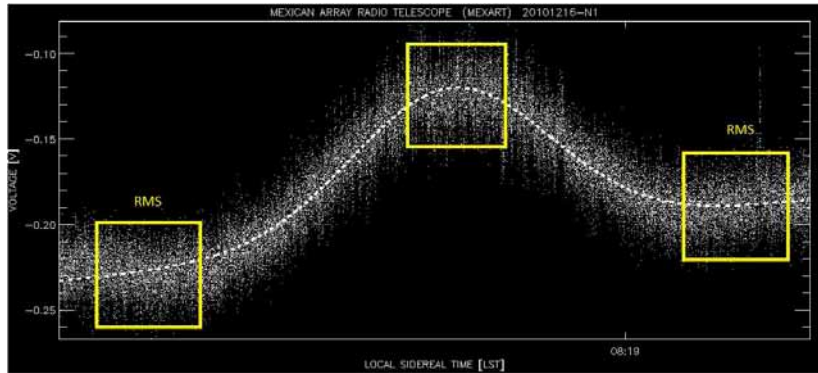


Figura 3.3: Tránsito de la radiofuente 3C298. Esta figura ilustra cómo se mide la amplitud de la radiofuente y la desviación estándar o *rms* de la señal (recuadros amarillos), a partir de los que se determina la razón señal a ruido (RSR). El máximo de la gaussiana corresponde al *rms on source* y los pies al *rms off source*.

1. Se identifica una radiofuente en un registro de 24 horas del MEXART, esto es, una forma gaussiana en la señal recibida por el receptor con un tiempo de tránsito de ≈ 4 minutos.
2. Se calcula la RSR de cada uno de los registros. Esto se repite para al menos 3 registros, y se toma el promedio de la RSR, como el valor asociado a la radiofuente. En la lista de radiofuentes sólo se consideraron las que tienen una $RSR > 3 \langle \sigma \rangle_{off}$.
3. Una vez que se han seleccionado las radiofuentes, se calcula el tiempo en que la señal gaussiana toma su valor máximo para conocer la ascensión rectan (A.R.) a la que se le da un margen de error de $1'$.
4. Se buscan en diferentes catálogos las radiofuentes con A.R. similares. En este caso se usaron los catálogos de Cambridge (a 159 MHz) y Culgoora (a 160 MHz), debido a que su frecuencia de observación es similar a la del MEXART. Ésta búsqueda se hizo usando el buscador de radiofuentes del MEXART¹, el cual es un compendio de varios catálogos tales como el de Cambridge (3C, 4C) y Culgoora. El buscador despliega todas las fuentes que se encuentran a esa ascensión recta (AR). Para determinar cuál es la fuente observada es necesario discriminar entre las diferentes declinaciones de las radiofuentes desplegadas, esto se hace usando el patrón de radiación del radiotelescopio (ver Apéndice B). Conociendo

¹<http://www.mexart.unam.mx>

el haz de la MB con el que se hizo la observación es posible saber hacia qué declinaciones estaba apuntando el instrumento, y determinar cuales son cada una de las radiofuentes.

5. Si después del paso anterior aún hay dos o más radiofuentes con la misma ascensión y declinación, se selecciona la radiofuente más intensa que sobrepase los 10 Jy, esto de acuerdo con la sensibilidad del radiotelescopio.

La Tabla 3.1 muestra el catálogo completo de radiofuentes construido con las observaciones de 2013 y 2014. La primer columna corresponde al nombre de la radiofuente, la segunda y tercera columna corresponden a la ascensión recta (A.R.) y declinación, en la cuarta columna se reporta el tipo de radiofuente (QSO = cuásar, G=galaxia, Gpair=pares de galaxias, RadioS=fuente de radio, SNR=remanente de supernova), la quinta columna es el flujo captado a 159 MHz y 160 MHz. La sexta y la séptima columna corresponden a la RSR de las fuentes calculada para 2013 y 2014, respectivamente.

El proceso de identificación de las radiofuentes se ha simplificado gracias a la construcción de un programa que emplea una serie de subrutinas en IDL llamado “MEXART-bib”. MEXART-bib es una biblioteca de programas que permiten la manipulación de los datos en un ambiente gráfico [Aguilar-Rodriguez y Villanueva-Hernandez (2009)]. El programa calcula el *rms off source* (ruido de fondo), *rms on source* (en el máximo de la fuente), la amplitud, etc.

La fuente más intensa de radio que capta MEXART es el Sol. Este, dependiendo del haz de observación que se emplee puede variar su amplitud, aunque su forma y ancho temporal también pueden ser un reflejo de su actividad. En periodos quietos, el tránsito del Sol puede identificarse como una gaussiana con dos pequeños lóbulos laterales cuyo tránsito dura más que el de una fuente convencional (~ 8 minutos). En periodos de actividad solar, cuando hay fulguraciones, el tránsito del Sol se distorsiona teniendo múltiples lóbulos con ruido aleatorio porque el flujo en radio aumenta y es variable.

Con relación a las observaciones, cuando las fuentes están a elongaciones muy pequeñas, esto es muy cerca del Sol, no es posible identificar su tránsito en el registro de las observaciones. Además, cuando el Sol está activo, la distorsión de su tránsito afecta la identificación de varias radiofuentes aledañas. Es por ello que el registro de las radiofuentes no es del todo completo. La Figura 3.4 muestra dos tránsitos del Sol, uno del día 2 de mayo de 2013 en donde no se observó actividad solar significativa (a), y otro del día 23 de mayo de 2013 en donde el tránsito aparece con muchos lóbulos

Tabla 3.1: Catálogo de radiofuentes captadas por el radiotelescopio MEXART durante 2013 y 2014, empleando la mitad del arreglo total.

Fuente	AR	Declinación	Tipo	Flujo 159/160 MHz	RSR 2013	RSR 2014
3C009*	00:20:25	15d40'55"	QSO	15.5 / 20	1.9	4.1
3C010 (Nova Tycho)	00:25:25	64d08'36"	SNR	110 /	-	3.8
3C015+3C17*	00:37:04	-1d09'08"	G	21.5 / 31	3.5	3.6
3C018	00:40:50	10d03'23"	G	16.5 / 23	4.8	4.6
3C027	00:55:55	68d29'14"	G	22 /	6	3.8
3C033*	01:08:53	13d20'14"	G	58 / 72	3.6	7.3
3C040*	01:26:00	-1d20'34"	Gpair	26 /	4.7	5.5
3C043*	01:30:00	23d33'18"	QSO	16.5 / 15.2	3.4	3
3C048*	01:37:41	33d09'35"	QSO	50 / 68	6.7	5.5
3C066	02:23:25	43d00'48"	RadioS	28 /	5	5.7
3C075*	02:57:06	06d17'02"	Gpair	38 / 27.5	3	4.2
3C079				34/36	-	3.1
MEX0302	03:02:00	-			3.8	
3C084*	03:19:48	41d30'42"	G	50 /	8.9	6.3
0320-373 (Fornax A)*	03:22:41	G	259 /	-	6.8	
3C089*	03:34:15	-1d10'56"	G	19.5 / 26	-	2
3C094*	03:51:29	-14d29'21"	QSO	15.5 / 21.3	5.6	4.1
3C095	03:52:30	-7d11'02"	QSO	/ 24.8	3.8	5
3C098*	03:58:54	10d26'13"	G	41 / 49	6.9	6.1
3C103*	04:08:03	43d00'24"	G	29 /	-	3.9
3C107*	04:12:23	-00d59'32"	G	11.5 / 13.3	2.7	3.5
3C109*	04:13:41	11d22'34"	G	19.5 / 25.5	-	3
3C111*	04:18:26	37d57'16"	G	60 /	9.7	5.9
3C123	04:37:04	29d40'14"	G	204 / 247	19.7	21.1
3C132*	04:56:43	22d47'48"	G	16.5 / 14	3	3.5
3C134*	05:04:42	38d06'11"	G	85 /	10.5	7.8
0518-458 (Pictor A)*	05:19:49	G	/ 452	-	8	
3C138*	05:21:10	16d38'22"	QSO	19.5 / 23	-	5.7
3C144* (Nebulosa del Cangrejo)	05:34:30	22d01'00"	SNR	1500 / 1256	103.8	97.4
3C147*	05:42:36	49d51'07"	63 /	QSO	-	3.5
3C152*	06:04:28	20d21'22"	RadioS	12.5 / 16.3	-	2.6
3C157	06:16:37	22d31'54"	SNR	270 /	19.6	24.8
3C161*	06:27:10	-5d53'05"	RadioS	78 / 75	5	4.9
3C163 (Nebulosa Rosette)	06:31:58	05d09'46"	SNR	450/	9.4	8.2
3C180*	7:27:04	-2d04'42"	G	15 /	5.6	2.6
3C191*	08:04:48	10d15'24"	QSO	11/17	5.3	3
3C192*	08:05:38	24d07'23"	G	17/26.5	7.3	3.6
3C196*	08:13:36	48d13'03"	QSO	66/	7	4.2
0819-300	08:21:24	-30d10'50"	G	/16	4.3	3
3C198	08:22:37	05d59'21"	G	16/12	6.1	7.4
3C208*	08:53:12	13d55'37"	QSO	24.5/21	-	3.4
3C216*	09:09:39	42d54'47"	QSO	23.5/	-	2.3
3C218 (Hydra A)	09:18:05	-12d05'44"	G	210/243	19.8	28
3C219*	09:21:08	45d38'57"	G	42/	-	2.3
3C225*	09:42:19	13d50'17"	RadioS	19.5/24	-	3.1
3C226*	09:44:21	09d51'12"	G	11/18.5	-	5.2

continúa en la página siguiente

CAPÍTULO 3. ANÁLISIS DE OBSERVACIONES DE CENTELLEO
INTERPLANETARIO

96

Fuente	AR	Declinación	Tipo	Flujo 159/160 MHz	RSR 2013	RSR 2014
3C227*	09:47:46	07d25'07"	G	50/45	4.4	7.8
3C230*	09:51:58	-00d01'27"	G	31/23.5	3.7	4.9
3C237*	10:08:00	07d30'16"	G	21.5/29	6.1	7
3C241					4.1	-
3C245*	10:42:54	12d06'16"	QSO	12 /		2.5
3C249*	11:02:10	-01d16'17"	QSO	14.5 /	3.7	5.7
3C250	11:08:53	24d58'45"	G	14 /	4.9	3.3
MEX1142	11:42:00	-	RadioS	-	7.4	
3C265	11:45:31	31d29'20"	G	30/	3.1	8.1
MEX1153	11:53:00	-	RadioS	-	5	
3C270	12:19:23	5d49'31"	G	20 / 56.1	-	6.8
3C273*	12:29:06	2d03'09"	QSO	79 / 102	20.3	25
3C274 (Virgo A)	12:30:49	12d23'28"	G	1100 / 566	94	80
3C275	12:42:24	-4d55'26"	G	18 /	-	3.4
3C278*	12:54:37	-12d41'15"	Gpair	42 / 32	3.8	-
3C283*	13:11:40	-22d17'04"	G	36 / 49	3.5	4.1
1322-427 (Centauro A)	13:25:27	-43d01'09"	G	/1104	7.6	36
3C286*	13:31:08	30d24'34"	QSO	30 / 26.5	-	5.7
3C295	14:11:19	52d11'56"	G	74 /	3	4.9
3C298*	14:19:08	6d28'35"	QSO	61 / 63	3	8.7
3C310*	15:04:57	26d00'57"	G	72 / 74	8.8	6.6
3C313*	15:10:17	7d57'40"	G	21 / 29	5	4
3C317*	15:16:44	7d00'01"	G	55 / 66	6	6.5
3C327*	16:02:33	1d56'44"	G	34 / 59.5	-	5
3C338	16:28:37	39d31'28"	G	49 /	5.5	-
3C348 (Hércules A)*	16:51:08	4d59'33"	G	300 / 378	33.2	31
3C353	17:20:28	-0d58'47"	G	180 / 276	11.3	15.1
Sagitario A	17:45:40	-29d00'28"	PofG	663 /	18.8	169.6
3C368	18:05:03	10d57'17"	G	13.5 /	-	7.9
3C392	18:56:10	1d18'58"	G	680 / 372	18.9	21.6
3C400	19:22:58	14d11'50"	RadioS	25 /	9.4	31.3
3C405 (Cisne A)	19:59:28	40d15'37"	Gpair	8600 /	275.8	309
3C407	20:08:23	-4d17'12"	Gpair	11.5 /		24
3C409*	20:14:26	23d35'11"	RadioS	102 / 99		10
3CR410.1	20:21:23	40d15'37"	RadioS	410 /	25	31
3C424	20:48:11	7d01'07"	G	16 /	6.7	6
3C433	21:23:44	25d00'55"	Gpair	62 / 64	10.8	8
3C438*	21:55:52	38d00'30"	G	43 /	6.7	6
3C444	22:14:25	-17d01'36"	G	49 / 79	5.8	
3C445	22:23:50	-2d06'13"	G	20.5 / 34		5.5
3C452*	22:45:48	39d41'16"	G	50 /	6.6	6
3C461 (Casiopea A)	23:23:28	58d48'42"	SNR	1300 /	230.7	245

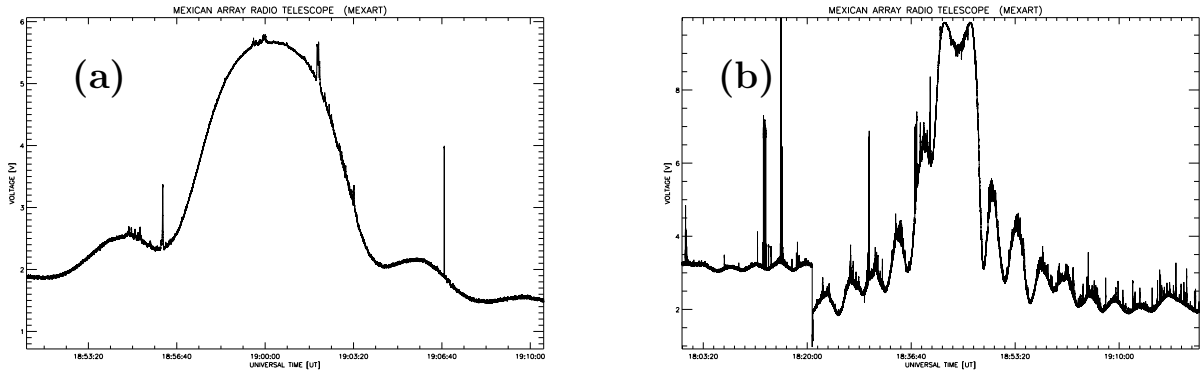


Figura 3.4: Tránsito del Sol durante un día de actividad mínima (a) (2 de mayo de 2013) y actividad intensa (b) (23 de mayo de 2013). Como se puede observar en la gráfica del lado derecho, durante el registro de fulguraciones, el flujo en radio del Sol se intensifica extendiéndose con múltiples lóbulos secundarios.

secundarios distorcionados indicando actividad intensa.

3.2. Monitoreo de radiofuentes de CIP

De las fuentes listadas en la Tabla 3.1, se extraen las que aparecen en los catálogos de ORT [Manoharan, comunicación privada], STEL [Tokumaru, comunicación privada] y Cambridge [Hewish, Scott y Wills, 1964], para obtener una lista de las fuentes empleadas para estudios de CIP. En la Tabla 3.1 se ha indicado con un asterisco las fuentes de CIP captadas durante 2013 y 2014 (columnas 6 y 7, respectivamente) usando la mitad del arreglo. Debido al cambio en la configuración del radiotelescopio, durante los cuatro años anteriores se han construido cuatro catálogos de radiofuentes, tres de estos fueron hechos empleando observaciones con 1/2 del arreglo, únicamente para el 2012 se emplearon observaciones con 1/4 del arreglo. En el Apéndice B, la Tabla B.3 muestra la lista de fuentes de CIP identificadas en las observaciones de 2011. Las columnas 1-4 siguen el mismo formato que la Tabla 3.1, en la quinta columna se indica en que catálogo se reporta la radiofuente, STEL (S), Ooty (O) o Cambridge (C).

3.2.1. Bitácora de observaciones

Desde enero de 2013, se empezó a seguir una bitácora mensual de observaciones con el fin de monitorear las mejores fuentes de CIP con las que se pudieran detectar perturbaciones en el viento solar. Éstas bitácoras contienen el nombre de la fuente, la A.R., el haz con el que se va a hacer la observación, y la hora a la que se tiene que hacer el cambio de haz cada día. Las fuentes contenidas en las bitácoras son aquellas que están en su mejor periodo de observación para registrar CIP, esto es, fuentes ubicadas en elongaciones menores de 90° . La Tabla 3.2 muestra un grupo representativo de fuentes de CIP con su respectiva A.R. y declinación, así como su mejor periodo de observación.

Cabe mencionar que las bitácoras de observación van acompañadas de “mapas de radiofuentes de CIP”, en los que se puede apreciar la distribución de las radiofuentes para saber a que latitudes y distancias se encuentran, en el siguiente apartado se describe la construcción de estos mapas. Además, diariamente se tuvo un seguimiento de los reportes de clima espacial, regiones activas, las alertas de fulguraciones y posibles EMCs. De esta manera, se puso un mayor énfasis en la observación de aquellas radiofuentes a latitudes cercanas a alguna región activa donde se pudiera generar una EMC.

3.2.2. Mapas de radiofuentes de CIP

Los mapas de radiofuentes de CIP son proyecciones bidimensionales de la posición de las radiofuentes sobre el plano perpendicular a la línea Sol-Tierra (plano del cielo). Están basados en el tipo de proyección *fish-eye*, bajo la cual una porción de la superficie de una esfera es proyectada sobre un plano; de esta manera, en un mapa de CIP la distancia del origen a la radiofuente (o punto “P” asociado) es proporcional a su elongación [ips.ucsd.edu/intro/intro_gen.html#toc_skymap]. En este caso, como una simplificación, los mapas de CIP que se usan son gráficas polares de las coordenadas bidimensionales de la radiofuente: elongación y ángulo latitudinal del punto “P”.

Estos mapas bidimensionales son una herramienta auxiliar para saber a que distancia y latitud se encuentran las fuentes; sin embargo, al igual que ocurre con las observaciones de los coronógrafos, estos mapas tienen errores de proyección ya que para elongaciones $> 30^\circ$ la diferencia entre el plano del cielo y el plano donde vive el punto “P” comienza a ser considerable. La Figura 3.5 muestra la posición del punto P (puntos negros) para una fuente eclíptica. Cada uno de los puntos negros simboliza la posición del punto

Tabla 3.2: Radiofuentes de CIP seguidas por el MEXART durante 2013 y 2014. Las columnas corresponden al: nombre de la fuente de acuerdo a las coordenadas celestes actualizadas hasta el año 2000 (J2000), entre parentesis se indica el nombre de la fuente de acuerdo al tercer catálogo de Cambridge; la cuarta corresponde al periodo en que la fuente está a una elongación menor a 90° .

Fuente	A.R.	declinación	periodo de observación
J0108+1320 (3C33)	01:08:53	13d20'14"	enero-junio
J0126-0120 (3C40)	01:26:00	-1d20'34"	enero-junio
J0130+2333 (3C43)	01:30:00	23d33'18"	enero-junio
J0137+3309 (3C48)	01:37:41	33d09'35"	febreo-julio
J0257+0617 (3C75)	02:57:06	06d17'02"	febrero-julio
J0319+4127 (3C84)	03:19:48	41d30'42"	marzo-agosto
J0358+1026 (3C98)	03:58:54	10d26'13"	marzo-agosto
J0413+1122 (3C109)	04:13:41	11d22'34"	marzo-agosto
J0418+3757 (3C111)	04:18:26	37d57'16"	marzo-agosto
J0504+3806 (3C134)	05:04:42	38d06'22"	abril-septiembre
J0534+2200 (3C144)	05:34:30	22d01'00"	abril-septiembre
J0542+4901 (3C147)	05:42:36	49d51'07"	abril-septiembre
J0627-0553 (3C161)	06:27:10	-5d53'05"	abril-septiembre
J0727-0204 (3C180)	07:27:04	-2d04'42"	mayo-octubre
J0805+2407 (3C192)	08:05:38	24d07'23"	mayo-octubre
J0813+4813 (3C196)	08:13:36	48d13'03"	mayo-octubre
J0921-4538 (3C219)	09:21:08	45d38'57"	mayo-noviembre
J1229+0203 (3C274)	12:29:06	02d03'09"	junio-diciembre
J1311-2159 (3C283)	13:11:40	-22d17'04"	junio-enero
J1331+3024 (3C286)	13:31:08	30d24'34"	junio-enero
J1419+0628 (3C298)	14:19:08	6d28'35"	julio-enero
J1504+2600 (3C310)	15:04:57	26d00'57"	julio-enero
J1510+0757 (3C313)	15:10:17	7d57'40"	julio-enero
J1602+0156 (3C327)	16:02:33	1d56'44"	septiembre-febrero
J1651+0459 (3C348)	16:51:08	4d59'33"	septiembre-Febrero
J2014+2335 (3C409)	20:14:26	23d35'11"	noviembre-abril
J2155+3800 (3C438)	21:55:52	38d00'30"	diciembre-mayo
J2245+3941 (3C452)	22:45:48	39d41'16"	diciembre-mayo

Posición del punto P

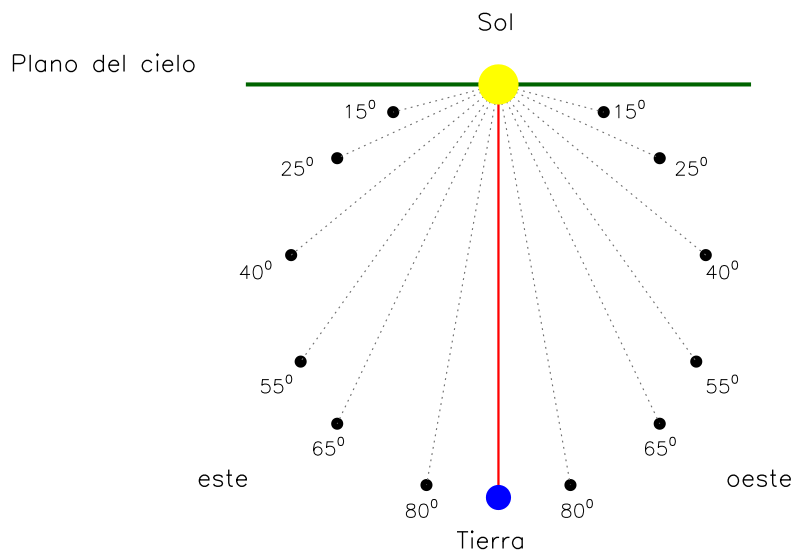


Figura 3.5: Posición del punto “P” (puntos negros) con respecto a la línea Sol-Tierra (línea roja) para una fuente eclíptica. Los ángulos que acompañan a cada punto P corresponden a la elongación de la radiofuente, en este caso, medida con respecto al plano del cielo (línea verde).

P para una elongación distinta de la radiofuente (únicamente entre 0 y 90°), la cual es indicada a un costado de cada punto. Las líneas trazadas desde el Sol al punto P simbolizan el plano que contiene a este punto, y la línea verde representa el plano del cielo. Como se puede observar en esta Figura, más allá de los 30° el plano donde vive el punto P comienza a rotar con respecto al plano del cielo, haciéndose cada vez más evidentes los errores de proyección.

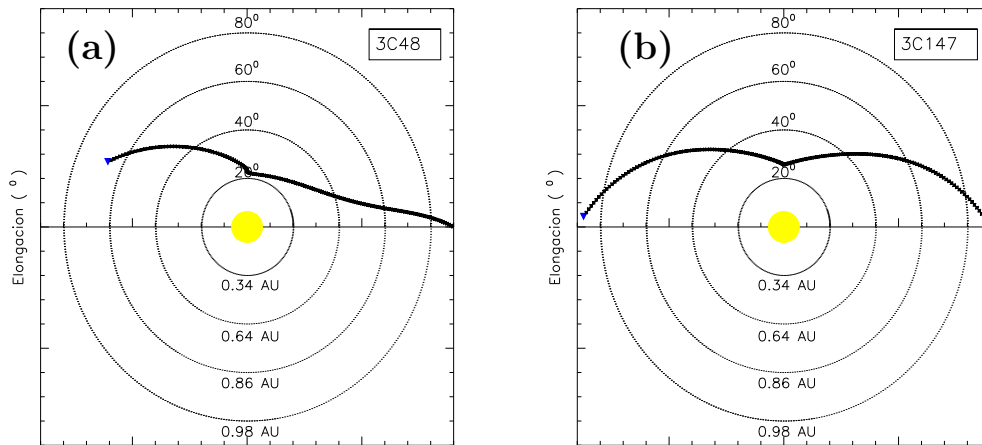


Figura 3.6: Mapas de la posición de las radiofuentes correspondientes a: a) 3C48 y b) 3C147, graficados para su mejor periodo de observación (ver Tabla 3.2). Estos mapas indican la posición del punto “P” con respecto a la línea Sol-Tierra. El triángulo azul representa la posición inicial del punto “P” (20 de febrero y 20 de marzo, respectivamente) a partir de la cual dicho punto comienza a recorrerse consecutivamente día tras día.

La Figura 3.6 muestra los mapas de la posición de las radiofuentes 3C48 (a) y 3C147 (b). El intervalo graficado corresponde al mejor periodo de observación citado en la Tabla 3.2. El triángulo azul simboliza la posición inicial referente a la fecha en que la fuente comienza a tener elongaciones por debajo de los 90° (20 de febrero y 20 de marzo, respectivamente). Aquí se puede ver como varía la latitud y la elongación de éstas fuentes sobre el plano del cielo. En la Figura 3.7 se ha graficado la posición tridimensional del punto P asociado a las mismas fuentes, 3C48 (a) y 3C147 (b). Las líneas verdes corresponden a la mínima distancia entre el Sol y la línea de visión a la radiofuente ($p = \sin \epsilon$) [Manoharan y Ananthakrishnana, 1990] y los asteriscos son los puntos “P” correspondientes. En estas gráficas se aprecia como cambia la posición del punto P para cada fuente en la heliosfera interna.

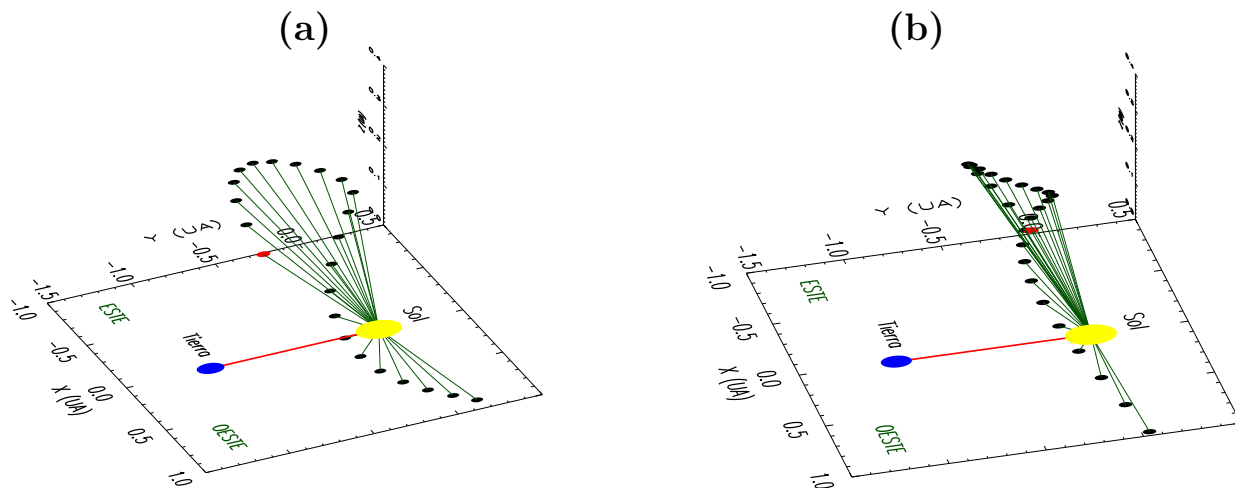


Figura 3.7: Gráficas tridimensionales de la posición del punto “P” correspondientes a las radiofuentes: a) 3C48 y b) 3C147, durante su mejor periodo de observación (ver Tabla 3.2). Los asteriscos son las posiciones del punto P y las líneas negras segmentadas son las proyecciones de este punto sobre la eclíptica. El punto rojo marca la posición inicial a partir del momento en el que la $\epsilon < 90^\circ$.

3.2.3. Selección de radiofuentes

Para la selección de radiofuentes se analizaron todas las listadas en las bitácoras mensuales, buscando aquellas que presentaran un incremento significativo del *rms on source*, firma característica del CIP. Se descartaron aquellos casos en los que el tránsito de la radiofuente presentó interferencias por más de un minuto. La Figura 3.8 muestra el tránsito de la radiofuente 3C48 del día 23 de mayo de 2013, correspondiente a uno de los eventos intensos de CIP analizados en la Tabla 3.5, en donde se observa un incremento considerable del *rms on source*.

De las fuentes monitoreadas durante 2013, se encontró que sólo “3C48” presentó un CIP aproximadamente continuo; mientras que durante 2014, se encontraron dos fuentes: 3C48 y 3C147. Ambas fuentes tienen la peculiaridad de ser Cuásares². Además

²fuentes astronómicas muy lejanas con anchos angulares pequeños que emiten intensamente en radio

cabe destacar, que 3C48 ha sido una radiofuente representativa desde el inicio de la radioastronomía [Hewish, 1955; Hewish, Scott y Wills, 1964] por su intenso flujo y su declinación media ($33^{\circ}09'35''$), que en el caso del MEXART es muy cercana a su latitud (20°). De esta manera, el análisis de perturbaciones en el viento solar que se presenta en las siguientes secciones sólo engloba las observaciones de 3C48 y 3C147 durante 2013 y 2014.

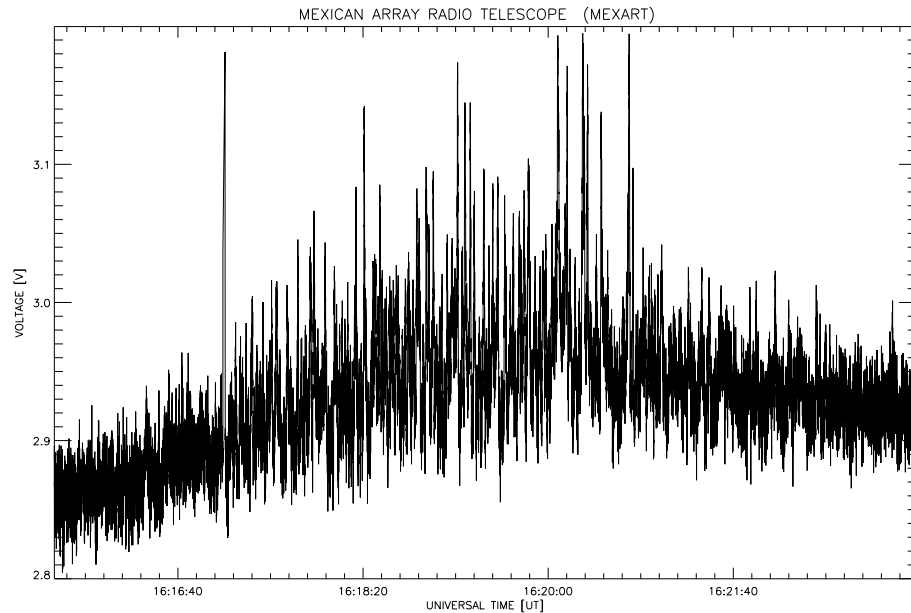


Figura 3.8: Tránsito de la radiofuente 3C48 del 23 de mayo de 2013. En la gráfica se observa que la radiofuente registro un incremento significativo del RMS *on source*, firma característica del CIP.

Como se expuso en el primer capítulo, varios parámetros físicos influyen en el fenómeno del CIP, entre ellos el ancho angular de las fuentes. Se ha observado que las fuentes más anchas centellean menos que las fuentes de menor ancho angular. Aunado a este efecto, la frecuencia de observación también afecta el ancho angular, teniendo que el ancho de la fuente disminuye conforme la frecuencia de observación aumenta [Jackson *et al.*, 1998]. La Tabla 3.3 muestra los anchos angulares reportados en varios estudios hechos a diferentes frecuencias de observación, aquí se puede apreciar la diferencia de los anchos angulares a distintas frecuencias. En nuestro caso, muchas de las fuentes monitoreadas en las bitácoras tienen anchos angulares mayores a $0.5''$ (arcosegundos), de acuerdo con catálogos reportados a otras frecuencias, lo que posiblemente influyó en

Tabla 3.3: Anchos angulares de algunas radiofuentes de CIP reportados a diferentes frecuencias de observación. Las columnas corresponden al: nombre de la fuente de acuerdo al tercer catálogo de Cambridge, ancho angular a 103 MHz, 74 MHz, 81.5 MHz y 151.5 MHz. Adaptada de Janardhan *et al.*, 1993

Fuente	Ancho angular (arcseg)			
	103 MHz	74 MHz	81.5 MHz	151.5 MHz
3C119	0.72	—	0.35	0.2
3C144	0.34	0.21	—	—
3C147	0.3	0.42	0.6	0.3
3C048	0.35	0.41	0.45	0.25
3C196	0.84	—	1.2	1.0
3C237	0.58	0.39	0.4	0.4
3C298	0.59	0.42	0.4	0.4
3C273	0.55	0.44	1.0	0.50
3C459	0.41	0.48	0.45	0.4

no haber registrado CIP con la mayoría de ellas.

3.3. Metodología

El CIP se puede considerar como una señal de cierta frecuencia inmersa en la señal total emitida por la radiofuente, por lo cual, para caracterizarlo es necesario identificar y analizar su patrón característico. De acuerdo con la teoría de señales, para buscar patrones repetitivos (trenes de ondas) se emplea el “análisis espectral”, el cual se refiere a la descomposición de la señal en sus diferentes trenes de onda en el espacio de frecuencias. El análisis espectral puede revelar “periodicidades escondidas” en los datos estudiados, las cuales están asociadas con un fenómeno cíclico [Stoica and Moses (2005)]. Con este análisis se puede cuantificar la intensidad o amplitud de las frecuencias contenidas en la señal y determinar cual es la frecuencia o frecuencias predominantes. Tradicionalmente, la descomposición de la señal se hace usando la transformada de Fourier (TF), aunque en este trabajo también se emplea la transformada de wavelets (TW).

La TF descompone la señal en una suma de senos y cosenos de diferentes frecuencias. Para visualizar gráficamente las frecuencias predominantes se calcula el espectro de

potencias, el cual matemáticamente está definido como la transformada de Fourier de la función de autocorrelación o el cuadrado de la amplitud de la transformada de la señal en el espacio de frecuencias. Para los propósitos de este capítulo, el espectro de potencias es la herramienta para determinar cual es la frecuencia predominante en la señal de la radiofuente y corroborar si está asociada con CIP ($f \sim 1$ Hz). Así mismo, de acuerdo con la teoría del CIP descrita en el Capítulo 1, a partir de la frecuencia del CIP se puede obtener la velocidad de las irregularidades de densidad causantes del centelleo, lo que es equivalente a calcular la velocidad del viento solar o de las perturbaciones de gran escala que transitaban por el medio interplanetario.

Al igual que la TF, la TW es una herramienta matemática para analizar procesos no estacionarios que ocurren en el dominio espacial y temporal [Lau and Weng, 1995]; no obstante, el análisis con la TW tiene la ventaja de usar ventanas de tamaño variable (u ondeletas) que le permiten modificar la resolución en frecuencia. La representación gráfica de las series de tiempo de las wavelets es similar a un espectro dinámico en radio, en donde el eje 'X' corresponde al eje temporal, el eje 'Y' es la frecuencia o periodo y en código de color se asocia la potencia correspondiente a cada una de las frecuencias que conforma la señal (ver Figura 3.15). La implementación de esta herramienta en el análisis de las observaciones de CIP condujo a otra metodología para el cálculo del índice de CIP, misma que se discute en detalle en el artículo de investigación publicado que se incluye en la Sección 3.4 [Aguilar-Rodriguez *et al.*, 2014]. Además, se ha desarrollado un método para construir el espectro de potencias usando directamente la potencia de las wavelets, el cual se discute en la parte final de esta sección.

El espectro de potencias asociado a las observaciones de CIP es una gráfica log-log que tiene la forma de una rodilla, comienza con una tendencia casi plana entre 0.3 a ~ 0.8 Hz y después decae rápidamente alrededor de ~ 1 Hz (rodilla de Fresnel). En los siguientes apartados se describe la metodología seguida para calcular el espectro de potencias y el índice de CIP usando la TF y la TW.

3.3.1. Transformada de Fourier

Espectro de potencias

La metodología seguida para el cálculo del espectro de potencias usando la TF se basada en la implementada por Manoharan y Ananthakrishnan, 1990, pero se han incorporado

algunas modificaciones a la misma, con el fin de generar un espectro más robusto que facilite el cálculo de la velocidad de las irregularidades de densidad. A continuación se cita punto por punto los pasos seguidos para generar el espectro de potencias, ejemplificando con diferentes gráficas los efectos que resultan al aplicar los algoritmos. Cabe mencionar que esta metodología se implementó en un programa interactivo de IDL que permite seleccionar el intervalo a analizar y visualizar los subespectros para descartar interferencias, mismo que fue incorporado a la biblioteca de programas del MEXART (MEXART-bib).

1. **Seleccionar un intervalo de datos *on source* de ~2 minutos.** Estos datos se toman sobre el máximo de la fuente ($\sim N = 6000$ datos), donde el CIP sea dominante.
2. **Calcular la media móvil³ en intervalos de n=500 datos (10 s) $\rightarrow I_{mm} = \sum_{i=0}^N \frac{I_i + \dots + I_{i+(n-1)}}{n}$, y restarla al flujo original de la fuente (I_0) $\rightarrow I_n(t) = I_0 - I_{mm}$.** Esto permite remover la tendencia Gaussiana de la serie de datos para que las fluctuaciones de intensidad en la señal tengan el mismo nivel de referencia. El tamaño de los intervalos tiene que ver con el periodo del centelleo ionosférico (CIO), ya que esta es una manera de reducir la posible contaminación de la señal a bajas frecuencias (<0.1 Hz) causada por el centelleo ionosférico.
3. **Dividir el intervalo de datos en subintervalos de n=500 datos $\rightarrow I_{si}(t) = [I_{t_0}, \dots, I_{t_{(n-1)}}]$.** Esto también ayuda a filtrar bajas frecuencias relacionadas con CIO. El número de subintervalos I_{si} va a depender del número de datos.
4. **Aplicar la transformada de Fourier a cada subintervalo $\rightarrow I_{si}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{si}(t) \cdot \exp(-2\pi ft) dt$.** Actualmente se emplea la transformada rápida de Fourier, la cual proporciona la misma información que la transformada de Fourier tradicional, pero reduce en gran medida los tiempos de cálculo. Debido a que la razón de muestreo es de 50 Hz (50 datos por segundo), la TF contendrá todas las frecuencias en el rango de ± 25 Hz, y para obtener el espectro de potencias se consideran únicamente las frecuencias positivas.
5. **Calcular el espectro de potencias de los subintervalos $[P_{si}(f) = (|I_{si}(f)|)^2]$ y aplicar una media móvil en intervalos de cinco datos (0.1 segundos).** Con el cuadrado de las amplitudes de la transformada de Fourier se obtiene

³Procedimiento matemático en el cual se promedian bloques corridos de datos en intervalos previamente establecidos. La media móvil es un arreglo de valores en el cual cada uno es el promedio de un subconjunto de los datos originales.

la potencia de cada una de las frecuencias contenidas en la señal, la cual conforma el espectro de potencias, y con cada subintervalo se genera un subespectro de potencias. A cada uno de los subespectros de potencias se les aplica una media móvil o *smooth* que suaviza la tendencia del espectro, para resolver de mejor manera la rodilla del espectro de potencias sin que perturbaciones menores afecten el análisis. La Figura 3.9 muestra la comparación entre el espectro de potencias aplicando el smooth (línea negra continua) y no aplicando el smooth (línea azul punteada), aquí se puede apreciar que el smooth suprime las interferencias para visualizar mejor la rodilla de Fresnel.

6. **Sumar los subespectros para obtener el espectro de potencias final** $\rightarrow P(f) = \sum P_{si}(f)$. Como ya se ha mencionado, los tránsitos de las fuentes pueden presentar interferencias generadas por el paso de satélites o el ruido ambiental que pueden afectar el análisis, por lo cual antes de promediar los subespectros se descartan aquellos que muestren señales de contaminación (picos muy marcados de potencia a altas y bajas frecuencias que deforman el espectro). Para ello se implementaron los siguientes filtros: 1) se remueven aquellos subespectros en donde la ganancia o amplitud a altas frecuencias $\rightarrow f > 3$ Hz (ruido del instrumento) sea equiparable a la amplitud de la rodilla del espectro de potencias \rightarrow remover contaminación a altas frecuencias; 2) con el conjunto de espectros filtrados se calcula un espectro promedio (o rodilla de Fresnel promedio) que se utiliza como referencia para compararlo con cada uno de los espectros y excluir aquellos que distan mucho del promedio \rightarrow remover contaminación a bajas frecuencias. La Figura 3.10 ejemplifica los subespectros antes de aplicar los filtros (a) y después de aplicarlos (b). Como puede verse después de aplicar los filtros la tendencia de las rodillas de Fresnel de los subespectros es semejante.

Físicamente, el espectro de potencias del ruido del instrumento tiene que ser plano debido a que ninguna de las frecuencias que lo componen son dominantes (ruido blanco). Siguiendo la metodología anterior, en el caso de MEXART, se obtiene un espectro de potencias en donde más allá de 2 Hz la potencia comienza a decrecer, efecto que indicaría que el ruido del instrumento no es blanco; sin embargo, este problema está asociado con el receptor que tiene una función característica decreciente

$$\rightarrow f_{rc} = \exp(-t/r_{cte})$$

donde r_{cte} es la constante de integración del receptor que en el caso de MEXART es 47 ms [Manoharan (1991); Oberoi (2000)].

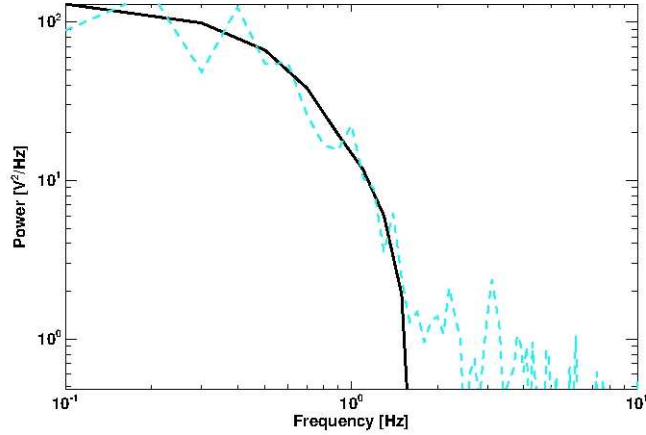


Figura 3.9: Comparación entre un espectro de potencias obtenido usando un suavizado uniforme o *smooth* (línea negra continua) y sin usar el suavizado uniforme (línea azul punteada). Esto muestra que la tendencia de la rodilla de Fresnel es similar antes y después del suavizado uniforme.

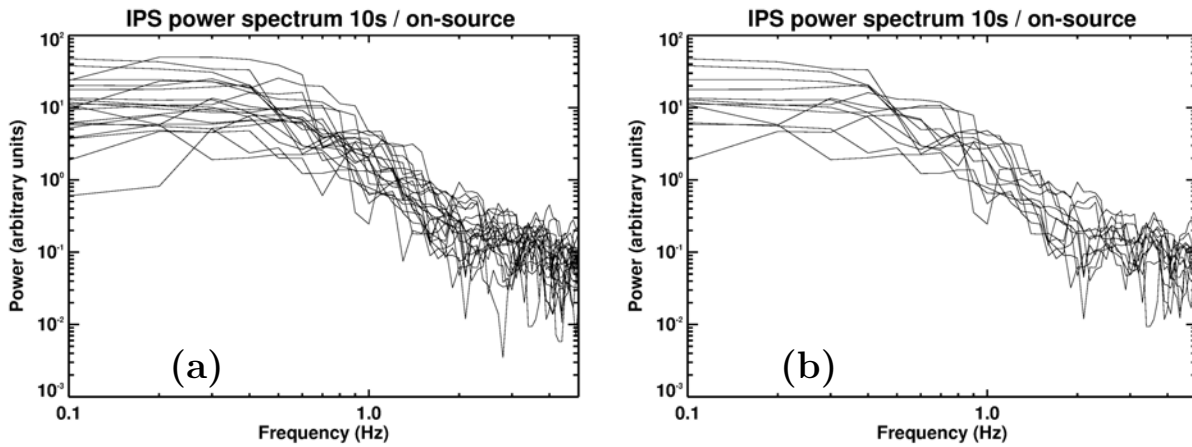


Figura 3.10: Espectros de potencias generados con los subintervalos de 10 segundos de la observación de 3C48 del 23 de mayo de 2013. El panel del inciso a) muestra todos los subespectros, y el b) son los subespectros que quedan después de aplicar los filtros mencionados en el paso 6.

Aplicando la transformada de Fourier a la función del receptor se obtiene

$$f_{rc}(f) = \frac{-rc_{cte}}{1 + i2\pi frc_{cte}}$$

El espectro de potencias de esta función es:

$$\tau(f) = P_{frc}(f) = \frac{1}{1 + (2\pi r c_{cte} f)^2}$$

de donde se obtiene el factor de corrección con el que se modifica la caída de la potencia a altas frecuencias. A partir de este resultado se incluye la siguientes corrección en la metodología.

- **Dividir el espectro de potencias final $[P(f)]$ entre el factor de corrección $\tau(f)$.** Esto aplana el espectro a altas frecuencias, obteniendo la forma del espectro del ruido blanco). En la Figura 3.11 se muestra la superposición de dos espectros de potencias, uno corresponde al espectro original sin aplicar la corrección del receptor (línea negra) y el otro al espectro corregido (línea roja punteada). Más allá de los 2 Hz ambos espectros se separan, teniendo que en el espectro corregido el ruido es plano y en el no corregido el ruido tiende a decaer.

$$\longrightarrow P_{corregido}(f) = \frac{P(f)}{\tau(f)} \quad (3.2)$$

Paso opcional. Calcular la potencia promedio del espectro a altas frecuencias (7 – 10 Hz) y restarla al espectro obtenido. Esto suprime el ruido del instrumento y realiza la potencia del espectro para un mejor ajuste en el cálculo de la velocidad. La Figura 3.12 muestra la comparación entre el espectro de potencias sin correcciones (línea negra) y el espectro con correcciones (línea gris punteada). Como se puede apreciar en ésta gráfica, las correcciones mejoran la potencia del espectro sin modificar la frecuencia a la que cae la rodilla de Fresnel.

$$\longrightarrow P_{off} = \frac{1}{n} \sum_{f=7 Hz}^{f=10 Hz} P(f) \rightarrow P_{final}(f) = P_{corregido}(f) - P_{off} \quad (3.3)$$

Cálculo del índice de CIP a partir del espectro de potencias

Tradicionalmente, la intensidad del CIP se puede cuantificar mediante el cociente entre el *rms on source* y la intensidad promedio de la fuente (ver ecuación (1.3)), factor que

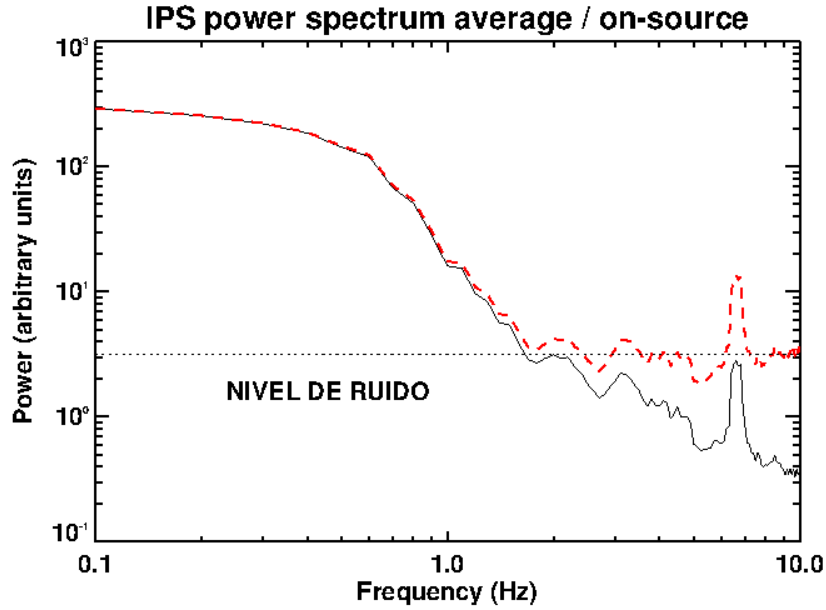


Figura 3.11: Comparación entre el espectro de potencias final sin corregir (línea negra continua) y el espectro con la corrección del receptor (línea roja punteada). Estos espectros corresponden a la misma observación de la Figura 3.10.

es conocido como el índice de CIP [m_{cip}]; sin embargo, la intensidad del CIP también se puede medir usando el área bajo la curva del espectro:

$$m_{cip} = \sqrt{\int P(f)df} \quad (3.4)$$

En esta expresión se asume que la intensidad de la fuente [I_0] es constante (ver ecuación (1.10)). La ganancia del espectro de potencias está relacionada con la amplitud de las fluctuaciones de intensidad de la señal (*rms on source*), por ello se puede interpretar como una medida de la intensidad del CIP.

En este caso el índice de CIP se calculó usando el área bajo el espectro. La Figura 3.13(b) muestra el espectro de potencias generado con la observación de 3C48 del día 20 de mayo de 2014 (a), aquí se resalta en color azul el área bajo la curva del espectro, misma que se empleó en el cálculo del índice de CIP. Cabe mencionar que

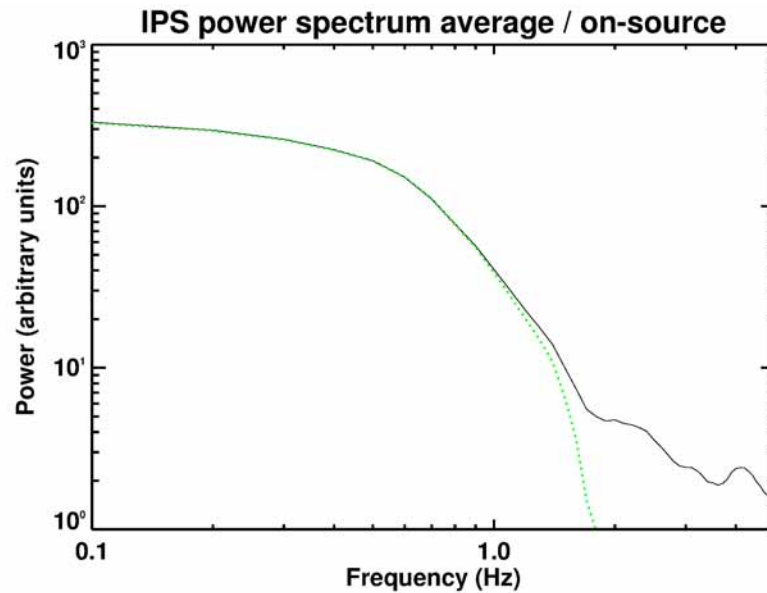


Figura 3.12: Comparación entre el espectro de potencias final sin corregir (línea negra continua) y el espectro restando la potencia promedio del ruido (línea verde punteada). Misma observación de la Figura anterior.

para el análisis se usó esta metodología únicamente cuando el espectro fue generado mediante la TF, el método correspondiente a la TW se describirá más adelante.

3.3.2. Transformada de wavelets

Cálculo del índice de CIP

La transformada de wavelets es una función que puede ser usada para el cálculo del índice de CIP y el espectro de potencias [Aguilar-Rodriguez *et al.*, 2014]. Esta transformada fue implementada en un programa interactivo de IDL, que permite visualizar la transformada de la señal y seleccionar el intervalo temporal que se quiere analizar. Como ya se mencionó en la introducción de esta sección, las gráficas de la TW exhiben la potencia de la señal en código de color asociada a cada tiempo y frecuencia, de manera que es posible seleccionar dentro del rango de frecuencias del CIP (~ 0.3 a 1 Hz) el intervalo temporal en donde la señal muestra la mayor potencia. De la misma forma,

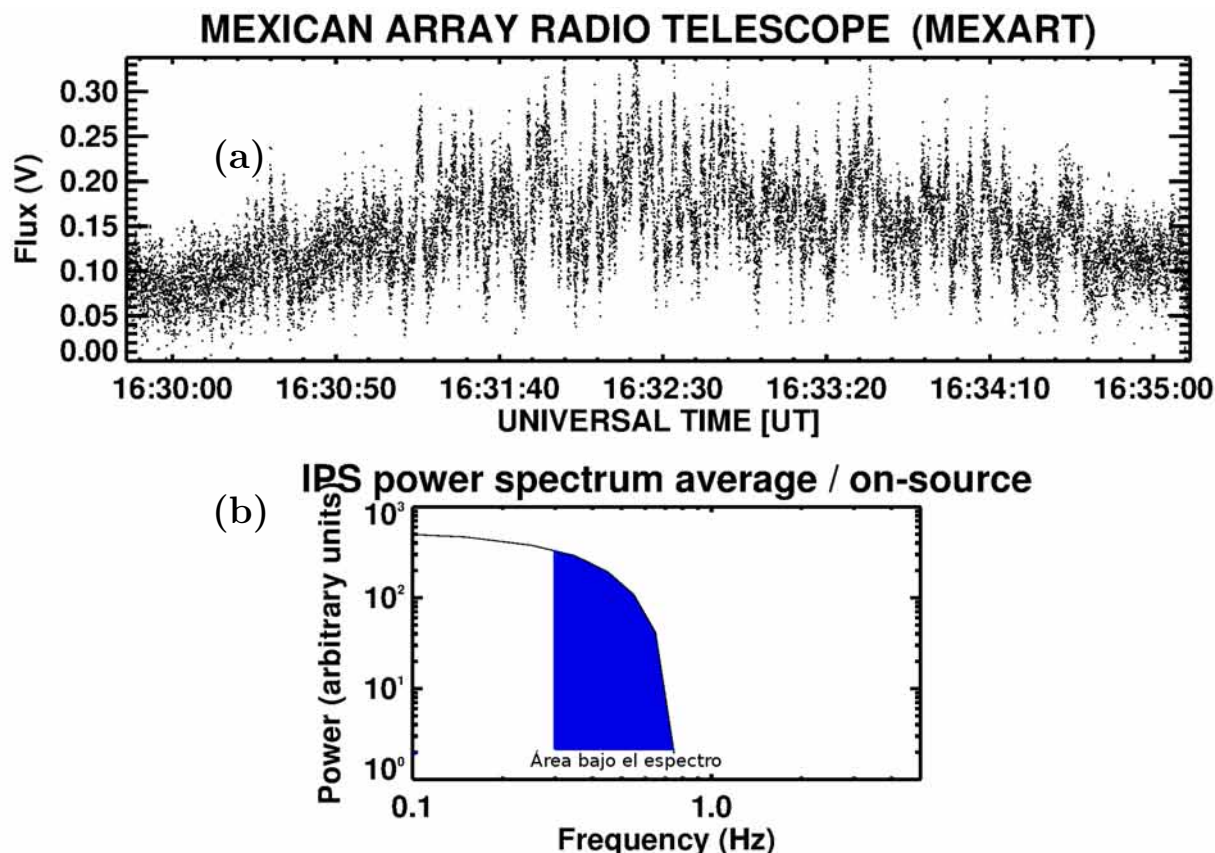


Figura 3.13: Tránsito de 3C48 del 20 de mayo de 2014 (imagen superior) y su espectro de potencias correspondiente (imagen inferior). En la gráfica del espectro de potencias se resalta en color azul el área bajo la curva utilizada en el cálculo del índice de centelleo.

se pueden identificar interferencias en los datos (caracterizadas por un incremento de potencia en un intervalo muy corto de tiempo que barre un amplio rango de frecuencias), para evitar su inclusión en la construcción del espectro de potencias y reducir la contaminación del análisis.

A continuación se describe la metodología usada para el cálculo del índice de CIP y el espectro de potencias.

- **Remove la tendencia gaussiana del tránsito de la radiofuente.** Para ello

se aplica un promediado uniforme de 500 datos a todo el tránsito. Esto también ayudará a disminuir la posible contaminación por centelleo ionosférico.

- **Seleccionar el intervalo de CIP en la gráfica de wavelets.** La rutina de wavelets permite seleccionar diferentes intervalos para aislar posibles interferencias.
- **Calcular la potencia promedio de el o los intervalos seleccionados en dos regiones: de 0.3 a 1 Hz y de 2 a 10 Hz.** Estas regiones de frecuencia corresponden a la zona característica del CIP y a la región del ruido del instrumento (ver Figura 3.16).
- **Restar ambas potencias promedio.** Esto permite remover el ruido del instrumento a la potencia del CIP. Debido a que la potencia de la señal es el cuadrado de la amplitud de la transformada, sacamos la raíz cuadrada para obtener finalmente el índice de CIP.

Espectro de potencias

Para obtener el espectro de potencias usando la TW se calcula el valor promedio de la potencia asociada a cada frecuencia. De la Figura – se entiende que la potencia obtenida por la TW es una función del tiempo y la frecuencia, es decir, la potencia resultante es un arreglo matricial en donde cada columna corresponde a un tiempo y cada renglón corresponde a una frecuencia distinta, el n, Coles, and Bourgois (1983); Manoharan and Ananthakrishnan (1990), Manoharan-tesis, Janardhan-tesis, Oberoi-tesis]úmero de columnas va a depender del intervalo de tiempo de la señal (usualmente dos minutos) y la resolución de los datos (0.02 s, en el caso de MEXART), y el número de renglones del intervalo de frecuencias, en este caso se consideran las frecuencias van de 0.3 a 10 Hz. De esta manera, al promediar las potencias de este arreglo renglón por renglón se obtiene un valor de potencia para cada frecuencia, con lo cual se puede generar el espectro de potencias. En el caso de MEXART, antes de graficar el espectro de potencias es necesario aplicar la corrección del receptor que se usa en el análisis de Fourier, para aplanar el espectro a altas frecuencias. La Figura 3.14 muestra la gráfica de un espectro de potencias generado usando la TW (línea verde) junto con la superposición del espectro de potencias obtenido con la TF (línea punteada). Este

espectro fue generado usando la observación de 3C48 del 21 de abril del 2009 de STEL. La tendencia de ambos espectros es muy similar, lo cual corrobora la equivalencia entre ambas metodologías.

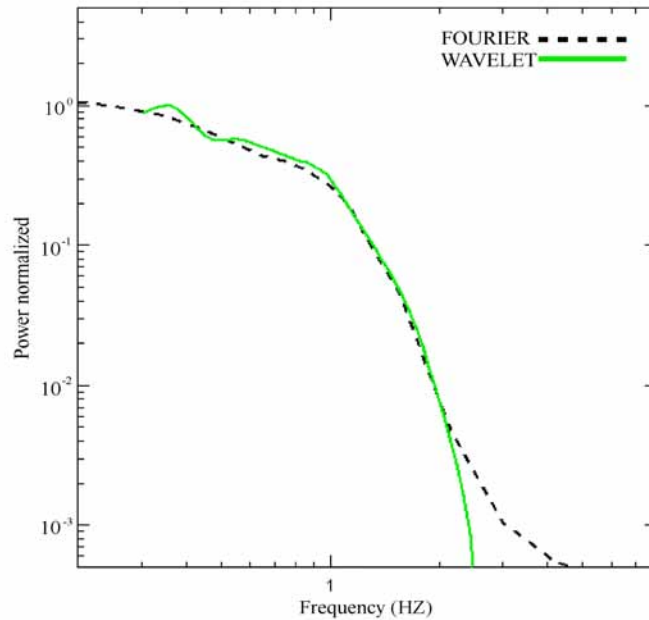


Figura 3.14: Comparación entre el espectro de potencias obtenido usando la TF (línea punteada) y la TW (línea verde). Ambos espectros exhiben una rodilla de Fresnel a la misma frecuencia, lo que sugiere que ambas metodologías son equivalentes.

3.3.3. Estimación de velocidades

El propósito de la técnica de CIP es estimar la velocidad de las irregularidades de densidad que componen al viento solar. Para ello, es necesario calcular la frecuencia de las fluctuaciones de intensidad en la señal asociadas al CIP, la cual está dada por la frecuencia a la que se encuentra el primer mínimo del espectro de potencias. Determinar la frecuencia directamente de la gráfica del espectro de potencias puede resultar muy inexacto, por lo cual se ha implementado un método de ajuste en el que se busca reproducir mediante un espectro de potencias teórico, generado con el modelo de velocidades descrito en el Capítulo 1, el espectro asociado a las observaciones (espectro observacional). Esto se hace variando una serie de parámetros libres del modelo de velo-

tidades entre las que destaca la velocidad [Scott, Coles and Burgois, 1983; Manoharan y Ananthakrishnana, 1990; Manoharan (1991); Oberoi (2000)]. De esta manera el valor de velocidad que mejor ajuste la curva del espectro observacional corresponderá a la velocidad de las irregularidades de densidad causantes del CIP. En el régimen de dispersión débil, el espectro de potencias teórico del CIP o modelo de velocidades se expresa como (para una explicación detallada del modelo ver Capítulo 1):

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{V(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y 4 \sin^2 \left(\frac{q^2 z}{2k} \right) \exp^{-(qz\Theta/2.35)^2} R^{-4} q^{-\alpha} \quad (3.5)$$

Esta ecuación depende de diferentes parámetros como son: la velocidad ($V(z)$), el ancho angular de la fuente (θ), la elongación (ϵ), la distancia heliocéntrica ($R = \sin \epsilon$), el tamaño de la capa dispersora (dz), la forma de las irregularidades o razón axial (RA), la frecuencia espacial ($q = (q_x, q_y)$). A primera aproximación el cálculo de la velocidad usando el modelo no parece viable ya que hay muchas variables libres en una sola ecuación; sin embargo, bajo una serie de aproximaciones, que se describen a continuación, se puede determinar el espectro de potencias teórico que mejor ajuste las observaciones.

Suposiciones del modelo

Más allá de 50 radios solares (0.2 UA) puede considerarse que el viento solar tiene una simetría esférica y las componentes aleatorias de la velocidad pueden ser ignoradas. Las primeras observaciones con el VLA mostraron que la razón axial de las irregularidades de densidad decrece rápidamente conforme aumenta la distancia heliocéntrica [Armstrong *et al.*, 1986]. Además, el hecho de que el espectro de potencias decrezca rápidamente alrededor de 1 Hz en la mayoría de las observaciones, sugiere que la razón axial debe ser ~ 1 [Manoharan y Ananthakrishnana, 1990].

Estudios hechos con observaciones in situ y de CIP, como los de Woo and Armstrong, 1979 y Manoharan *et al.*, 1993a, han mostrado que la variación del espectro de la variación local de la densidad sigue un comportamiento decreciente con un índice espectral asociado $\alpha \sim 3.3 \pm 0.5$.

Basándose en las estimaciones anteriores, las aproximaciones del modelo que se usan para determinar la velocidad son:

- El viento solar se expande isotrópicamente, esto implica que no hay componentes aleatorias de la velocidad.
- Las irregularidades de densidad son esféricas $\rightarrow RA \approx 1$.
- El índice espectral del espectro de turbulencia varia como $\alpha \approx 3.3 \pm 0.5$.

Ajuste de la velocidad

Las aproximaciones anteriores simplifican el modelo, quedando como parámetros libres únicamente el ancho angular de la fuente y la magnitud de la velocidad. Para las fuentes empleadas en el análisis se asoció un ancho angular de acuerdo con los valores reportados a otras frecuencias (ver Tabla 3.3), en el caso de 3C48 el ancho angular usado fue $\Theta = 0.25$ arcseg, y para 3C147 $\Theta = 0.35$ arcseg. La magnitud de la velocidad de las irregularidades de densidad $[V_p]$ se calcula variando la velocidad en el modelo, en intervalos de 5 km/s, hasta obtener un espectro teórico que sea lo más similar posible al espectro observacional, esto decir, cuando la diferencia entre el espectro observacional y el teórico, $\Delta P = |P_{obs} - P_{teo}|$, sea mínima.

El mejor ajuste se determina usando la prueba χ^2 , que es una distribución matemática empleada para comprobar la validez de modelo asociado a un fenómeno aleatorio, en la práctica es utilizado para saber que tanto se apegan los valores observacionales a los predichos por un modelo teórico. Esta distribución tiene la forma:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(y_i - F_{x_i})^2}{\sigma_i}$$

donde, N es el número de datos, y_i son los datos observacionales, F_{x_i} son los valores predichos por el modelo, y σ es una función de peso de la prueba χ^2 . Hay diferentes tipos de funciones de peso dependiendo de lo que se quiera ajustar, la tradicional es usar simplemente y_i . Para este análisis en particular se usó la siguiente distribución:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(P_{obs}(f_i) - P_{teo}(f_i))^2}{P_{teo}(f_i) * P_{exp}(f_i)} \quad (3.6)$$

El mejor ajuste se obtiene cuando el valor de χ^2 es el más pequeño [χ_{min}]. En el artículo de Mejia-Ambriz *et al.*, 2015, se reporta una comparación entre las velocidades calculadas usando el método de una sola estación con las observaciones de MEXART y SWIFT (Solar Wind Imaging Facility) de STEL, y las reportadas usando el método de correlación con tres estaciones de STEL [Hewish, Dennison and Pilkington, 1966; Fallows, Williams and Breen, 2002; Bisi (2006)]. Las velocidades que se estiman con ambas metodologías son muy similares indicando su equivalencia, además de mostrar que las observaciones de MEXART son viables para aproximar velocidades del viento solar.

Debido a que el ajuste del espectro teórico depende de los parámetros físicos asociados al modelo (la variación de los parámetros físicos del modelo afecta la forma del espectro teórico), hay un error asociado a la velocidad calculada. En este caso el error se toma como una desviación estándar de la velocidad $\rightarrow \pm \sigma_v \approx 4 \chi_{min}$ [Press *et al.*(1986)], y se determina variando nuevamente la velocidad en el modelo a partir del valor obtenido con el mejor ajuste hasta obtener un $\sim 4\chi_{min}$. El error se reporta como la diferencia entre la magnitud de la velocidad obtenida en el segundo ajuste y la velocidad del viento solar asociada.

En la última sección del capítulo se analizan un conjunto de eventos de CIP intensos asociados con perturbaciones interplanetarias de gran escala (EMCIs), en donde se reportan índices de CIP y velocidades de las EMCIs calculadas usando la metodología descrita en esta sección. Este análisis corresponde al artículo de investigación 4 sometido a la revista Solar Physics, mismo que ya ha sido publicado en línea [Romero-Hernandez *et al.*, 2015].

3.4. Artículo 3. The wavelet transform function to analyze interplanetary scintillation observations

Aguilar-Rodriguez E., Rodriguez-Martinez M., Romero-Hernandez E.,
Mejia-Ambriz J.C., Gonzalez-Esparza J.A. and Tokumaru M.
Geophysical Research Letters, **41** (2014); doi:10.1002/2014GL060047

RESUMEN. Las observaciones de centelleo interplanetario (CIP) son útiles en el monitoreo remoto de la heliosfera interna. Nosotros presentamos una nueva técnica para

analizar las observaciones de CIP usando una transformada de wavelet (TW). Esta técnica nos permite derivar, en una manera directa, un método simple para obtener el índice de centelleo (m). Nosotros probamos ésta técnica analizando las observaciones de CIP obtenidas por el radiotelescopio del Solar-Terrestrial Environment Laboratory (STEL). El análisis del índice m de la radiofuente 3C48 detectada por STEL durante el año 2012 muestra un esperado decrecimiento con la elongación solar reportado en estudios previos. La técnica de TW tiene un gran potencial para futuros estudios de viento solar usando observaciones de CIP de los radiotelescopios actuales.

ABSTRACT. Interplanetary scintillation (IPS) observations are useful to remotely sense the inner heliosphere. We present a new technique to analyze IPS observations using a wavelet transform (WT) function. This technique allows us to derive, in a straightforward way, a simple method to obtain the scintillation index (m). We tested this WT technique to analyze IPS observations obtained by STEL radio telescope. The analysis of the m index of the radio source 3C48 detected by STEL over the year 2012 shows the expected decrease with solar elongation reported in previous studies. The WT technique has a great potential for future solar wind studies using IPS observations from contemporary radio telescopes.

Introduction

Interplanetary Scintillation (IPS) observations provide global information on the variation of solar wind densities and speeds in the inner heliosphere. Often these parameters cannot be obtained by other instruments or from in-situ measurements. For example, the IPS observations can be used to track coronal mass ejections (CMEs) [Tokumaru *et al.*, 2000; Manoharan, 2010], and corotating interaction regions (CIRs) in the inner heliosphere [Breen *et al.*, 1998], and are used to determine long-term variations in global solar wind speeds and scintillation level [Tokumaru *et al.*, 2010; Manoharan, 2012].

The IPS technique is based on the flux intensity variations of cosmic radio sources of small diameter detected by a radio telescope [Hewish, Scott, and Wills, 1964]. These intensity fluctuations are caused by the scattering of the wave front as it propagates through the turbulent interplanetary medium (IP). The technique usually assumes that the IP scintillations or radio source fluctuations are proportional to electron density

variations in the solar wind plasma. In general, significant enhancements in solar wind density fluctuations above that expected in the background solar wind are related with solar wind disturbances such as CIRs or CMEs [Hewish and Bravo, 1986]. In order to quantify the level of the IPS measurements, the scintillation index is defined ($m = \Delta I / \langle I \rangle$) as the ratio between the rms intensity fluctuations and the mean flux of the radio source. The m index results from the integration of electron density fluctuations along the line of sight toward the radio source and usually indicates solar wind density enhancements and rarefactions. The normalized scintillation index ($g = m(R) / \langle m(R) \rangle$) provides a way to relate solar wind values with density enhancements ($g > 1$), and rarefactions ($g < 1$), in scintillation level [Manoharan, 1993a], where R is the closest approach of the line of sight to the Sun. Sky maps of g obtained from daily IPS observations of several cosmic radio sources, provide information on the large-scale size and shape of IP disturbances and can be used to provide a three-dimensional heliospheric tomographic representation that shows their evolution in the inner heliosphere [Jackson et al., 2003, 2011; Manoharan, 2010, and references therein].

Previous studies have used the wavelet transform (WT) analysis as a detrending method (filtering) for ionospheric scintillation measurements [Sajan et al., 2012], and as a way for identifying events that are particularly disruptive to GPS operations due to sudden turbulent events in amplitude time series [Materassi and Mitchell, 2007]. In IPS related studies, the WT has been used as a tool for visualizing the global IPS index (G) [Perez-Enriquez et al., 2006].

The aim of this paper is to present a methodology also based on the wavelet analysis and its use to determine the scintillation index m from the IPS time series data. This methodology provides a new way to clearly identify and quantify intense IPS regions in time series data, which allows us to estimate the quality of the data.

Wavelet Technique to Analyze IPS Observations

Figure 3.15(a) shows a transit of the radio source 3C48 observed on May 26, 2012 by the Solar Wind Imaging Facility Telescope (SWIFT) [Tokumaru et al., 2011] of the Solar-Terrestrial Environment Laboratory (STEL). This radio telescope operates at a frequency of 327 MHz, with a signal sampling rate of 20 *ms*. Any potential low-frequency trend in Figure 1a is removed by subtracting the running mean of ~ 10 seconds, which sums together ~ 500 data points at a 0.02 seconds resolution. This

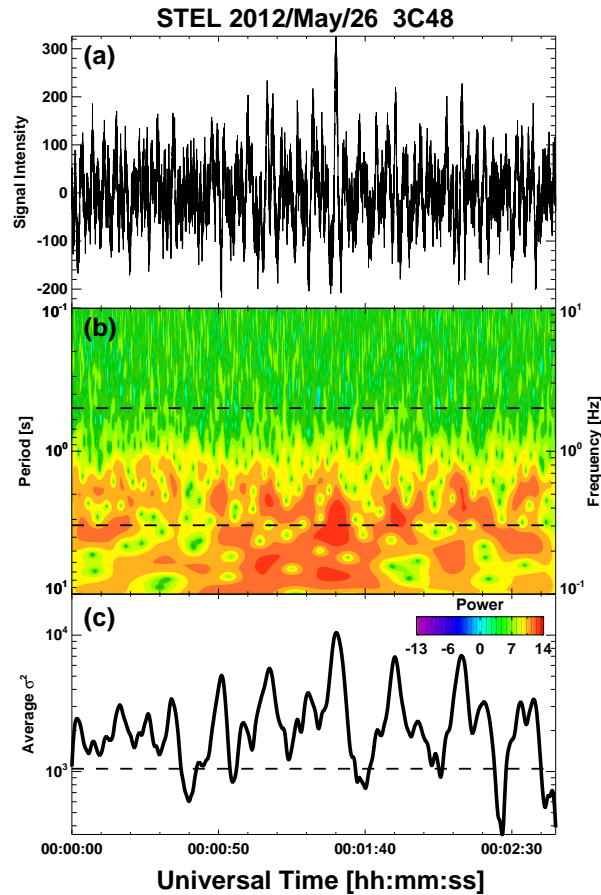


Figura 3.15: (a) Time series of the radio-source 3C48 observed by STEL on May 26, 2012. (b) WT applied to the time series, which allows us to identify regions where IPS is present. The dashed lines indicate the frequency range where IPS is commonly observed (i.e. from 0.3 Hz up to 2 Hz). STEL records are proportional to the flux intensity of the radio source. The logarithm of the power is plotted in order to emphasize differences in power in the time series wavelet representation. (c) Shows the average square sigma versus time. The dashed line shows the 10 % level of data significance (see text).

procedure, which acts as a high-pass filter, reduces the data contamination due to ionospheric scintillations when they are present. Figure 1b shows the WT applied to this subtracted IPS time series. The WT is used here to analyze time series that contain non-stationary power at many different frequencies [Daubechies 1990]. By decomposing a time series into time- frequency space, it is possible to determine the dominant modes

of variability and how these modes vary in time. The WT can map the power of a particular frequency at different times, providing a description of the signal in both time and frequency. The WT not only tells us which frequencies exist in the signal, but also how they, and their associated scales vary in time. In addition, the WT has an important advantage over Fourier transforms since it can extract frequency information from a signal using variable-sized windows from the time series. The program routines used in this work were adapted from Torrence and Compo [1998]. The power of the signal (Figure 3.15(b), shown in colors), obtained from the WT analysis, is represented as a function of time and period (or frequency). Based on the power of the signal it is possible to identify regions in the frequency range from 0.3 Hz up to 2 Hz (dashed lines) where the IPS signals dominate. Figure 1c shows the average squared sigma versus time for the above frequency range. The dashed line, according to the WT theory, represents the 10 % data significance level, which means that all the points above this line have a 90 % confidence level (see, e.g. Torrence and Compo, 1998 and references therein). Confidence level is important to take into account since it differentiates data points that are above a given threshold.

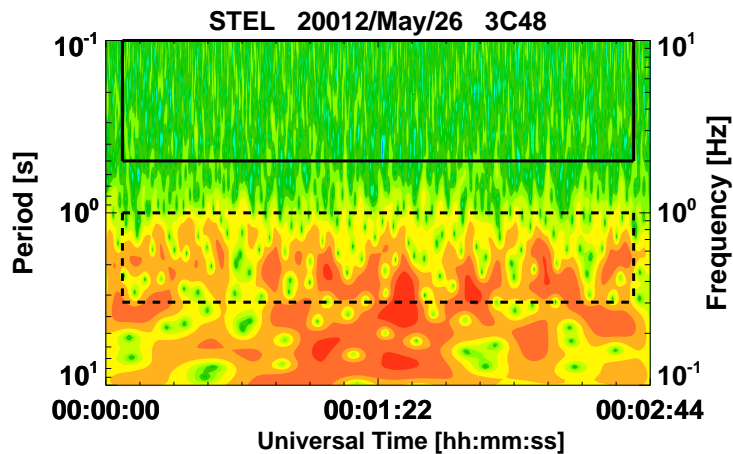


Figura 3.16: m index estimation using the time series wavelet representation of the radio-source 3C48 transit observed by STEL on May 26, 2012. The average power in the region enclosed by the solid-line box is subtracted from the average power in the region enclosed by the dashed-line box (see text).

Scintillation Index (m)

The WT-IPS analysis can be used to obtain the m index. This new methodology has the advantage that we do not need to calculate a Fourier transform of the whole data series, but can more reliably use the WT to illuminate directly the signal fluctuations of the IPS phenomenon.

The window of IPS spectral frequency is typically the above 0.3 to 2 Hz, for meter wavelengths [see Manoharan, 1993b]. Figure 3.16 shows the WT-IPS analysis applied to the 3C48 radio-source transit observed by STEL on May 26, 2012. The plotted time interval corresponds to the on-source region of the radio-source transit. The dashed-line box in Figure 3.16 contains the region where we compute the average power of the IPS signal in the frequency range from 0.3 Hz up to 1 Hz. The solid-line box on the wavelet contains the region where we compute the average power of the signal at high frequencies, in the frequency range from 2 Hz up to 10 Hz. This average power is subtracted from the average power obtained in the dashed-line box that contains both the instrumental noise and the IPS signal. This procedure provides a computed average power which has, as a main contribution, the IPS signal fluctuations. We applied this procedure to ~ 133 STEL transits of the radio-source 3C48 from January to July, 2012. We determined the variation of the m index by applying this WT-IPS analysis. Figure 3.17(a) shows the scintillation index (normalized to its maximum value, i.e., m/m_{max}) versus the line of sight closest point (R) for the 3C48 transits observed by STEL. The line gives the fit of all data points, and has a power-law index $\psi = -2.09$. In order to validate our result, we estimated the m index values by applying the power spectral analysis method, i.e., by using the area under the Fourier knee that is obtained from the power spectra [Asai et al., 1998]. Figure 3.17(b) shows, as in Figure 3.17(a), the m index versus R , where the line gives the fit of all data points, and has a power-law index $\psi = -1.99$. This result is in a very good agreement with the one obtained by the WT-IPS analysis.

Contaminated data portions are present in some of the transits of the radio-source 3C48 observed by STEL. Figure 3.18a shows a clear example of one of these. The WT allows us to skip contaminated data portions by selecting only data free of contamination. In Figure 3.17(a) the vertical dash-dotted line shows the beginning of the time interval selected (i.e., from the dash-dotted line to the right) to skip contaminated data for estimating the m index. Figure 4b shows, as in Figure 3, the plot of the m index versus R for 3C48 transits where contamination is present. The circles and black triangles represent m index values where contaminated data are avoided and considered, respectively.

ted in Figure 3.17(a). That is why the power-law index in Figure 3.18(b) ($\psi=-1.92$), for events where contaminated data are avoided, is not exactly the same as the one obtained in Figure 3.17(a) ($\psi=-2.09$). This small difference is only due to the fact that both populations have different number of transits.

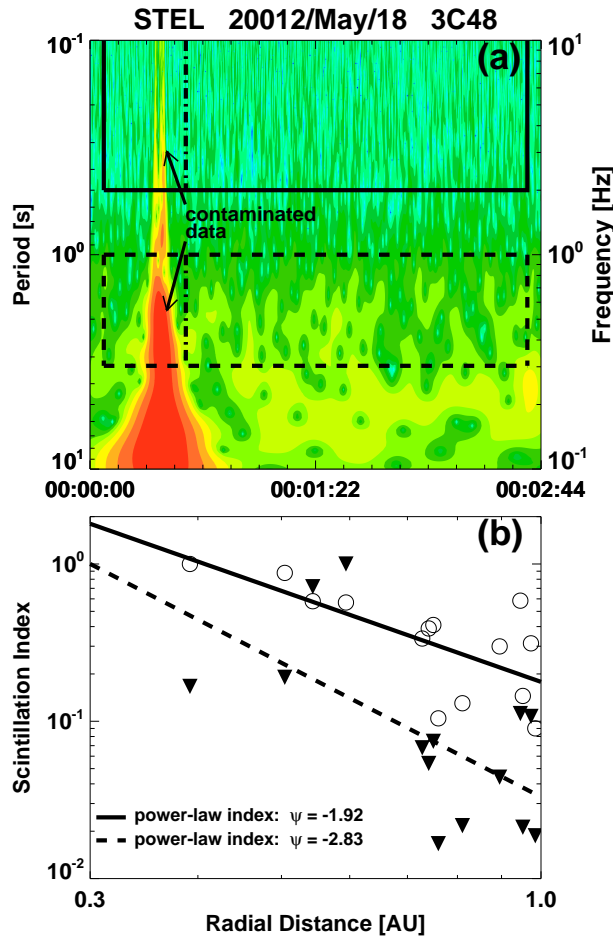


Figura 3.18: (a) Example of a contaminated data portion in a STEL transit of the radio-source 3C48. (b) Comparison of scintillation index values for STEL transits with contaminated data portions (triangles), and for the same transits where contaminated data portions are avoided (circles), versus the distance from the Sun. The dashed-line gives the fit to the triangles, and the solid-line gives the fit to the circles.

Summary and Conclusions

We present a technique to analyze IPS data by using WT theory. This is the first time that such analysis has been applied to IPS observations to derive radio source scintillation indices. Our results show that the WT-IPS analysis is potentially a very powerful technique that can be applied in future studies. The WT-IPS analysis provides a way to obtain the scintillation index m in a straightforward way by averaging the power of the signal from its wavelet representation. We show an example of this for 3C48 by averaging the power in the frequency range from 0.3 Hz to 1 Hz, and subtracting the average power in the frequency range from 2 Hz up to 10 Hz in regions with high signal to noise. This analysis provides a scintillation index that decreases with increasing radial distance of the line of sight's closest approach (R) and behaves as $R^{-\psi}$, where $\psi = -2.09$. This result is in good agreement with previous studies of Manoharan [1993a], Fallows et al. [2002], and Manoharan [2012]. We also show that contaminated data portions sometimes present in radio-source transits can significantly affect the estimation of scintillation index values. The WT-IPS analysis provides a simple way to avoid this contamination to obtain reliable scintillation indices. It has not escaped our notice that the application of the WT technique to analyze IPS data, and to quantify their quality, provides a methodology to select the best IPS data in the record for Fourier analysis. This data selection can be applied to infer reliable solar wind speeds using the single station technique [Scott, Coles, and Bourgois, 1983; Manoharan and Ananthakrishnan, 1990]. A more detailed study of this, using dedicated IPS radio telescopes (e.g., MEXART [Gonzalez-Esparza et al., 2004; Mejia-Ambriz et al., 2010], Ooty [Manoharan, 2012]; KSWC (in Korea), LOFAR [van Haarlem et al., 2013]), and potentially other WT applications, will be forthcoming.

3.5. Artículo 4. Detection of Solar Wind Disturbances: Mexican Array Radio Telescope IPS Observations at 140 MHz

Romero-Hernandez E., Gonzalez-Esparza J.A., Aguilar-Rodriguez E.,
Ontiveros-Hernandez V. and Villanueva-Hernandez P.

Solar Physics (2015); DOI 10.1007/s11207-015-0690-3

RESUMEN. La técnica de centelleo interplanetario (CIP) es un método de detección remota para el monitoreo de perturbaciones en el viento solar. El *Mexican Array Radio Telescope* (MEXART) es un instrumento operado a 140 MHz completamente dedicado a desarrollar estudios de viento solar empleando la técnica de CIP. Nosotros reportamos las mediciones de viento solar del MEXART (índices de centelleo y velocidades de viento solar) usando los datos obtenidos durante 2013 y 2014. Estas mediciones de viento solar fueron calculadas empleando una nueva técnica basada en la transformada de Wavelet (TW). Usando esta técnica, reportamos la variación de los índices de centelleo con la distancia heliocéntrica para dos radiofuentes, 3C48 y 3C147. Encontramos que las condiciones promedio de las variaciones de densidad del viento solar fueron distintas en 2013 y 2014. Nosotros usamos los ajustes de la tendencia radial del índice de centelleo para calcular los índices g . Basados en el valor de índice g , identificamos 17 eventos intensos que pudieron estar asociados con regiones de fuerte compresión en el viento solar. Nosotros presentamos las primeras identificaciones de ICME en nuestros datos. Nosotros asociamos 14 de los eventos identificados con sus EMC empleando observaciones de luz blanca de SOHO/LASCO. De este análisis encontramos que la mayoría de los eventos de CIP, detectados durante el máximo del ciclo 24, estuvieron asociados con eventos complejos (múltiples EMC). Para los eventos asociados con una sola EMC, encontramos una tendencia de desaceleración de la EMC conforme esta se propagó en el medio interplanetario. Estos resultados muestran que el instrumento detecta perturbaciones en el viento solar y que la metodología de TW provee información del viento solar con una buena precisión. Las observaciones de MEXART complementaran los estudios de CIP del viento solar usando otras frecuencia, y el rastreo de perturbaciones en el viento solar por otras estaciones localizadas en diferentes longitudes.

ABSTRACT. The interplanetary scintillation (IPS) technique is a remote-sensing method for monitoring solar wind perturbations. The *Mexican Array Radio Telescope* (MEXART) is a single-station instrument operating at 140 MHz fully dedicated to performing solar wind studies employing the IPS technique. We report MEXART solar wind measurements (scintillation indices and solar wind velocities) using data obtained during the 2013 and 2014 campaigns. These solar wind measurements were calculated employing a new methodology based on the wavelet transform (WT) function. We report the variation of the scintillation indices *versus* the heliocentric distance for two IPS sources (3C48 and 3C147). We found different average conditions of the solar wind density fluctuations in 2013 and 2014. We used the fittings of the radial dependence of

the scintillation index to calculate g -indices. Based on the g -index value, we identified 17 events that could be associated with strong compression regions in the solar wind. We present the first ICME identifications in our data. We associated 14 IPS events with preceding CME counterparts by employing white-light observations from the Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO) onboard the SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) satellite. We found that most of the IPS events, detected during the solar maximum of Cycle 24, were associated with complex CME events. For the IPS events associated with single CME counterparts, we found a deceleration tendency of the CMEs as they propagate in the interplanetary medium. These results show that the instrument detects solar wind disturbances and the WT methodology provides solar wind information with good accuracy. The MEXART observations will complement solar wind IPS studies using other frequencies, and the tracking of solar wind disturbances by other stations located at different longitudes.

Introduction

The term interplanetary scintillation (IPS) phenomenon refers to the random fluctuations in the intensity flux of radio waves propagating from a distant compact radio source. This phenomenon of radio wave scattering is caused by electron-density fluctuations in the solar wind [ΔN_e]. In brief, electron-density irregularities modify the plane wave fronts from a distant radio source, causing a diffraction pattern that moves across the antenna system at a speed close to that of the solar wind [Rickett and Coles, 1991].

IPS is a remote-sensing technique that allows us to monitor regions in the inner heliosphere that are inaccessible to spacecraft. Figure 1 shows the basic geometry of IPS observations. Since the turbulence density of interplanetary plasma rapidly decreases with heliocentric distance [$\approx R^{-4}$], there is a limited effective scatter region for every elongation angle [ϵ]. This region is located around the minimum distance between the line of sight (LOS) and the Sun (P point in Figure 3.19). The strongest scintillation is associated with P and, by geometry, the heliocentric distance to P [AU] is: $p = \sin \epsilon$ [Manoharan y Ananthakrishnana, 1990].

The scintillation index is related to electron-density fluctuations [ΔN_e] along the LOS of the radio source. This index varies with heliocentric distance, reaching the highest

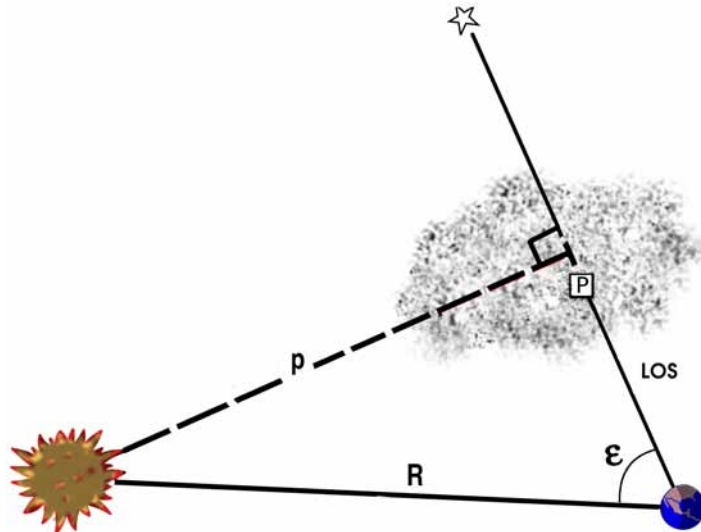


Figura 3.19: Configuration of IPS observations in the plane that includes the Sun, Earth, and the line of sight (LOS) to the radio source. In this scenario, there is a plasma cloud (solar wind or ICME) crossing by the LOS. The angle between Sun, Earth and LOS is the elongation angle $[\epsilon]$. The dotted line is the perpendicular distance $[p]$ that corresponds to the minimum distance between the Sun and LOS where at around P -point the contribution to the diffraction pattern is strongest.

value at a certain distance from the Sun. This distance depends on the observational frequency and indicates the transition between the weak- and the strong-scattering region nearest to the Sun [Manoharan, 1993a].

The IPS technique assumes that ΔN_e are proportional to density variations in the solar wind. Strong increments in solar wind density may be associated with two general types of large-scale solar wind perturbations: (i) the region around a stream interface between a fast solar wind stream overtaking a slow ambient wind (stream interaction region); and (ii) density enhancements associated with solar transient events such as interplanetary shocks and plasma sheaths driven by fast interplanetary coronal mass ejections (ICMEs). We can use IPS observations to identify large-scale solar wind compressive perturbations propagating from the Sun to 1 AU [Hewish and Bravo, 1986; Manoharan *et al.*, 1995; Janardhan *et al.*, 1996; Tokumaru *et al.*, 2003b; Manoharan, 2006].

This article has two aims: to report (i) the first measurements, around the solar maximum at 140 MHz, of the variations of the scintillation index with respect to the

heliocentric distance for two strong IPS radio sources, and (ii) the first identifications of ICMEs detected by MEXART during the solar maximum of Cycle 24. The outline of the article is as follows: Section 2 describes the MEXART characteristics and the observations for this study, Section 3 presents the variations of the scintillation index with respect to the heliocentric distance for 3C48 and 3C147, Section 4 reports the ICMEs detected by MEXART, Section 5 presents the discussion, and Section 6 the conclusions.

MEXART Observations

The Mexican Array Radio Telescope (MEXART) is a single-station observatory dedicated to performing solar wind studies employing the IPS technique. MEXART is located in the state of Michoacan, Mexico ($19^{\circ}48'N$, $101^{\circ}41'W$), at an altitude of about 1960 meters. This radio telescope has an operational frequency of 139.65 MHz with a bandwidth of 1.5 MHz, the sampling rate is 50 measurements per second and the receiver time constant is 47 ms. The antenna is a plane array of 64 east – west lines of 64 dipoles each ($64 \times 64 = 4096$ dipoles in total), covering a physical area of about 9600 m². MEXART is a transit radio telescope deploying 16 fixed latitudinal beams produced by a Buttler matrix. The instrument uses the Earth’s rotation to scan the sky daily, detecting the transit of several cosmic radio sources that are well known in the IPS catalogs. A detailed description of the array is provided elsewhere [Gonzalez-Esparza *et al.*, 2004; Mejia-Ambriz *et al.*, 2010]. The data employed for this study were obtained during the 2013 and 2014 observational campaigns. These observations were made employing half of the total array (2048 dipoles \approx 4800 m²). Table 1 shows the radio source list followed by MEXART and the observational intervals.

Tabla 3.4: IPS radio sources used for this study as followed by MEXART during 2013 and 2014. The columns correspond to the source coordinates (right ascension and declination), type (QSO = quasar) and electromagnetic flux at 159 MHz (3C catalog). The final column corresponds to the period when the radio source has elongation angles lesser than 90 degrees.

Radio sources	R.A.	Declination	type	flux 159 MHz (Jy)	Observation period
J0137+3309 (3C048)	01:37:41	33d09'35"	QSO	50	February-July
J0542+4901 (3C147)	05:42:36	49d01'07"	QSO	63	March-September

Variation of Scintillation Index with Heliocentric Distance; Observations at 140 MHz

We employed a new methodology based on the wavelet transform (WT) function to calculate the scintillation index [Aguilar-Rodriguez *et al.*, 2014]. This technique allows us to obtain, in a straightforward way, a normalized scintillation index and the frequency power spectrum (Fourier knee). The first step in our methodology is to remove low-frequency signals in the source flux record (time series). We subtracted a running average of 10 seconds (500 data points for 0.02 seconds of temporal resolution). This procedure acts as a high-pass filter that cleans the data from possible ionospheric scintillation. After that, we calculate the WT of the data series and plot it to generate the WT images. These images are similar to a dynamic spectrum where the x -axis is the time, y -axis is the period or frequency, and the power associated with every frequency is indicated in a color code. In this way, we can identify and select the interval where the IPS fluctuations dominate and remove intervals with interference from the data series. In general, observing at 140 MHz, the IPS frequency domain covers a region within 0.3 – 1 Hz. From the WT image we selected and calculated the average power within this range of IPS frequencies. On the other hand, we selected, in the same time interval, another high-frequency range ($2 < f < 10$ Hz), which corresponds to the instrumental noise, and also calculated its average power. Finally, the normalized scintillation index of a given source observation is the average power of the IPS range minus the average power of the instrumental noise range (see Figure 2 of Aguilar-Rodriguez *et al.* (2014)).

Employing the methodology described above, we calculated the scintillation indices for two strong radio sources (3C48 and 3C147) as detected at different elongation angles (see Table 3.4). We performed the observations in 2013 and 2014. Figure 3.20 shows the variation of the scintillation normalized index with the heliocentric distance [p] for the two IPS sources. The log–log plots show a distribution of points with an expected tendency and dispersion. A simple power law gives a good fit in the weak-scattering regime and the radial dependence of the scintillation index can be expressed as $m = m_0 p^{-b}$, where p is in AU, and m_0 is the scintillation index at 1 AU [Rao, Bhandari and Ananthkrishnan, 1974; Manoharan, 1993a]. We applied a least-squares fit to each log–log plot to obtain the power index [b]. Figure 3.20a shows normalized scintillation indices of 3C48 obtained from 2013 measurements at different heliocentric distances, where we obtained $b = -1.26$. Figure 3.20b shows the scintillation indices of the same source from 2014 measurements, and in this case we obtained $b = -2.02$. The fitting in the two log–log plots gave different results in the two years. When we

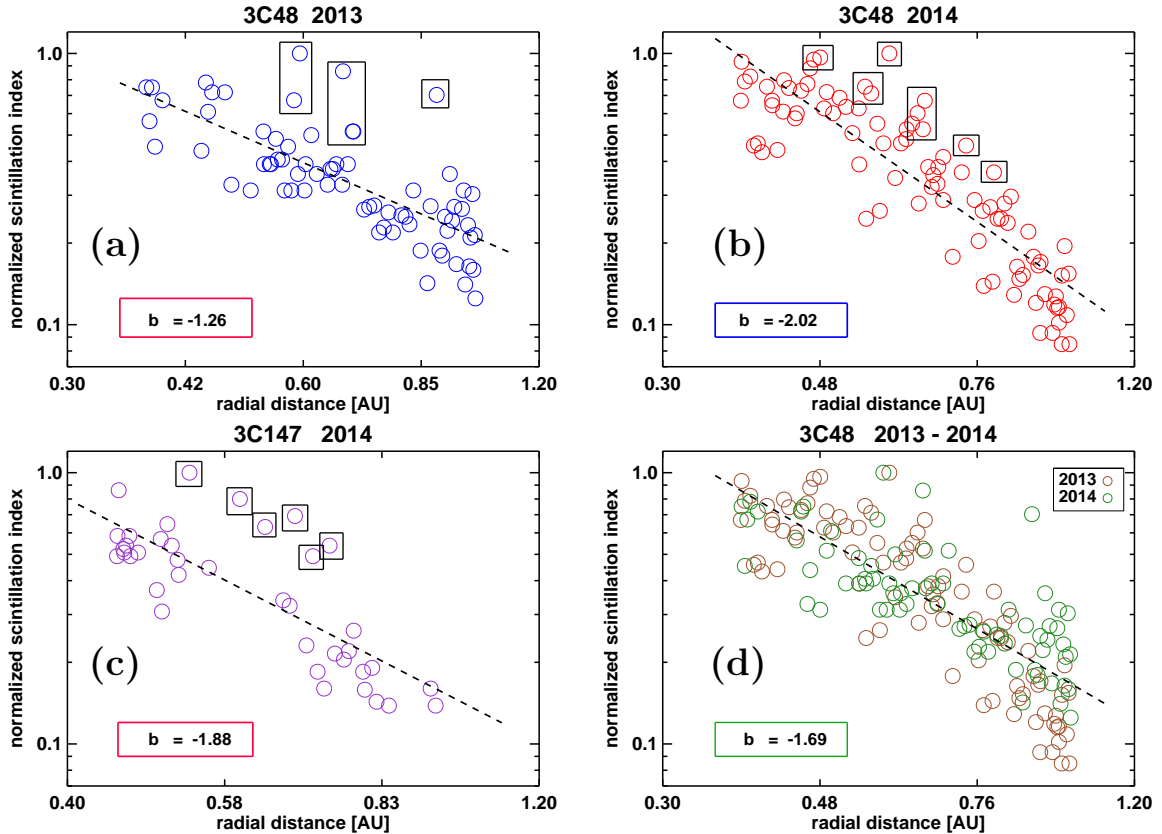


Figura 3.20: Variation curves of normalized scintillation index as a function of heliocentric distance [$p=\sin \epsilon$](log–log plots). The panels refer to the normalized scintillation index corresponding to 2013 and 2014 observations, for the IPS radio sources 3C48 and 3C147. We applied a least-squares fit to each plot to obtain a power-law function and its index [$m = m_0 p^{-b}$]. The boxes in the panels point out the strongest scintillations in our data.

joined the two 3C48 data sets, 2013 and 2014 (Figure 3.20d), we obtained $b = -1.69$. Figure 3.20c presents the corresponding log–log plot for 3C147 based on MEXART observations in 2014, where we obtained $b = -1.88$. In general, the indices of the power-law functions had values similar to those reported before at other observational frequencies [Manoharan, 1993; Fallows, Williams, and Breen, 2002; Manoharan, 2006; 2010].

These power-law function indices commented on above represent the average density

fluctuations in the inner heliosphere (*i.e.* turbulence level for the “quiet” (undisturbed) solar wind [Tokumaru *et al.*, 2003b]). These results can be compared with previous studies at other observational frequencies and studying other sources, where other authors reported power-law function indices between -1.3 and -2.2 [Manoharan, 1993; Fallows, Williams, and Breen, 2002; Manoharan, 2006; 2010]. Based on this yearly fitting, we can estimate the g -scintillation index, which is the scintillation index normalized with respect to the average scintillation value at the given elongation angle [Gapper *et al.*, 1982; Manoharan *et al.*, 1995]. This index allow us distinguish regions (in the inner heliosphere) where the density fluctuations are stronger ($g > 1$, compression regions) or weaker ($g < 1$, rarefaction regions) than the expected density fluctuations of the ambient solar wind ($g \approx 1$).

First ICMEs Detected with MEXART IPS Data

We assumed that there are frequent fast ICMEs around solar maximum, driving interplanetary shocks that cause large-scale regions of significant density enhancements in the interplanetary medium. Figure 3.20 shows some scintillation data points that appreciably exceed the least-squares fitting (*i.e.* the expected scintillation average value) indicating that they were associated with strong compressive events in the solar wind. These events by definition have g -indices greater than one. We identified 17 of these IPS events [$g > 1.5$] and investigated whether they could be associated with preceding CME counterparts.

To associate IPS observations with CME counterparts, we should keep in mind that IPS solar wind observations are significantly affected by two effects: (i) the LOS integration, and (ii) the plane-of-sky projection [Tokumaru *et al.*, 2003a]. To estimate the solar wind velocity using IPS observations, we implicitly assumed that the velocity is radially directed and is constant along the LOS. Since the scattering power (of the electron-density irregularities in the solar wind) falls off with heliocentric distance approximately as R^{-4} , IPS measurements are heavily weighted toward the solar wind at the closest approach of the LOS to the Sun (P -point in Figure 1) [Manoharan, 1997]. On the other hand, with respect to the projection effect, the plane-of-the-sky and the plane of the IPS geometry (*i.e.* the plane perpendicular to the discontinuous p -line in Figure 1) are close to one another only when the elongation angle [ϵ] is small. However, when $\epsilon > 30^\circ$ ($R > 0.5$ AU), the plane of the IPS geometry moves closer to the Earth–Sun line.

The first step to associate IPS measurements and CME counterparts was to estimate the solar wind speed from our IPS data by applying the single-station technique [V_{IPS}] [Manoharan y Ananthakrishnana, 1990]. We used the power spectra (Fourier knee) obtained from the WT and the velocity model fitting from the single-station technique (see Aguilar-Rodriguez *et al.*, 2015 for further details). For the velocity model fitting, we used a radio source angular width = 0.25 arcseconds for 3C48 and = 0.35 arcseconds for 3C147 [Janardhan and Alukar, 1993]. We computed the solar wind speed for each of our observations of IPS, with an associated occurrence time and heliocentric distance (elongation angle) (Table 3.5). Based on this initial information, we established an onset temporal window for a possible preceding CME counterpart taking in account four possible scenarios: (i) CMEs that according to their initial speed might be accelerated or decelerated due to its interaction with the background solar wind; (ii) CMEs propagating close to their initial speed (which was closer to the background solar wind speed); (iii) fast CMEs that might be decelerated by catching up to a slower preceding CME (marked as a complex event in Table 3.5), and (iv) slow CMEs that might be accelerated after being overtaken by a subsequent faster CME (also marked as complex events in Table 3.5). We selected as candidates for CME counterparts those for which we found the best travel-time agreement with the IPS observation, after we considered the different cases described above.

Tabla 3.5: List of CME–IPS events. The columns from left to right correspond to: association confidence [AC] parameter, CME date, CME angular width [AW], CME polar angle [PA], CME type [H: halo CME, PH: partial halo CME, L: limb CME, m: minor CME], CME initial velocity [V_0], IPS radio source observed, IPS observation date, IPS source heliocentric distance [R], IPS source polar [PA_{IPS}], g , IPS velocity (V_{IPS}), and transit velocity [$\langle V_t \rangle$] between the CME onset time and IPS event time.

AC	CME SOHO-LASCO observations						IPS MEXART observations							$\langle V_t \rangle$ [km s ⁻¹]
	date		AW [deg]	PA [deg]	type	V_0 [km s ⁻¹]	source	date		R [AU]	PA_{IPS} [deg]	g	V_{IPS} [km s ⁻¹]	
	year/month/day	hh:mm						yyyy/mm/dd	hh:mm					
1	2013/02/15	04:28	126	107	L	360±92	3C48	2013/02/19	22:24	0.92	74	1.56	220±60	336
3	2013/02/18	20:48	103	37	L*	317±10	3C48	2013/02/24	22:04	0.88	71	2.91	260±55	252
3	2013/05/22	08:48	210	270	L	687±196	3C48	2013/05/23	16:18	0.59	289	2.50	575±45	778
3	2013/05/31	06:36	245	65	PH*	491±31	3C48	2013/06/01	15:43	0.67	292	2.51	505±25	841
3	2014/05/02	12:48	44	95	b	428±128	3C147	2014/05/05	21:34	0.74	59	2.12	355±15	381
	N/A						3C147	2014/05/08	21:22	0.71	57	1.80	450±30	
1	2014/05/09	02:48	74	286	L	512±342	3C48	2014/05/10	17:10	0.47	302	1.50	425±25	499
1	2014/05/10	04:36	360	339	H	637±400	3C48	2014/05/11	17:06	0.48	302	1.59	435±15	546
3	2014/05/14	07:36	80	79	m*	374±225	3C147	2014/05/16	20:51	0.62	51	1.87	400±10	421
2	2014/05/16	14:12	76	293	m	322±164	3C48	2014/05/18	16:39	0.54	292	1.62	400±5	445
	N/A						3C147	2014/05/20	20:35	0.6	53	2.13	400±25	
3	2014/05/20	13:36	16	283	m*	428±6	3C48	2014/05/22	16:23	0.58	286	2.48	505±45	475
	N/A						3C48	2014/05/29	15:55	0.65	296	2.05	330±45	
3	2014/05/25	23:24	48	13	L*	443±258	3C147	2014/05/28	20:04	0.52	40	2.13	420±5	314
1	2014/06/05	15:12	206	276	PH	702±352	3C48	2014/06/07	15:20	0.73	280	1.79	455±55	630
3	2014/06/10	12:36	360	100	H*	1531±894	3C48	2014/06/13	14:57	0.79	278	1.68	390±40	442
1	2014/07/22	18:00	118	298	L	437±92	3C147	2014/07/25	16:16	0.68	313	2.34	420±70	402

* complex events

The heliographic location of the P -point of the radio source (all-sky, Figures 3.21b and 3.22b) indicates the location of the source with respect to eastern or western sides of the Sun. We searched at the SOHO/LASCO data for CMEs with a reasonable agreement given by this rough propagation direction (eastern or western side) and the temporal window given by the occurrence and velocity of the IPS event. These CME counterpart candidates also required an initial velocity [V_0 , from the coronagraph field of view] consistent with the IPS solar wind speed at the P -point considering the four possible scenarios described before. Finding these feasible CME counterparts, we additionally checked that the transit velocity [$\langle V_t \rangle$] (given by the CME onset time seen by LASCO, the IPS event time at MEXART, and the heliocentric distance of the P -point [$p = \sin \epsilon$]) was physically consistent with the other CME and IPS velocities.

Table 3.5 shows the IPS events detected by MEXART and their probable preceding CME counterparts associated with SOHO LASCO observations. In all the cases, by methodology, the CME initiation at the solar surface and its propagation direction is consistent with the heliographic latitude of the IPS source. On the other hand, the initial CME velocity given by SOHO/LASCO observations [V_0] agrees reasonably well with the IPS speed at the P -point calculated from MEXART observations [V_{IPS}]. The CME data of the events in 2013 were obtained from the SOHO/LASCO catalog ([CDAW.GSFC.NASA.GOV/CME_LIST/](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_LIST/)); whereas the CME data in 2014 were taken from the CACTUS LASCO catalog ([SIDC.OMA.BE/CACTUS/](http://sidc.oma.be/cactus/)). The first column of Table 3.5 refers to the association confidence (AC) parameter, where we estimated how confident we are in the CME–IPS event association. Columns 2–6 present the CME characteristics (date, hour, angular width, position angle, type, and onset velocity). Subsequently, columns 7–13 show the IPS event characteristics (source, date, hour, heliocentric distance, position angle, g -index, and solar wind velocity). The last column presents the calculated transit speed [$\langle V_t \rangle$] from this CME–IPS association. For the events with higher association confidence (AC=1) are the ones in which we found a good agreement between all the parameters of a unique CME and the IPS event. For the events with a medium AC (=2) are those in which we did not find such a good agreement in all the parameters between the CME and IPS characteristics (although it is reasonable). For those events with a low AC (=3), we were unable to associate a unique CME because there were various CMEs propagating in similar directions around the expected CME onset time (complex events). For these cases, we report the most likely CME involved; however, we believe that these IPS events were most likely associated with a combination of ICMEs interacting in the interplanetary medium (complex CME events marked with an asterisk in Table 3.5). We present two case events to illustrate our methodology.

Case event 1. CME on 2013-05-22

To first approximation, the CME events shown in Table 2 correspond to the most likely CME counterparts. Nevertheless, it would be necessary to use a 3D CME model to corroborate these associations. We present two case events to illustrate our methodology.

Figure 3.21 shows the analysis of the CME limb event on 22 May 2013. Figure 3.21a presents the LASCO-C2 image. The SOHO LASCO Catalog reports the CME onset time at 08:48 UT with an initial speed of $687 \pm 196 \text{ km s}^{-1}$ (the uncertainty in the velocity was obtained from `SHARPP.NRL.NAVY.MIL/CGI-BIN/SWDBI/LASCO/CMES/FORM`, where we had used the initial and final speed estimated as a proxy for the measurement uncertainty). Figure 3.21b indicates the heliographic location of the IPS source (3C48) on the all-sky map (blue diamond), where the P -point was at a radial distance of 0.59 AU with a heliographic latitude of +19 degrees on the western hemisphere. The LOS of the IPS source intersects the CME propagation direction; however, we should keep in mind that in this case $\epsilon = 35^\circ$ and the plane of the IPS geometry is oriented closer to the Earth–Sun line. The CME angular width was about 210° . The MEXART IPS event occurred on 23 May 2013 at 16:18 UT. From our analysis we obtained a IPS solar wind speed of about $575 \pm 45 \text{ km s}^{-1}$. The transit speed [$\langle V_t \rangle$] from this CME–IPS association was 778 km s^{-1} (suggesting a clear deceleration in the interplanetary medium). Figure 3.21c shows the WT analysis of the IPS record, indicating the location of the IPS frequency box and the instrumental noise frequency box that we used to calculate the scintillation index and the frequency power spectra (see methodology above). Figure 3.21d shows the model fitting to the observed power spectra (Fourier knee), and the resulting solar wind speed and its associated uncertainty. We characterized this event with a low association confidence (AC=3). This is because although the velocities [V_0 , $\langle V_t \rangle$, V_{IPS}] agreed well, there was a subsequent fast halo-CME ($V=1466 \text{ km s}^{-1}$) with an onset time of about five hours later. This posterior faster halo CME might have interacted partially with our slower CME counterpart along the LOS of the radio source. In this case we cannot associate a unique CME event with the IPS observation.

Case event 2. CME on 2014-07-22

Figure 3.22 shows the analysis of the CME limb event on 22 July 2014. Figure 3.22a shows the LASCO C2 image. The CACTUS Catalog reports the CME start time at 18:00 UT with an initial speed of $437 \pm 92 \text{ km s}^{-1}$. Figure 3.22b shows the heliographic

3.5. ARTÍCULO 4. DETECTION OF SOLAR WIND DISTURBANCES:
MEXICAN ARRAY RADIO TELESCOPE IPS OBSERVATIONS AT 140 MHz 137

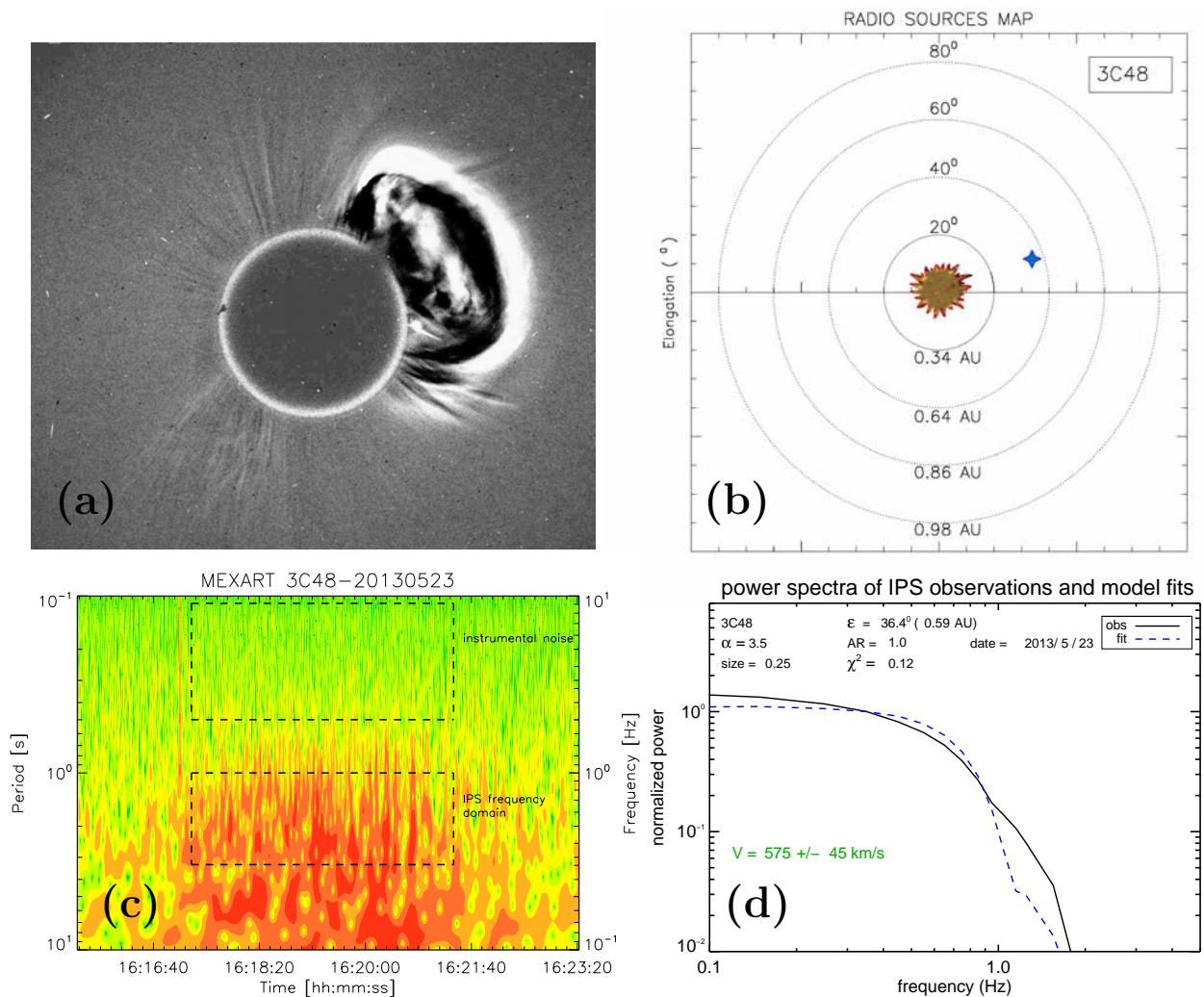


Figura 3.21: Association of MEXART IPS observation on 23 May 2013 with a preceding CME counterpart detected on 22 May 2013 by SOHO/LASCO. Panel (a) shows the white-light image from SOHO/LASCO, (b) all-sky map of the heliographic location of 3C48 (blue diamond) at the moment of the MEXART observation, (c) wavelet analysis of the IPS record image, and (d) power spectrum and the model fitting to calculate the solar wind speed, where we indicate the parameters employed to derive the fitting.

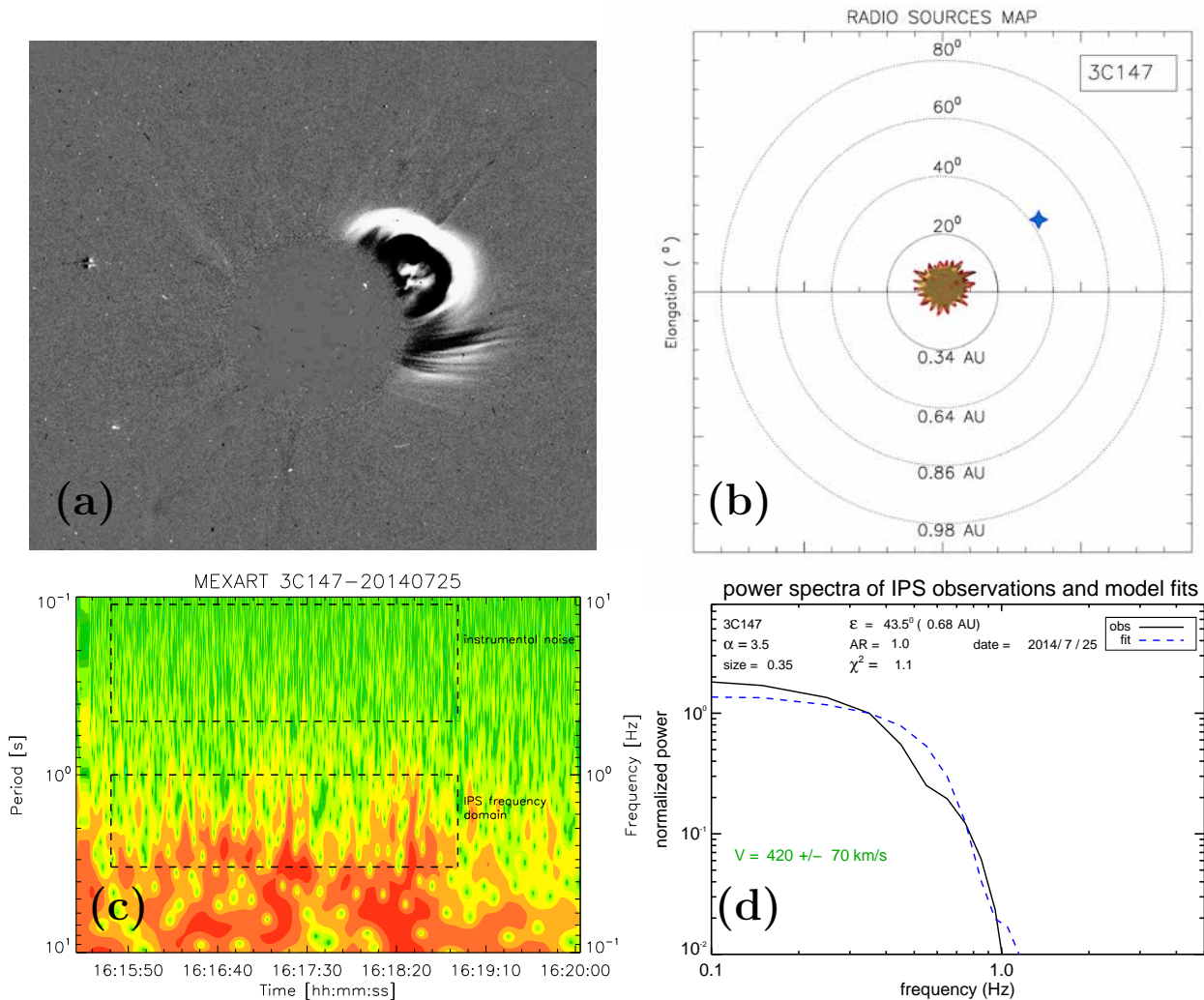


Figura 3.22: Association of MEXART IPS observation on 25 July 2014 with a preceding CME counterpart detected on 22 July 2014 by SOHO/LASCO. Panel (a) shows the white-light image from SOHO/LASCO; (b) All-sky map of the heliographic location of 3C147 (blue diamond) at the moment of the MEXART observation; c) wavelet image of the IPS record image; and (d) power spectrum and the model fitting to calculate the solar wind speed, where we indicate the parameters employed to get the fitting.

location of the IPS source (3C147), where the P -point was at a heliocentric distance of 0.68 AU ($\epsilon = 42^\circ$) with a heliographic latitude of 47 degrees on the western hemisphere. As in the previous event, the LOS of the IPS source intersected the CME propagation direction. The MEXART IPS event occurred on 25 July 2014 at 16:16 UT. From our analysis we obtained an IPS solar wind speed of about 420 ± 70 km s $^{-1}$. The transit speed [$\langle V_t \rangle$] from the CME initiation to the MEXART IPS detection was 402 km s $^{-1}$. Figure 3.22c shows the WT analysis of the IPS record, and Figure 3.22d shows the fit of the velocity model to observed power spectra. We characterized this event with a high association confidence (AC=1) because the three velocities [V_0 , $\langle V_t \rangle$, V_{IPS}] agreed well and we did not find other CMEs that could have interacted with our CME counterpart along the LOS of the source. This was a medium speed limb CME propagating near the expected ambient solar wind velocity, which did not suffer a significant deceleration in the interplanetary medium.

Discussion

MEXART has a unique operation frequency (140 MHz) and geographic longitude to perform IPS measurements, and MEXART new observations of IPS sources can be compared with previous studies using different frequencies. On Section 3, we presented the analysis of the scintillation index where we found an expected tendency and variation in the log-log plots (Figure 3.20). The yearly tendency indicates that, in general, the IPS sources scintillate more strongly closer to the Sun (all of the observations made within the weak-scattering region). The observations were taken during solar maximum of Cycle 24. The two IPS sources covered a wide range of heliolatitudes ($0^\circ - 65^\circ$) during the interval of observations. In the two cases, large elongation angles ($\epsilon \approx 80^\circ$) correspond to positions close to the Ecliptic ($\approx 5^\circ$), whereas small elongations angles ($\epsilon \approx 23^\circ$) correspond to positions out of the Ecliptic ($\approx 66^\circ$). The dispersion of the scintillation indices with respect to the least-squares fit, reveals fluctuations from the ambient density variations at that particular heliocentric distance (*i.e.* variations from the expected scintillation of the quiet solar wind). From the least-squares fitting in the variation plots we obtained a power-law function and its index, which characterize the yearly scintillation behavior of that particular IPS source. We used this power-law function to calculate the g -index of our IPS observations. We found a significant variation of the power-law function index of 3C48 comparing 2013 ($b = -1.26$) and 2014 ($b = -2.02$) observations. On the other hand, when we compare the results from 2014 observations, we found similar power-law function indices for 3C48 ($b = -2.02$) and

3C147 ($b = -1.88$).

In Section 3.5.4 we used the g -index to identify 17 IPS events with the strongest scintillation in our data, and we investigated whether they could be associated with preceding CME counterparts (Table 3.5). For 3 out of the 17 IPS events we were unable to find a possible CME counterpart. All of the preceding CMEs in Table 2 show a very well defined and massive front in SOHO/LASCO observations and, in all of the events, the ICME front crossed the LOS of the IPS source. For the 14 IPS events associated with CME counterparts, five had the highest association confidence parameter ($AC=1$), two of which were associated with halo CMEs, one with a partial halo CME, and two with CME limb-type events. On the other hand, most of the IPS events associated with CME counterparts (8 out of 14) were related with complex CME events. Although we were expecting that most of our strong IPS events would be related to fast CMEs driving interplanetary shocks (solar maximum of Cycle 24), all of the events in Table 2 had CME onset velocities lower than 1000 km s^{-1} and IPS velocities lower than 700 km s^{-1} . In general, we do not expect strong IPS scintillation from slow- or medium-speed CMEs because these events do not cause significant compression in the solar wind. However, since most of our IPS events were associated with complex CMEs, this suggests that two or more ICMEs intersecting the LOS of the IPS source interacted, and this interaction caused the compression region around the P -point that produced the strong scintillation.

Figure 3.23 shows a set of 14 velocity histograms of the IPS events associated with CME counterparts in Table 3.5. Each histogram has three bars corresponding to the three velocities associated with each event: CME initial velocity [V_0], transit velocity [$\langle V_t \rangle$], and IPS velocity [V_{IPS}]. The plots also indicate the error in V_0 and V_{IPS} . In general, for a fast CME decelerating in the interplanetary medium, we expect that $V_0 > \langle V_t \rangle > V_{IPS}$. Each histogram shows the association confidence parameter (AC) and the heliocentric distance (p) of the P -point of each event. For the five IPS events with $AC=1$ (IPS event associated with a unique CME), we obtained the expected decreasing velocity tendency commented on before. We found this trend even in those cases where the CME initial velocity was close to the expected ambient solar wind speed ($V_0 < 450 \text{ km s}^{-1}$). This tendency is related to the deceleration process of fast ICMEs in the interplanetary medium as has been pointed out by several studies [Gopalswamy *et al.*, 2000; Manoharan, 2006; Corona-Romero and Gonzalez-Esparza, 2011]. We recall, however, that in this analysis we did not consider the projection effect and the LOS integration effect that produce uncertainties in the estimations of the CME and IPS velocities.

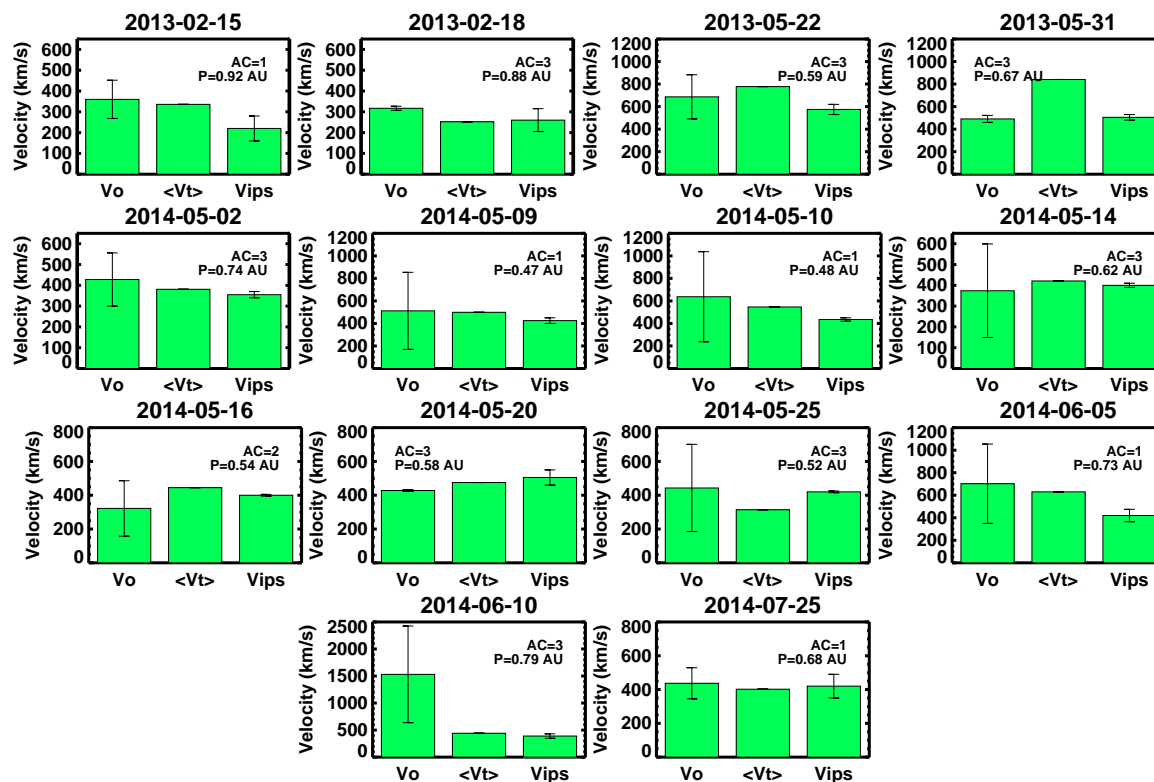


Figura 3.23: Velocity histograms of the 14 IPS events associated with CME counterparts. The three bars in each histogram correspond to: CME initial velocity [V_0], transit velocity [$\langle V_t \rangle$], and IPs velocity [V_{IPS}] (Table 3.5). The bars show the error in V_0 and V_{IPS} . Each histogram indicates the association confidence parameter (AC) and the heliocentric distance [p] of the P -point for each event.

Conclusions

We reported MEXART IPS observations of two strong quasars, 3C48 and 3C147, during 2013 and 2014. We applied a methodology based on the wavelet transform to calculate g -scintillation indices and solar wind velocities. These IPS observations were made at 140 MHz, a new frequency for IPS studies. We found, based on 3C48 observations, different average conditions of the ambient solar wind density in 2013 and 2014. We reported the first ICMEs detected by MEXART, associating the IPS observations with preceding CME counterparts detected by SOHO/LASCO. For the IPS events associated with single CME counterparts, we found a deceleration tendency of the CMEs as they propagate in the interplanetary medium. In a future work, we will explore the applicability of a 3D 3D CME model to validate the IPS-CME counterpart association. This study shows that this instrument, fully dedicated to IPS observations is performing continuous and reliable solar wind measurements. The MEXART will have new capabilities in 2015, upgrading the amplification from the antenna signal, doubling the antenna collection area, and having a new receiver with wider bandwidth. All of these improvements will allow the daily tracking of a few tens of IPS sources and the production of maps of g -values and solar wind velocities.

Capítulo 4

Conclusiones y resultados

La investigación de esta tesis estuvo enfocada en la identificación y el estudio de las perturbaciones de gran escala en el viento solar. Aquí se conjuntaron dos análisis independientes, uno basado en las observaciones in-situ de cinco naves espaciales, y otro en la técnica de percepción remota con datos de CIP del MEXART.

Las observaciones de las cinco naves nos permitieron analizar aspectos de la evolución heliocéntrica de los eventos identificados. El análisis muestra que éstas estructuras tienen fluctuaciones complejas de menor escala que afectan la aproximación global, apuntando a que para entender la dinámica de gran escala es necesario hacer más estudios con observaciones obtenidas en diferentes puntos de la heliosfera.

El análisis de los dos primeros periodos continuos de observaciones del MEXART muestra una mejora en sensibilidad para los estudios de viento solar y perturbaciones de gran escala. De este estudio se puede concluir que a partir de las observaciones del MEXART se pueden identificar perturbaciones de gran escala y aproximar su velocidad promedio usando el modelo de velocidades; no obstante, hace falta incrementar el número de radiofuentes de CIP para cubrir diferentes distancias heliocéntricas para construir mapas del índice de CIP y estudiar la evolución de las perturbaciones. Así mismo, la metodología basada en la transformada de wavelets ha demostrado ser muy eficiente para el cálculo del índice de CIP y el espectro de potencias, y ayudar a identificar y remover interferencias en los datos para mejorar la calidad de los espectros de potencias. Cabe señalar que la metodología desarrollada para el análisis de las

observaciones es una contribución que podrá ser empleada para futuros estudios.

Los resultados más importantes de este estudio han sido destacados en las conclusiones de los cuatro artículos de investigación que se incorporaron en los Capítulos 2 y 3. No obstante, a continuación se resumen los resultados más sobresalientes de cada análisis.

Estudio de Regiones de Interacción de Corrientes

- Las RICs analizadas durante este periodo fueron originadas por corrientes rápidas débiles provenientes de hoyos coronales a latitudes medias. Esto concuerda con las características de la fase ascendente del ciclo solar, en la cual los cambios en la configuración magnética generan hoyos coronales pequeños e inestables, y por ende las corrientes rápidas de velocidad menor y poca duración.
- La posición relativa de la interfase de corrientes tendió a estar más cerca del borde frontal de las RICs. A primera aproximación, esto se puede interpretar como una mayor compresión al frente de la interfase de corrientes, lo cual concuerda con el predominio de choques frontales. Así mismo, esta hipótesis es apoyada por el hecho de que en la RIC donde se registró el único choque reverso (CIR 3) la IC estuvo más cerca del borde posterior. También, la interfase de corrientes mostró una tendencia a desplazarse hacia el centro de la RIC conforme la distancia heliocéntrica fue aumentando. Esto apunta a que conforme la RIC evoluciona la compresión de las corrientes a ambos lados de la interfase de corrientes se equilibra. No obstante, se necesita analizar un mayor número de eventos para corroborar estos hechos.
- El análisis de la configuración geométrica de la interfase de corrientes mostró que todas las RICs estaban inclinadas con respecto a la eclíptica. De acuerdo con los modelos tridimensionales, este hecho concuerda con el origen asociado de las corrientes rápidas.
- El cociente de presión dinámica de las corrientes que generaron las RICs muestra que en más de la mitad de los eventos la corriente rápida le transfirió momento a la corriente lenta; sin embargo, en el resto de los eventos la transferencia de momento fue inversa. Este efecto se observó incluso en una misma RIC. Esto indica la presencia de inhomogeneidades en el viento solar que pudieron haber afectado la geometría y evolución heliocéntrica de estas estructuras.

- Los resultados del modelo MHD global sugieren que durante este periodo las regiones de compresión estuvieron localizadas a latitudes medias con ligeras inclinaciones, por lo cual las naves, al estar confinadas al plano de la eclíptica, debieron interceptar las RICs por alguno de sus extremos. Esto apoya el predominio de choques frontales. Desafortunadamente, sólo fue posible obtener aproximaciones del modelo para dos rotaciones solares (CR 1662, 1664), debido a periodos de intensa actividad.

Estudio de Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias

- Se encontró que las EMCIs tendieron a crecer con la distancia radial, efecto que fue más notable entre 1 y 2 UA. Esto resulta de la expansión que sufren las EMCIs debido a su diferencia de presión con el viento ambiente. Además, debido a que la densidad decae aproximadamente como la distancia al cuadrado [$\sim R^2$] la expansión de estas estructuras debe ser más marcada conforme la distancia heliocéntrica aumenta.
- Apesar de que en la mayoría de las EMCIs la velocidad de propagación fue relativamente lenta ($|V| < 600 km/s$), muchas impulsaron ondas de choque.
- En las EMCIs que impulsaron ondas de choque se observó que las fundas tendieron a aumentar su ancho radial. Este efecto debe ser consecuencia de la desaceleración de la EMCIs que se observó en varios de los eventos. Hecho que también es apoyado por el decremento en la intensidad de los choques observado más allá de 1 UA.
- La clasificación de los perfiles de presión total no es útil más allá de 1 UA, ya que la expansión y evolución de la eyecta podría tender a suavizar los perfiles, haciendo que los tres perfiles de presión presenten firmas similares.

Centelleo interplanetario

El CIP es una técnica de percepción remota capaz de proveer información global de la estructura del viento solar y las perturbaciones en él. Analizando las observaciones del radiotelescopio MEXART, obtenidas en los dos primeros periodos de observación

(enero a junio de 2013 y enero a julio de 2014) se identificaron dos radiofuentes que exhibieron CIP, los cuasares 3C48 y 3C147.

- Se estableció una metodología para el cálculo del espectro de potencias que mejoró notablemente la resolución de los mismos. Esto permitió hacer buenos ajustes con el modelo de velocidad y calcular velocidades. Esta metodología fue incluida en la biblioteca de programas en IDL del MEXART a manera de simplificar y hacer más interactivo el proceso de obtención del espectro de potencias y el ajuste de velocidad. Además, en estas rutinas se incluye el cálculo del índice de CIP, y la visualización de los mapas de radiofuentes que ayudan a monitorear la actividad solar.
- Se construyeron mapas bidimensionales y tridimensionales de la posición de las radiofuentes, a partir de los cuales se puede establecer una metodología para determinar la componente de la velocidad que contribuye al CIP con el fin de disminuir los posibles errores de proyección en la aproximación de la velocidad.
- También se reporta una metodología alternativa para el cálculo del índice de CIP, la cual se basa en la transformada de wavelets. Esta metodología, de acuerdo al análisis presentado en el artículo 3, ha demostrado ser confiable y facilitar en gran medida la identificación del CIP y el cálculo del índice de CIP. Asimismo, con la metodología de wavelets es posible filtrar interferencias en los datos para mejorar la calidad del análisis.
- Las observaciones de las dos radiofuentes permitieron determinar la tendencia promedio de las fluctuaciones de densidad del viento solar ambiente (curvas de variación del índice de CIP). La coincidencia temporal de los periodos de observación analizados permitió la comparación de las curvas de variación de 3C48, en donde se encontró un cambio significativo entre las condiciones de densidad del viento ambiente entre 2013 y 2014. No obstante, para corroborar este hecho se necesita analizar más fuentes en diferentes puntos de la heliosfera interna.
- A partir de las curvas de variación del índice de CIP se identificaron un conjunto de eventos intensos de CIP relacionados con el paso de perturbaciones de gran escala. Dado que las observaciones se hicieron durante la fase del máximo del ciclo solar, la mayor variación de densidad en el medio interplanetario debió ser causada por el paso de EMCIs. Usando este hecho como hipótesis, los eventos de CIP intensos fueron asociados con posibles EMCIs.

- Se propuso una metodología para la asociación de los eventos de CIP con sus posibles EMCIs. Ésta metodología mostró buenas asociaciones, aunque debido a actividad solar se encontró que en algunos eventos de CIP no fue posible asociar una única EMCI. Este es un primer análisis para identificar perturbaciones de gran escala usando datos de MEXART.

Trabajo a futuro

- **Construir curvas de variación del índice de CIP para diferentes radiofuentes, para estudiar las condiciones de densidad del viento solar ambiente.** Dado que desde el 2014, MEXART ha tenido observaciones ininterrumpidas va a ser posible obtener mediciones de varias radiofuentes.
- **Estimar los anchos de las radiofuentes a 140 MHz.** Con la recopilación de datos de 2014 y 2015 se tiene un número suficiente de datos para la estimación estadística del ancho de la radiofuente usando el modelo de velocidades.
- **Mejorar la metodología para la asociación de eventos de CIP con EMCIs.** Se requiere incluir los efectos tridimensionales de la propagación de las EMCIs, así como los posibles errores de proyección en el cálculo de velocidad. Las gráficas tridimensionales de la posición de 3C48 y 3C147 mostradas en el Capítulo 3, son una primera aproximación para el cálculo de la componente de la velocidad que contribuye al CIP.
- **Analizar más eventos de CIP y hacer su asociación con RICs y EMCIs.** La técnica del CIP puede proveer una visión global de la estructura del viento solar y eventos transitorios o perturbaciones de gran escala en el viento solar (EMCIs y RICs). Este estudio ha demostrado que MEXART está registrando perturbaciones de gran escala; sin embargo, es necesario incluir un mayor número de radiofuentes de CIP para un seguimiento más completo de éstas y generar mapas del índice “g”.
- **Generar tomografías tridimensionales empleando los datos de MEXART.** Ya se ha probado que las aproximaciones de velocidad hechas con los datos de MEXART son confiables y entran dentro del rango de velocidades estimadas por otros observatorios (Mejía-Ambríz et al., 2014), por lo cual el reto ahora es monitorear un número importante de radiofuentes para producir tomografías que sirvan para estudiar la evolución tridimensional de las perturbaciones

de gran escala. Como se mencionó anteriormente, el hecho de que MEXART se encuentre a una longitud muy distinta de los otros observatorios hace que sus observaciones sean relevantes para complementar estas tomografías.

Apéndice A

Fundamentos de radioastronomía

El cielo en radio

Con la detección y el estudio de las ondas de radio provenientes de las fuentes astronómicas nació la radioastronomía. El primer dispositivo que captó este tipo de ondas de radio, fue una antena construida por Karl G. Jansky en 1931. Su descubrimiento abrió paso a una serie de innovaciones en arreglos de antenas para estudios astronómicos, los cuales fueron llamados “radiotelescopios”.

Una fuente de radio o radiofuente se define como un objeto astronómico que emite ondas de radio de manera natural. Hay una amplia variedad de tipo de radiofuentes que abarcan desde estrellas (p. ej. el Sol) hasta radio galaxias (p. ej. Centauro A). La emisión de la mayoría de estas radiofuentes está relacionada con procesos físicos muy energéticos, por ello, como se verá en el siguiente apartado muchos de los procesos de emisión en radio son no térmicos (emisión girosincrotrón).

A partir de las mediciones en radio, se han construido mapas celestes que han mostrado otra visión de nuestra galaxia, además de revelar características importantes de las fuentes. Los mapas del cielo en radio como el que muestra la Figura 1, exhiben una serie de contornos que indican la temperatura de brillo del cielo de fondo (isotermas). Para este mapa en particular, los círculos pequeños señalan la posición de algunas radiofuentes discretas. Con estos mapas se ha determinado que el fondo de la galaxia

tiene una temperatura uniforme que oscila alrededor de los 3 K. Esta temperatura de fondo probablemente proviene de las fuentes que los radiotelescopios no alcanzan a resolver, por ello se ha establecido que el límite de sensibilidad de un radiotelescopio es de 3 K.

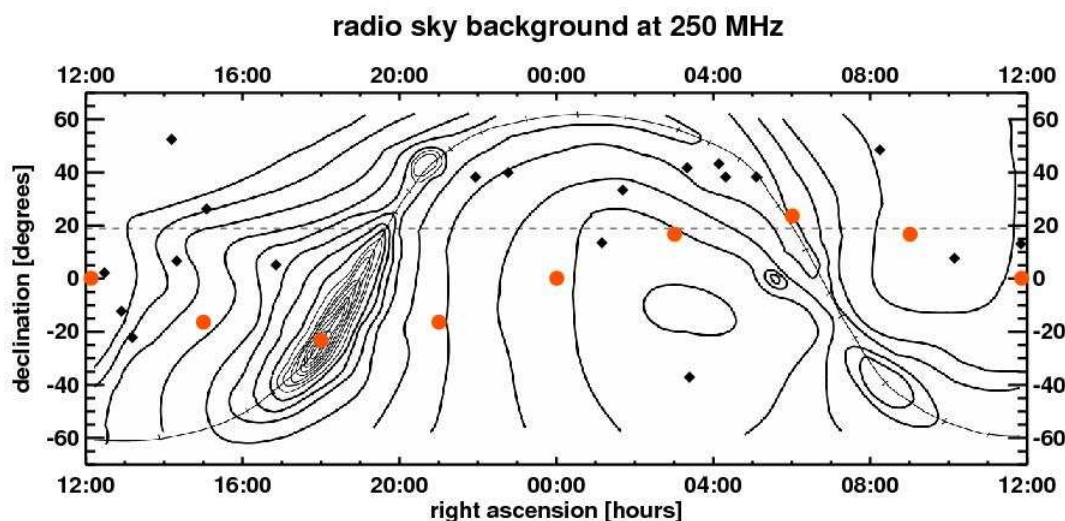


Figura A.1: Contornos del cielo en radio observado a 250 MHz con el radiotelescopio 96-helix. Tomada de Krauss (1986)

Emisión térmica y no térmica

La emisión continua se genera por procesos en donde el intercambio de energía no está cuantizado, de manera que los fotones emitidos pueden tener una distribución de energía continua. Los mecanismos de emisión continua pueden clasificarse, dependiendo de los procesos físicos involucrados, en: térmicos y no térmicos. La emisión térmica está relacionada directamente con la temperatura, de tal forma que los objetos con mayor temperatura emiten a frecuencias más altas. Aquí, gran parte de la emisión resulta de las colisiones entre iones y electrones, mecanismo conocido como emisión libre-libre o Bremsstrahlung. En el caso de la emisión no térmica, los procesos involucrados son independientes de la temperatura. Aquí la mayor parte de la radiación se genera por procesos de giroemisión, que tiene que ver con la aceleración de partículas cargadas en campos magnéticos intensos. Hay tres tipos de giroemisión: ciclotrón, girosincrotrón y sincrotrón. La emisión ciclotrón ocurre cuando los electrones se ace-

leran en trayectorias espirales debido a la acción de campos magnéticos, en este caso las velocidades de aceleración son no relativistas. La emisión girosincrotrón, al igual que la ciclotrón, sigue el mismo mecanismo de emisión, sólo que en este caso están involucrados electrones moviéndose a velocidades casi relativistas (intermedias). En la emisión sincrotrón, las partículas se mueven a velocidades relativistas, por lo cual este proceso es el más energético. Por ejemplo, muchas de las fuentes de radio tales como los remanentes de supernovas Casiopea A y la Nebulosa del Cangrejo, las radio galaxias M87 y Cignus A, emiten bajo procesos no térmicos [Bernard y Graham-Smith (2002)]. A longitudes de onda centimétricas, la emisión en radio es puramente térmica, mientras que a longitudes de onda mayores es no térmica.

Fuentes de radio

El Sol

Aunque la mayor parte del espectro solar está en el visible, es una fuente importante de ondas de radio. Debido a su ciclo de actividad es necesario dividir su emisión en: Sol quieto y Sol activo.

Cuando el Sol cesa su actividad, es decir, durante la fase mínima del ciclo solar, la emisión en radio proviene de zonas donde no hay manchas solares, aquí el plasma tiene una frecuencia mayor a la giroemisión, por lo cual la emisión es térmica. Bajo este mecanismo de emisión, podemos observar a diferentes alturas en la atmósfera solar dependiendo de la longitud de onda:

- $\lambda \sim mm \rightarrow$ *cromosfera baja*
- $\lambda \sim cm \rightarrow$ *cromosfera media y alta*
- $\lambda \sim dm \rightarrow$ *corona baja*
- $\lambda \sim Dm \rightarrow$ *corona alta*

La emisión de Sol quieto proviene principalmente de la corona (longitudes de onda métricas), en donde las estructuras térmicas tales como los hoyos coronales y los streamers (flujos de material coronal). Sin embargo, durante el máximo del ciclo, cuando el

Sol está muy perturbado, la mayor cantidad de ondas radio se producen en las regiones activas, ya que son zonas en donde las líneas de campo están muy juntas, lo que implica que el campo magnético es más intenso como para producir giroemisión. También, como se mencionó en la sección anterior, existen fenómenos intensos como los estallidos de radio que se observan a diferentes frecuencias.

Otras fuentes de radio

Hay varios tipos de fuentes de radio tales como: los remanentes de supernova (Casiopea A, la Nebulosa del Cangrejo), nubes de hidrógeno ionizado (Regiones H II), emisión de la línea del hidrógeno neutro (H I), estrellas de radio, cometas y pulsares. Debido a que el elemento más abundante en el universo es el hidrógeno, los estudios de radio se hacen en la línea espectral del hidrógeno neutro que tiene una longitud de 21 cm. Las nubes de hidrógeno ionizado son fuentes térmicas, ejemplos de estas son la nebulosa de Orión y Rosette. La fuente más intensa en radio es Casiopea A. Esta es una fuente no térmica debido a que se ha detectado radiación polarizada que indica procesos de radiación sincrotrón.

Muchas de las fuentes de radio han sido identificadas como galaxias externas, las cuales dependiendo de la fuente de emisión han sido clasificadas en: galaxias normales y radio galaxias. Las galaxias normales son aquellas con emisiones en el rango de $10^30a10^38watts$. En el caso de las radio galaxias, su emisión es resultado de procesos físicos en su núcleo, *i.e.*, éstas galaxias se caracterizan por tener núcleos activos. Las fuentes de emisión son muy particulares, entre las que se han identificado: los cuasares, las galaxias Seyfert, y los radio objetos con núcleos compactos y halos [Kraus (1986)].

Los cuasares son las fuentes de radio compactas más distantes y energéticas del universo. Se dice que su emisión está relacionada con la región que rodea a los agujeros negros supermasivos observados en el centro de las galaxias.

Los pulsares son estrellas de neutrones con campos magnéticos intensos, las cuales están rotando. Estas emiten haces de radiación los cuales sólo pueden ser observados cuando apuntan en dirección hacia la Tierra, de aquí que se observen pulsos de emisión cada determinado tiempo.

Flujo de radiación

El flujo de radiación captado por un radiotelescopio es mucho menor que el emitido por la radiofuente, esto debido a que el área de recolección de éste es muy pequeña. Suponiendo el caso más simple, en el que una fuente de radio está emitiendo en todas direcciones, la energía total emitida cada segundo estará determinada por su luminosidad (L), la cual se mide en Watts [W]. Podemos imaginar que la energía emitida por una fuente viaja a través del espacio a manera de esferas concéntricas. Bajo esta configuración, el flujo estará definido como la energía total radiada que cruza una determinada unidad de área en un cierto tiempo, medida en un rango estrecho de frecuencia. En radioastronomía, la unidad de flujo es el jansky [Jy], que es aproximadamente igual a $10^{26} \text{ Watt m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

Las fuentes en el cielo, dependiendo de su flujo y ancho angular se clasifican en:

1. **Fuentes puntuales:** aquellas cuyo ancho angular es infinitesimal.
2. **Fuentes localizadas:** son pequeñas, pero comparadas con las anteriores tienen un ancho angular discreto.
3. **Fuentes extendidas:** todas aquellas cuyo ancho angular es mayor a 1° .

En la mayoría de los estudios en radio se analizan fuentes compactas debido a que su ancho angular está bien definido. Para una fuente compacta la densidad de flujo de radiación esta dada por:

$$S = \int \int_{fuente} B(\theta, \phi) d\Omega \quad (\text{A.1})$$

donde $B(\theta, \phi)$, es el brillo o intensidad de la fuente, la cual está en función de la posición debido a que la intensidad depende del ángulo de observación.

Existen diferentes tipos de antenas, las cuales se diferencian básicamente por su patrón de potencia. Este patrón es una medida de la respuesta de la antena a la radiación en función de la posición. Cuando la fuente es observada con una antena cuyo patrón de potencia es $P_n(\theta, \phi)$, el flujo se expresa como:

$$S = \int \int_{\text{fuente}} B(\theta, \phi) P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (\text{A.2})$$

Analizando los casos límites en esta relación se encuentra que cuando el ancho angular de la fuente es menor que el del lóbulo principal, el flujo está dado por la ecuación (A.1). Si el ancho angular es mayor o igual al ancho del lóbulo principal se puede considerar que el brillo que le llega al haz principal es constante, por lo cual la relación anterior se reescribe como:

$$S = B(\theta, \phi) \int \int_{\text{fuente}} P_n(\theta, \phi) d\Omega \simeq B(\theta, \phi) \Omega_M \quad (\text{A.3})$$

En estas ecuaciones se hace la suposición de que la antena esta alineada con la fuente, pero en la práctica esto no siempre es posible.

Bajo la aproximación de Rayleigh-Jeans ($\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 = \frac{h\nu}{kT}$), el flujo también puede expresarse en función de la temperatura:

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \int \int T d\Omega \quad (\text{A.4})$$

donde k es la constante de Boltzmann. Si la temperatura de la fuente es uniforme, la integral se reduce a la ecuación (A.1).

De esta ecuación se puede ver que para una radiofuente de temperatura uniforme el flujo de radiación es:

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} T \Omega_s, \quad (\text{A.5})$$

donde k es la constante de Boltzmann y Ω_s es el ángulo sólido. De esta expresión se deriva que el flujo se puede aproximar como una función de λ :

$$S \propto \lambda^\alpha, \quad (\text{A.6})$$

en donde α es el índice espectral. Como se puede inferir de estas dos ecuaciones, cuando la temperatura de una radiofuente es constante, el índice espectral es igual a -2. Este índice negativo es característico de la radiación térmica del cuerpo negro. Cuando el índice espectral es positivo, la radiación es generada por procesos no térmicos, como ocurre con Casiopea A y Cygnus A, en donde el principal mecanismo de emisión es la radiación sincrotrón.

Propiedades generales de los radiotelescopios

Los radiotelescopios son arreglos de antenas usados para estudiar la emisión en radio de las estrellas, galaxias, cuasares y otros objetos astronómicos en el rango espectral de 30MHz ($\lambda \sim 10\text{ m}$) - 300 GHz ($\lambda \sim 1\text{ mm}$). Hay diferentes tipos de antenas, desde las parabólicas que son las más comunes, hasta antenas tan simples como las dipolares. En radioastronomía, el tipo de antena varía dependiendo del tipo de observación que se va a realizar. Básicamente, existen tres tipos de antenas:

- **Antena dipolar:** es la más simple. Consiste en un hilo conductor de la mitad de la longitud de onda de observación, cortado por la mitad, en cuyo centro se coloca un generador o una línea de transmisión.
- **Antena Yagi:** es una antena direccional, que es utilizada ampliamente en la recepción de señales televisivas. Consiste de un dipolo alimentador (feeder) colocado sobre una estructura que contiene un dipolo reflector y otros directores. El feeder tiene un tamaño ligeramente inferior a la mitad de la longitud de onda de observación, el receptor es 5% más grande y los directores son 4% más pequeños que el feeder. Este tipo de antena mejora la resolución angular del dipolo.
- **Antena Parabólica:** es la más empleada en estudios de radioastronomía. Se caracteriza por tener un reflector (disco) parabólico. Este tipo de antena puede ser usada para transmitir o captar una señal. En la recepción de señales, estas antenas tienen la ventaja de poseer un disco parabólico de gran área para recolectar las señales. En el caso de los radiotelescopios, cuando las ondas de radio emitidas por las radiofuentes llegan a la superficie del disco parabólico, rebotan sobre el disco

(se reflejan) y se concentran en el foco. Ahí las ondas de radio son captadas y amplificadas por el receptor. La mayoría de los radiotelescopios usan este tipo de antenas debido a la gran recepción de señales. Además, aplicando la técnica de interferometría¹, el área efectiva del radiotelescopio (área que capta las señales de radio) se puede incrementar sin necesidad de construir un disco enorme.

Independientemente del tipo de antena, los componentes fundamentales de un radiotelescopio son: 1) **superficie receptora**, arreglo de antenas que van a captar la radiación; 2) **conductor**, sistema a través del cual la señal es conducida hacia el receptor (p. ej. alambre de cobre); 3) **amplificador**, dispositivo para amplificar la señal captada; 4) **receptor**, dispositivo que recaba la señal recibida y la interpreta como un voltaje; 5) **Adquisidor de datos**, sistema computacional que se encarga del almacenamiento y administración de los datos. En términos simples, cuando la radiación de las radiofuentes es captada por el radiotelescopio, ésta induce un voltaje sobre la o las antenas que lo componen, el cual es amplificado y luego interpretado por el receptor como una señal. En los registros de los radiotelescopios estas señales tienen una forma Gaussiana. Para cada una de las radiofuentes la amplitud de la señal es diferente, dependiendo de sus características físicas (brillo, densidad de flujo).

En ésta tesis se emplean observaciones de radio del MEXART. Este es un radiotelescopio conformado por un arreglo de antenas tipo dipolar. Como ya se mencionó, este es el tipo de antena más sencillo y consta de dos elementos rectilíneos colineales de igual longitud ($\approx 1/2\lambda$). La longitud del dipolo (L_d), para el caso de un dipolo de onda completa, esta dada por $L_d = 150/(\text{frecuencia de resonancia en MHz})$. Teóricamente, en el caso del MEXART que trabaja a una frecuencia de resonancia de 139.65 MHz, el largo de cada brazo del dipolo es 1.07 m ($\sim 1/2\lambda$) [Terman (1955)].

Patrón de radiación de la antena

El patrón de radiación es la respuesta de una antena como función de la dirección. En terminos generales se visualiza como un diagrama en coordenadas polares que consiste en una serie de lóbulos o haces que representan la intensidad de los campos electro-

¹Está técnica se basa en el principio básico de la interferencia de las ondas, a partir del cual se combinan las señales de varios radiotelescopios que cubren un área grande, para que funcionen como un enorme radiotelescopio.

magnéticos o las densidades de potencia en las diferentes posiciones angulares. Esto significa, que los lóbulos son el campo de visión de las antenas.

El patrón de radiación se caracteriza por tener un lóbulo central (“lóbulo principal”) que es más largo y de mayor ancho angular, rodeado de una serie de lóbulos más pequeños (“lóbulos secundarios”). En el Apéndice B se hace una descripción del patrón de radiación del MEXART, en donde se verá el efecto que tiene este patrón de radiación sobre las observaciones de radiofuentes.

Matemáticamente, el patrón puede ser expresado en términos de la intensidad del campo o en términos del vector de Poynting o intensidad de radiación [Kraus (1986)]. A partir de éste puede calcularse el ancho angular del lóbulo principal de la antena (Figura 1.9):

$$\Omega_A = \int \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega, \quad (\text{A.7})$$

donde Ω_A es el ángulo a través del cual la potencia que transmite o recibe la antena fluiría si la potencia fuera constante sobre este ángulo, e igual al valor máximo.

La antena también puede caracterizarse mediante el ángulo sólido del haz principal. Restringiendo la integración de la ecuación anterior al ancho angular del lóbulo principal se obtiene que:

$$\Omega_M = \int \int_{main\ lobe} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (\text{A.8})$$

Directividad

Otro parámetro importante de una antena es la “directividad”, la cual es una medida de la cantidad de radiación que recibe, en función del ángulo. La directividad puede expresarse como la razón entre la intensidad de la radiación máxima [$U(\theta, \phi)_{max}$] y la intensidad de la radiación promedio [U_{avg}]:

$$D = \frac{U(\theta, \phi)_{max}}{U_{avg}} \quad (\text{A.9})$$

La intensidad de la radiación promedio está dada en términos de la potencia total radiada dividida por 4π , en donde la potencia total es igual a la intensidad de radiación integrada sobre 4π :

$$D = \frac{U(\theta, \phi)_{max}}{W/4\pi} = \frac{4\pi I(\theta, \phi)}{\int \int_{4\pi} I(\theta, \phi) d\Omega} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (\text{A.10})$$

Por lo tanto la directividad también puede expresarse como el cociente entre el ángulo sólido de una esfera (4π) y el ángulo sólido del haz de la antena.

La directividad también tiene que ver con el tamaño y la geometría de la antena. Para mostrar esta relación, consideraremos un campo eléctrico lejano E_r radiando sobre el haz principal de la antena a una distancia r . Bajo esta configuración, la longitud de onda puede expresarse como el producto del área efectiva [A_e] y el ángulo sólido:

$$\lambda_2 = A_e \Omega_A \quad (\text{A.11})$$

sustituyendo esta relación en la ecuación (A.10), se encuentra que:

$$D = \frac{4\pi}{\lambda_2} A_e, \quad (\text{A.12})$$

de donde claramente se observa que la directividad está directamente relacionada con el área efectiva de la antena.

Ganancia

La ganancia de una antena se refiere a la capacidad que tiene de concentrar la señal recibida en una sola dirección, es decir, cuánta energía recibe en la dirección de radiación

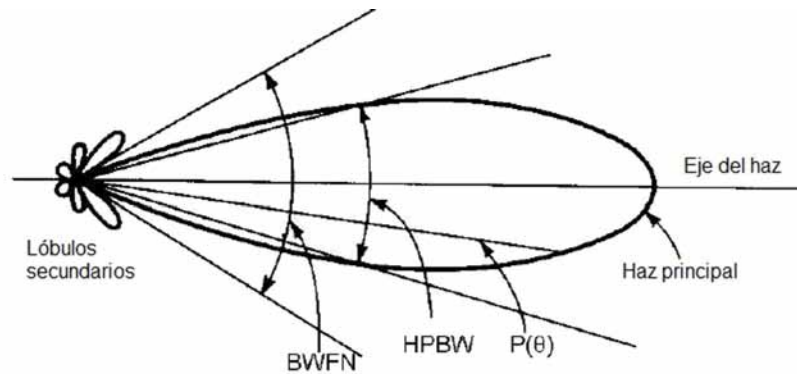


Figura A.2: Patrón de radiación de una antena en coordenadas polares. El patrón consiste una serie de lóbulos: un lóbulo principal que es el más grande y más ancho (lóbulo central) y varios lóbulos secundarios más pequeños.

máxima de una fuente isotrópica. La ganancia está relacionada con la directividad y con el área efectiva [A_e] del radiotelescopio de acuerdo a la siguiente relación:

$$G = \epsilon D = k \frac{4\pi}{\lambda} A_e \quad (\text{A.13})$$

donde k es la eficiencia de la antena. Esta ecuación indica que la ganancia de la antena depende de la eficiencia de la antena la cual se define como el cociente del ángulo sólido del haz principal (ω_M) y el ángulo sólido total del haz [ω_A]:

$$\epsilon_M = \frac{\omega_M}{\omega_A} \quad (\text{A.14})$$

Sensibilidad

La sensibilidad de un radiotelescopio es una propiedad muy importante que define que tan potente es el instrumento o que tanto alcance tiene dentro del campo de visión del radiocielo. La sensibilidad depende del área efectiva de observación, la eficiencia de la antena y la sensibilidad del receptor, y entre más grande sea el área de recepción del

radiotelescopio mayor será su sensibilidad.

El área efectiva de la antena se define como [Krauss (1986)]:

$$A_{eff} = GA_0 \quad (\text{A.15})$$

donde G es la ganancia y A_0 es el área de recolección de radiación ($\lambda/4\pi$).

Para saber cual es la temperatura mínima (rms del ruido de fondo) que puede detectar el radiotelescopio se utiliza la siguiente ecuación:

$$\Delta T_{rms} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{2\beta\tau}} \quad (\text{A.16})$$

donde T_{sys} es la temperatura del sistema, β es el ancho de banda del receptor y τ es el tiempo de integración del receptor. La temperatura del sistema depende de toda la electrónica que interviene en el arreglo (cables, baluns, amplificadores, etc.), pero en términos generales se expresa como:

$$T_{sys} = T_{antena} + T_{receptor} + T_{cielo} \quad (\text{A.17})$$

Apéndice B

Catálogo de radiofuentes del MEXART

Este apéndice es un trabajo enfocado en la identificación de las radiofuentes detectadas por el radiotelescopio MEXART, esto en el sentido de analizar cómo se ha incrementado la sensibilidad del radiotelescopio a partir del incremento del área efectiva realizado en diciembre de 2010. Con esto se pretende tener una visión más general de cómo trabaja el radiotelescopio, y cuáles son las limitaciones de las observaciones del MEXART que se emplearán en la reconstrucción de eventos de gran escala (eyecciones de masa coronal (EMC)).

Para la construcción del catálogo de radiofuentes empleamos la metodología descrita en Mejía-Ambriz (2012). Entre los resultados más importantes podemos mencionar que el aumento del área efectiva de MEXART incrementó la sensibilidad del mismo, aumentando el número de radiofuentes detectadas. La matriz de Butler que despliega los 16 haces en la dirección norte-sur, no está funcionando adecuadamente, ya que la dirección de los lóbulos principales del patrón de radiación de la antena difiere mucho de la dirección teórica esperada.

Características de operación del MEXART

MEXART es un radiotelescopio conformado por un arreglo de 4096 dipolos, distribuidos en 64 líneas de 64 dipolos cada una, que cubren un área física total de $9660 m^2$. Como se menciona en la unidad teórica B, MEXART comenzó sus observaciones en el 2007 empleando sólo $1/4$ del arreglo total, esto es un arreglo de 1024 dipolos (\rightarrow 16 líneas de 64 dipolos). A finales del 2010, los técnicos del observatorio pusieron en funcionamiento otro cuarto del arreglo total, conjuntando así un arreglo de 2048 dipolos (\rightarrow 32 líneas de 64 dipolos), con el cual hasta el día de hoy MEXART continua operando.

Las 32 líneas del arreglo se conectaron a las 16 entradas de la matriz de Butler mediante combinadores 2:1. La matriz de Butler es un sistema de redireccionamiento que se encarga de desplegar 16 haces en la dirección norte-sur. Por lo tanto, en teoría, el patrón de radiación del MEXART debe estar conformado por 16 lóbulos principales apuntando hacia diferentes declinaciones: $\pm 4^\circ$, $\pm 11^\circ$, $\pm 18^\circ$, $\pm 26^\circ$, $\pm 34^\circ$, $\pm 43^\circ$, $\pm 53^\circ$, $\pm 68^\circ$, medidos a partir del cenit de MEXART ($\approx 20^\circ$). En la dirección norte-sur, estos 16 haces cubren un rango de observación de 139° , que va de -48° a 88° ; mientras que en la dirección este-oeste, el ancho de los haces es de 1° , pero con ayuda de la rotación terrestre el radiotelescopio hace el barrido completo del cielo en esa dirección.

Funcionamiento

A continuación se resume paso a paso el proceso de adquisición de datos de MEXART [Villanueva-Hernández (2010); Mejía-Ambriz (2012)]:

- La señal proveniente de una radiofuente es recolectada por los 2048 dipolos del arreglo. Cada línea del arreglo está dividida en 4 secciones de 16 dipolos.
- Después de ser captada, la señal de cada sección se acopla en una línea de transmisión coaxial mediante un transformador de impedancias (balun).
- Posteriormente, la señal pasa por una etapa de filtraje, amplificación y combinación. Primero se eliminan las bajas frecuencias con un filtro pasa altas a 67 MHz, posteriormente, la señal resultante es amplificada a 20 dB, y finalmente las 4 señales resultantes son combinadas en pares (lado este y oeste). Las dos salidas resultantes (ramas) son combinadas (2:1) para tener la suma de los 64 dipolos.

- De aquí, la señal pasa a otra etapa de filtraje. Esta vez se emplea un filtro pasa bandas con un ancho de 15 MHz, centrado a 140 MHz. La salida es amplificada nuevamente a 20 dB.
- Después de este proceso, la señal de las 32 líneas viaja a través de un cable coaxial hacia el cuarto de control, en donde se conecta a los 16 puertos de la matriz de Butler empleando combinadores 2:1.
- La matriz de Butler genera 16 salidas, de las cuales una o más salidas (dependiendo del tipo de observación que se este realizando) son conectadas a un receptor que mide el flujo de las fuentes en volts.
- Finalmente, esta información pasa a una tarjeta adquisidora de datos que hace la interpretación de los datos mediante un software que a su vez almacena la información. Este software tiene un tiempo de muestreo de 20 ms, esto es 50 datos por segundo.

Todo el proceso descrito anteriormente es bosquejado en la Figura B.1.

Metodología

Para determinar la intensidad con que se observa una radiofuente se calcula su relación señal a ruido (RSR), la cual es una medida de la amplitud de la radiofuente en relación al ruido de fondo (generado por el instrumento):

$$RSR = \frac{A}{\langle \sigma \rangle_{off}}, \quad (\text{B.1})$$

siendo A , la amplitud de la radiofuente medida como se indica en la Figura B.2, y $\langle \sigma \rangle_{off}$ la desviación estándar del cielo de fondo, mejor conocido como el RMS o ruido del instrumento.

Para la construcción del catálogo de radiofuentes se siguió la metodología descrita por Mejia-Ambriz (2012). A continuación se lista el procedimiento empleado.

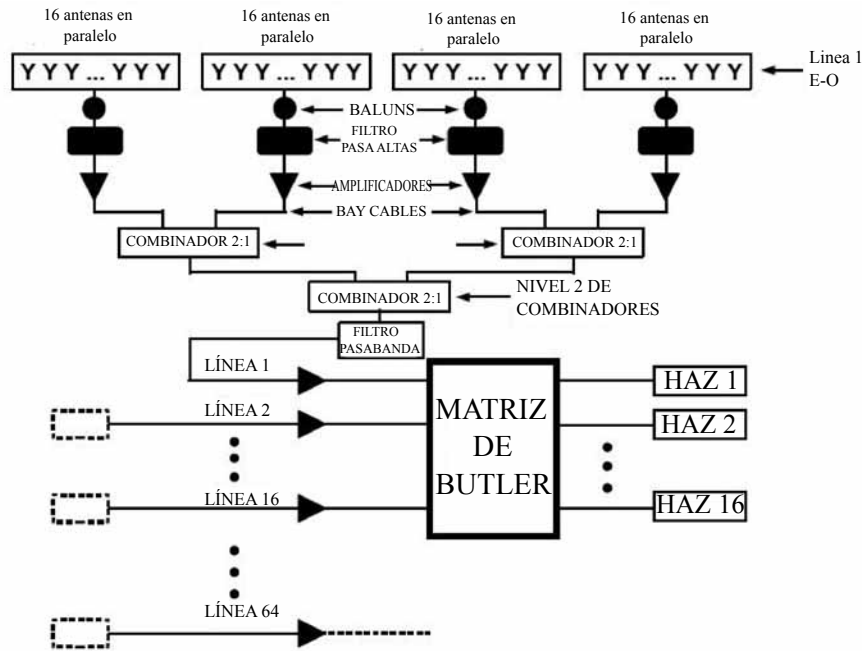


Figura B.1: Configuración electrónica de MEXART.

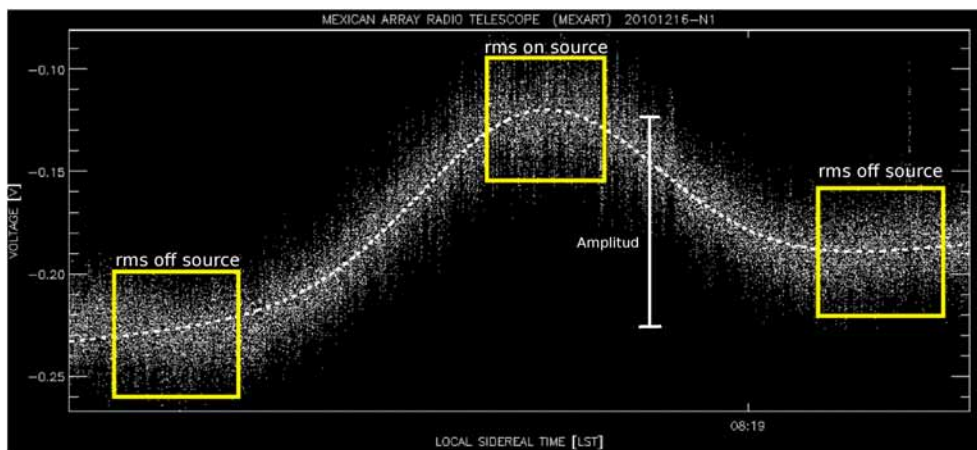


Figura B.2: Esquema de cómo se mide la amplitud de una radiofuente a partir del *rms on source* y *rms off source* (ruido de fondo) del instrumento.

1. Se identifica una radiofuente en un registro de 24 horas del MEXART, esto es, una forma gaussiana en la señal recibida por el receptor con un tiempo de tránsito de $\approx 4'$.
2. Se calcula la RSR de cada una de las radiofuentes identificadas. Este proceso se repite para al menos tres registros, y se toma el promedio de la RSR, como el valor asociado a la fuente.
3. Posteriormente se hace un filtrado, considerando en el catálogo únicamente las radiofuentes cuya RSR es $> 3\sigma$.
4. Una vez que se han discriminado las radiofuentes, se calcula el tiempo en que la señal gaussiana toma su valor máximo para conocer la ascensión recta a la que se le da un margen de error $1'$. Para calcular la declinación se usa el patrón de radiación en el cual se puede identificar la región a la que observa el haz. Sólo se toman en cuenta las regiones en donde el haz tiene eficiencia $> 70\%$ en un radio de declinación de \pm la mitad de la diferencia entre las declinaciones adyacentes del patrón de radiación.
5. Debido a la gran similitud con la frecuencia de observación del MEXART, se buscan en los catálogos de Cambridge (a 159 MHz) y Culgoora (a 160 MHz) cada una de las radiofuentes seleccionadas. Esto se hace tecleando la ascensión recta en el buscador de radiofuentes del MEXART¹, el cual es un compendio de varios catálogos de radiofuentes, tales como el de Cambridge (3C, 4C) y Culgoora. El buscador despliega todas las fuentes que se encuentran a esa ascensión recta, por lo cual se requiere saber la declinación (dirección del flujo mínimo detectable) aproximada para discriminar las otras fuentes.
6. Si después del paso anterior aún hay dos o más radiofuentes con la misma ascensión y declinación, se selecciona la radiofuente más intensa que sobrepase los 15 Jy, esto de acuerdo con la sensibilidad del radiotelescopio.

Las radiofuentes del catálogo de MEXART son reportadas con el nombre con que aparecen en los catálogos de Cambridge o Culgoora. En caso de que a una radiofuente no se le pueda asociar una declinación con la metodología del punto anterior, se reporta con el nombre de MEXhhmm, donde hh es la hora y mm el minuto en ascensión recta en que se observa.

¹<http://www.mexart.unam.mx>

Patrón de radiación

Antes de comenzar con la construcción del catálogo de radiofuentes vamos a analizar el patrón de radiación de la antena, esto con el fin de saber hacia donde están observando los 16 lóbulos principales que despliega la matriz de Butler y de esta manera facilitar la identificación de las fuentes.

De acuerdo con trabajos previos [Villanueva-Hernandez (2009); Carrillo-Vargas (2009); Mejía-Ambriz (2012)], el patrón de radiación de la antena difiere mucho del patrón teórico, esto se debe en gran parte a que la matriz de Butler no está funcionando correctamente. Es por eso que es de suma importancia caracterizar el patrón de radiación con base en las observaciones. A continuación se describe la metodología empleada para la caracterización del patrón de radiación.

- El primer paso es seleccionar un conjunto de radiofuentes intensas que fácilmente se puedan identificar en los registros de MEXART usando los catálogos de Cambridge y Culgoora, y los buscadores de fuentes del radiotelescopio y otras bases de datos como la de la NASA (<http://ned.ipac.caltech.edu/>). Es importante que las radiofuentes estén distribuidas en un amplio intervalo de declinación, tratándose de cubrir los 120 grados que abarca el campo de visión de MEXART en la dirección norte-sur (80° a -40°). En este caso se eligió un conjunto de 20 radiofuentes listadas en la Tabla 1. En esta tabla se muestra el nombre de la fuente, posición (ascensión recta (AR) y declinación) y su flujo a 140 MHz.
- Se calcula la RSR de estas radiofuentes en cada uno de los haces. Para cada radiofuente, la RSR va a ser diferente dependiendo del haz. Esto nos va a dar una idea global de la dirección en la que está apuntando, que de acuerdo con los trabajos previos sabemos que los haces no apuntan hacia una dirección preferencial. Cabe señalar que es complejo describir completamente el patrón de radiación de la antena a partir de las observaciones de estas radiofuentes, ya que como se mencionó anteriormente, los lóbulos del patrón han mostrado ser bastante irregulares de manera que hay parámetros que pueden ser muy aleatorios, como el ancho de los haces.
- Con el fin de tener una medida de base para determinar la “sensibilidad” de cada haz, se estima el flujo de estas radiofuentes a 140 MHz (S_{140}). Esto se hace ajustando una función a las mediciones del flujo a diferentes frecuencias de cada radiofuente. Esta información se extrajo de la base de datos de la NASA.

Fuente	AR	Declinación	Flujo a 140 MHz (Jy)
3C461 (Casiopea)	23:23:28	58°48'29"	13551
3C295	14:11:20	52°12'29"	84
3C196	08:13:36	48°13'03"	81
3C084 (Perseo)	03:19:48	41°27'50"	107
3C405 (Cygnus A)	19:59:28	40°43'16"	8985
3C134	05:04:42	38°06'11"	96
3C123	04:37:04	29°40'14"	264
3C144 (Nebulosa del Cangrejo)	05:34:32	22°00'22"	1660
CENIT	-	19°48'47"	-
3CR400	19:22:58	14°11'50"	500
3C274 (Virgo A)	12:30:49	12°23'32"	924
3C298	14:19:08	06°28'35"	43
3C348(Hércules A)	16:51:08	04°59'33"	456
3C273	23:23:28	02°03'09"	105
3C353	17:20:28	-00°54'57"	295
3C161	06:27:10	-05°53'05"	81
3C218 (Hydra A)	09:18:05	-12°05'39"	355
3C283	13:11:40	-21°59'55"	44
SGR A	17:45:40	-29°00'28"	4200
Fornax A	03:22:41	-37°12'30"	936
1322-427 (Centaurus A) A	13:25:57	-43°01'09"	1777

Tabla B.1: Lista de radiofuentes empleadas para la descripción del patrón de radiación de los 16 haces de la matriz de Butler.

- Para estimar la “sensibilidad” de los haces se calcula el cociente entre el flujo de la radiofuente a 140 MHz y la RSR, esto nos da una estimación del flujo recibido por cada σ (S_σ):

$$S_\sigma = \frac{S_{140}}{RSR} \quad (\text{B.2})$$

Las Figuras B.3 y B.4 muestran una serie de gráficas en donde se aprecia cómo está distribuida la captación de flujo en cada haz (norte y sur, respectivamente). En esta distribución, estamos considerando que para cada haz la dirección con el mínimo flujo

detectable corresponde a la de mayor “sensibilidad”, la cual debe estar asociada a la dirección en la que apunta el lóbulo principal de ese haz, esto de acuerdo con el Capítulo 1. Para hacer estas gráficas tomamos el valor más pequeño del flujo mínimo detectable como la declinación de mayor captación y le asociamos el valor de máxima de captación, que en este caso lo consideramos como “1”.

En estas gráficas (Figuras B.3 y B.4) podemos observar que la captación de flujo en cada haz está distribuida hacia todas direcciones, inclusive, en algunos casos, como en el haz N3, N5, N7 y S5, sobresalen dos o más direcciones en las que el haz tiene una sensibilidad semejante, lo que nos indica que el patrón de radiación de los haces no está bien definido. Otro problema que salta a la vista es que los haces no están apuntando en la dirección teórica. Al parecer en la mayoría de los haces, la región de mayor sensibilidad está ubicada a declinaciones alrededor de los $0 \pm 25^\circ$. Tal como se discute en trabajos previos, las principales irregularidades en las observaciones de los haces son:

1. Los lóbulos de cada haz están observando en un amplio rango de declinación, de tal forma que un mismo haz puede detectar fuentes de radio muy distantes entre sí.
2. Se observan fuentes que teóricamente no deberían observarse.
3. Distintos haces detectan fuentes con una RSR semejante.
4. El núcleo galáctico se detecta claramente con todos los haces.

Para tener una idea general de cómo debería ser el patrón de radiación de la antena en el plano norte-sur, en la Figura B.5 se muestra el patrón de radiación teórico de los 16 haces en coordenadas polares obtenido por Villanueva-Hernandez (2009) y Carrillo-Vargas (2009). Este patrón fue simulado empleando la configuración de un arreglo uniforme de 16 x 16 dipolos. Para esta simulación se supuso que las 16 señales que entran a la matriz de Butler tienen la misma amplitud y fase, es decir, no se toma en cuenta ningún posible error que modificase el patrón de haces resultante. Como podemos observar, globalmente, el patrón de radiación teórico dista mucho del patrón de radiación discreto obtenido de las observaciones de las 20 radiofuentes. Esto se debe en parte a que este es el patrón de una antena ideal; sin embargo, tal como lo detallan Villanueva-Hernandez (2009) y Carrillo-Vargas (2009) el problema radica en el mal direccionamiento de los haces que está desplegando la matriz de Butler.

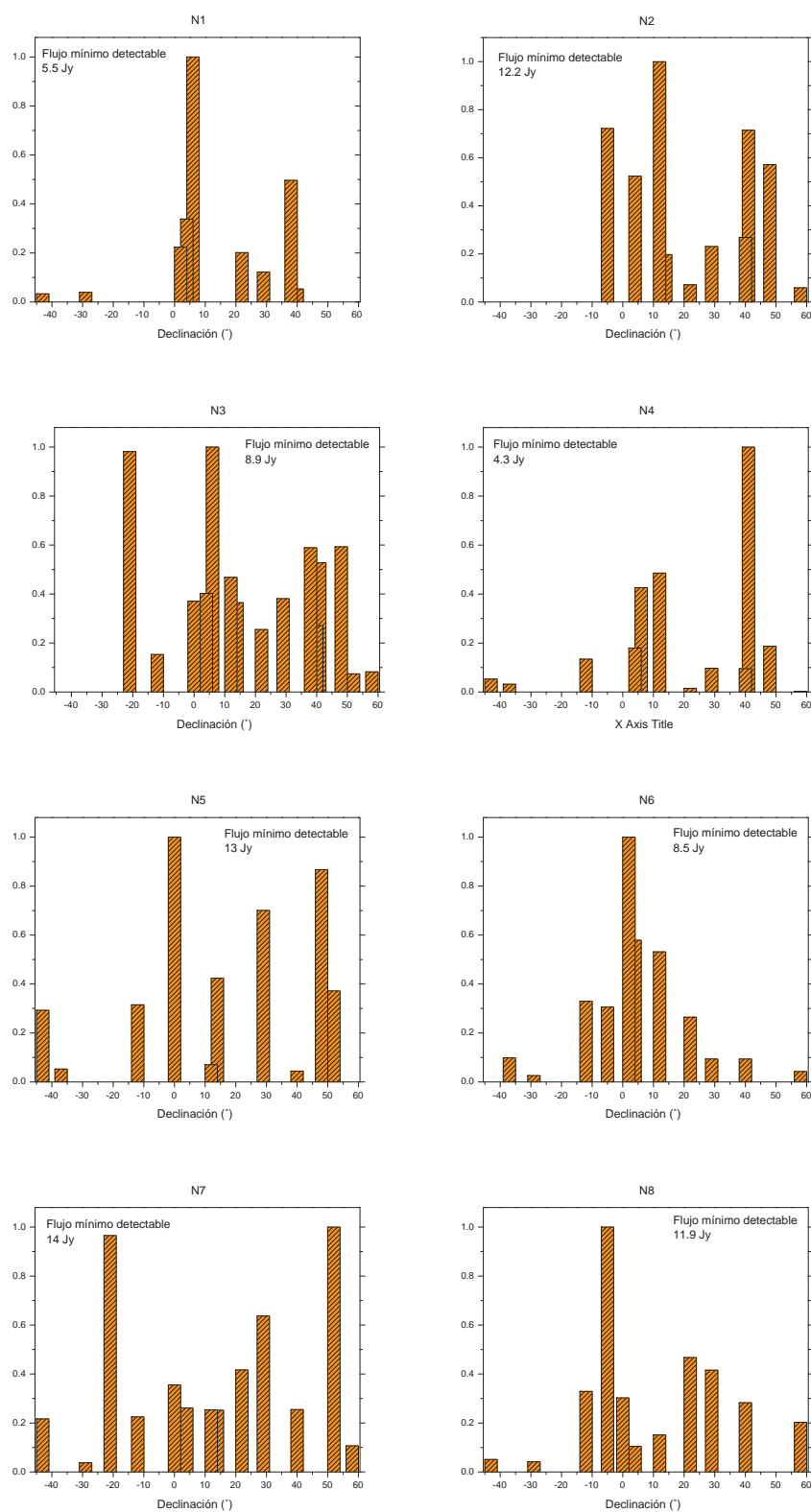


Figura B.3: Distribución de la captación de flujo registrada por los 8 haces norte. El máximo valor en estas gráficas es 1, que simboliza la dirección en donde se da el menor flujo mínimo detectable.

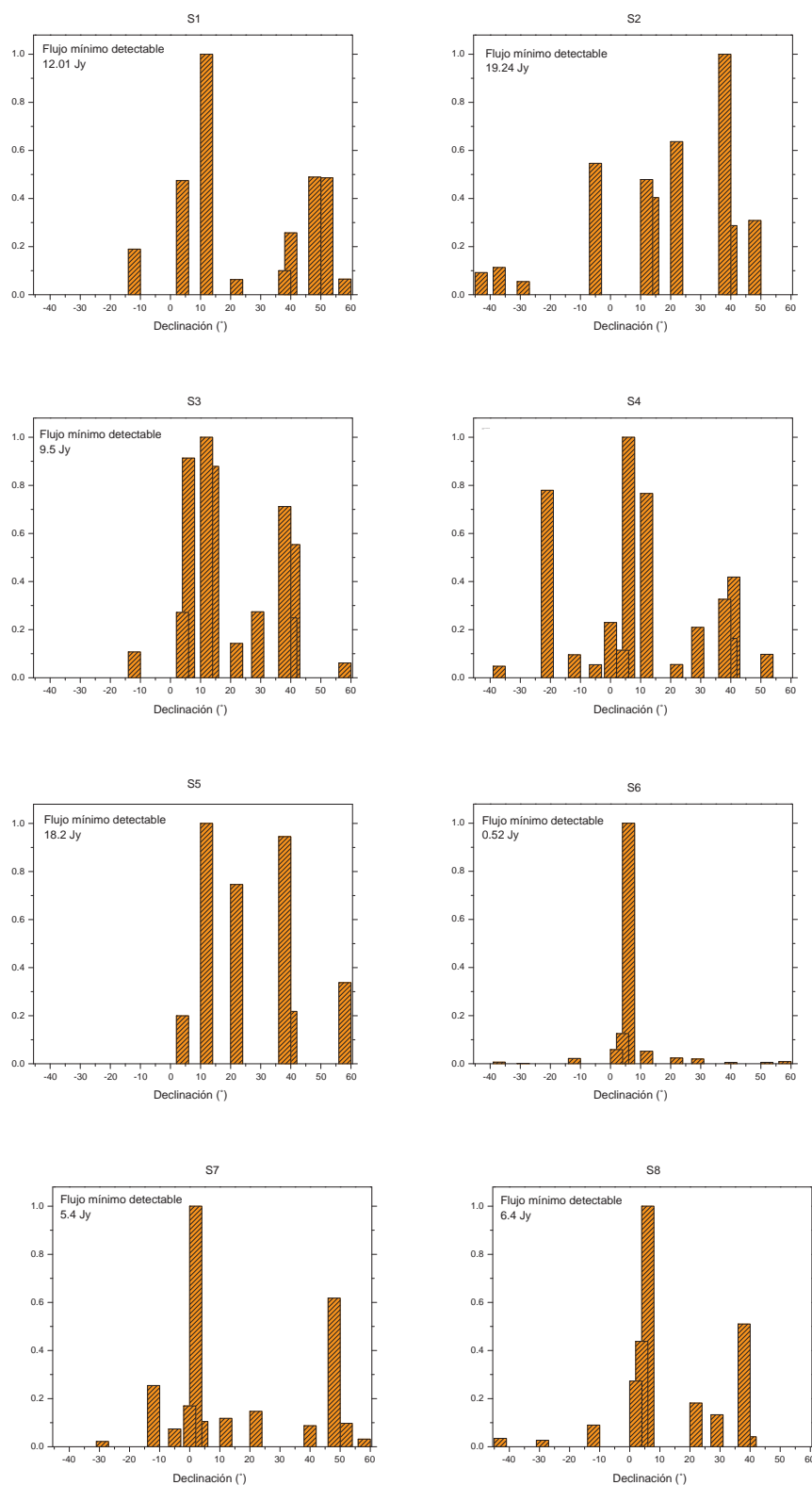


Figura B.4: Distribución de la captación de flujo registrada por los 8 haces sur. El máximo valor en estas gráficas es 1, que simboliza la dirección en donde se da el menor flujo mínimo detectable.

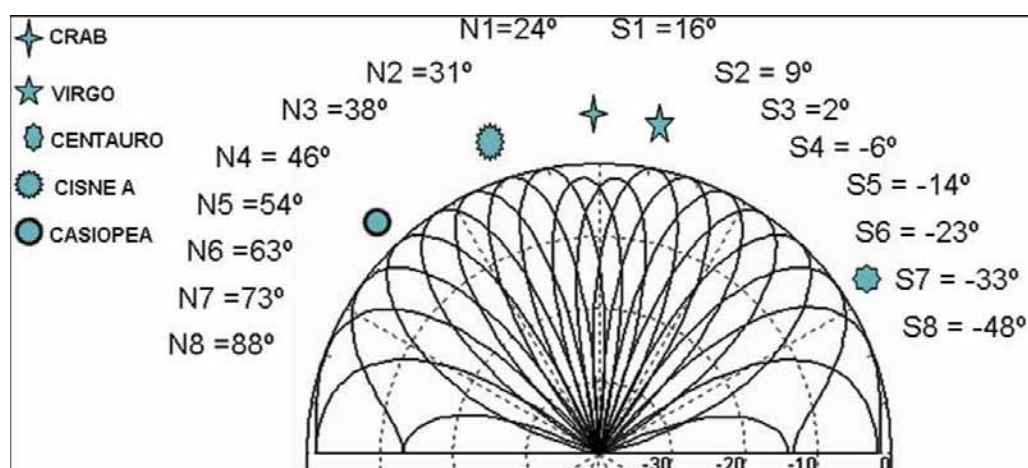


Figura B.5: Patrón de radiación teórico simulado numéricamente con una matriz de Butler de 16 puertos. Tomada de Carrillo-Vargas (2009)

Catálogo de radiofuentes del MEXART

Con el análisis anterior, hemos corroborado que la matriz de Butler no está desplegando los haces correctamente. Este problema afecta la detección de radiofuentes, aunque como se puede observar en las Figuras B.3 y B.4, los haces están recolectando flujo de todas direcciones, por lo cual hay un amplio número de radiofuentes registradas por MEXART. Sin embargo, lo que más afecta es la baja sensibilidad de los presuntos lóbulos secundarios del patrón de radiación, ya que el ruido del sistema atenúa considerablemente la señal de las radiofuentes.

La Tabla 2 muestra el catálogo de radiofuentes captadas por MEXART. Las columnas corresponden a: el nombre de la radiofuente, la ascensión recta, la declinación, el tipo de objeto captado (QSO=cuasar, SNR=remanente de supernova, G=Galaxia, Gpair=galaxia par, RadioS=fuente de radio no clasificada, y PoFG= parte de una galaxia), el flujo de la radiofuente registrado a 159 MHz y 160 MHz, la amplitud de la fuente en términos de la RSR, y el haz que observa a la radiofuente con la mayor amplitud.

El proceso de identificación de las radiofuentes se ha hecho mediante un programa que emplea una serie de subrutinas en IDL llamado “MEXART-bib”. MEXART-bib es una

biblioteca de programas que permiten la manipulación de los datos en un ambiente gráfico [Aguilar-Rodriguez y Villanueva-Hernandez (2009)]. El programa calcula la ascensión recta de la fuente, su *rms* (ruido de la señal), el máximo de voltaje, el voltaje promedio, etc.

Catálogo de radiofuentes de CIP

En la Tabla 3 se listan las radiofuentes de CIP observadas por MEXART que se reportan en los catálogos de Cambridge (C), Ooty (O) y STELab (S). En esta tabla se reportan un total de 49 radiofuentes de CIP observadas por MEXART empleando la mitad del arreglo total. Las columnas de la tabla corresponden a: el nombre de la fuente, ascensión recta (AR), declinación, tipo de radiofuente, catálogo en el que se reporta (C, O o S), flujo a 159 y 160 MHz, RSR y el haz que mejor la detecta.

Una de las radiofuentes más representativas en este catálogo es 3C048, debido a que fue la primer fuente observada por MEXART que mostró indicios de CIP [Mejía-Ambriz (2010)]. No todas las radiofuentes listadas en la Tabla 2 son aptas para el monitoreo del viento solar. Como se vió en la unidad teórica B, el CIP depende del ancho angular de la fuente y su ángulo de elongación, además se necesita que la RSR sea grande para que el CIP no se vea opacado por el ruido del instrumento. También hay que considerar aspectos como la mejor época de observación, esto es cuando el ángulo de elongación es menor a 90° y cae dentro de la región de dispersión débil, y las condiciones para las observaciones son buenas (no hay tormentas eléctricas). La temporada de lluvias en MEXART (21 de junio al 21 de septiembre) es una época en donde las observaciones se ven afectadas por las condiciones de humedad y tormentas eléctricas. Actualmente en MEXART se ha estado trabajando para solucionar los problemas de inundaciones; sin embargo, las tormentas eléctricas siguen afectando los registros, aunque las radiofuentes de CIP de menor elongación ($< 60^\circ$) transitan en el lado día, aproximadamente 4 horas antes o después del tránsito del Sol, hora en la que las condiciones meteorológicas son favorables (Figura B.6).

En la Figura B.6 se muestra un mapa del radiocielo a 250 MHz. En está figura se bosqueja posición del Sol a lo largo del año (puntos amarillos) y la posición de algunas radiofuentes de CIP listadas en la Tabla 3 (diamantes negros). Como podemos observar, en el lado derecho de el mapa, entre las 0 a 12 hrs de AR, más específicamente del 21 de marzo al 21 de junio y del 21 de septiembre al 21 de diciembre (quitando la temporada

Fuente	AR	Declinación	Tipo	Flujo 159/160 MHz	RSR	Haz
3C009	00:20:25	15d40'55"	QSO	15.5/20	4.1	N5
3C010 (Nova Tycho)	00:25:25	64d08'36"	SNR	110/	7	N8
3C015+3C17	00:37:04	-1d09'08"	G	21.5/31	6	N5
3C018	00:40:50	10d03'23"	G	16.5/23	5.9	N5
3C027	00:55:55	68d29'14"	G	22/	4.2	N2
3C033	01:08:53	13d20'14"	G	58/72	6.9	N4
3C040	01:26:00	-1d20'34"	Gpair	26/	6.8	N5
3C043	01:30:00	23d33'18"	QSO	16.5/15.2	4.3	N1,S8
3C048	01:37:41	33d09'35"	QSO	50/68	5.4	S6
3C066	02:23:25	43d00'48"	RadioS	28/	5.7	N4,S3
3C075	02:57:06	06d17'02"	Gpair	38/27.6	5	S3
3C084	03:19:48	41d30'42"	G	50/	7.1	S4
0320-373 (Fornax A)	03:22:41	-37d12'30"	G	259	11.7	S6
3C089	03:34:15	-1d10'56"	G	19.5/26	3.8	N5
3C095	03:51:29	-14d29'21"	QSO	/24.8	4.2	N1
3C094	03:52:30	-7d11'02"	QSO	15.5/21.3	5	N2
3C098	03:58:54	10d26'13"	G	41/49	10.3	N4,S3
3C099	04:01:04	00d25'22"	G	14.5/	5.1	N1
3C103	04:08:03	43d00'24"	G	29/	5.8	N4
3C107	04:12:23	-00d59'32"	G	11.5/13.3	3.3	N5
3C109	04:13:41	11d22'34"	G	19.5/25.5	2.5	N4,S3
3C111	04:18:26	37d57'16"	G	60/	4.6	N6,N8
3C123	04:37:04	29d40'14"	G	204/247	16	S7
3C132	04:56:43	22d47'48"	G	16.5/14	3	N8
3C134	05:04:42	38d06'11"	G	85/	8.8	N1,N2
0518-458 (Pictor A)	05:19:49	-45d46'44"	G	/452	9.2	N5
3C138	05:21:10	16d38'22"	QSO	19.5/23	5	S5
3C144 (Nebulosa del Cangrejo)	05:34:30	22d01'00"	SNR	1500/1256	76.4	S6
3C147	05:42:36	49d01'07"	QSO	63/	2.7	S7
3C152	06:04:28	20d21'22"	RadioS	12.5/16.3	3.5	S8
3C157	06:16:37	22d31'54"	SNR	270/	25.5	N2
3C161	06:27:10	-5d53'05"	RadioS	78/75	6.7	N8
3C163 (Nebulosa Rosette)	06:31:58	05d09'46"	SNR	450/	23.1	N1
3C191	08:04:48	10d15'24"	QSO	11/17	4	S1
3C192	08:05:38	24d07'23"	G	17/26.5	4.1	N5
3C196	08:13:36	48d13'03"	QSO	66/	9.2	S7
0819-300	08:21:24	-30d10'50"	G	/16	6.5	N5
3C198	08:22:37	05d59'21"	G	16/12	5.5	N3
3C208	08:53:12	13d55'37"	QSO	24.5/21	4	N1
3C216	09:09:39	42d54'47"	QSO	23.5/	3.5	S4
3C218 (Hydra A)	09:18:05	-12d05'44"	G	210/243	16.6	S7
3C219	09:21:08	45d38'57"	G	42/	5.4	S4
MEX0928	09:28:00	-	RadioS	-	3.5	S3
MEX0941	09:41:00	-	RadioS	-	4.6	N5,S7
3C225	09:42:19	13d50'17"	RadioS	19.5/24	3.8	N4
3C226	09:44:21	09d51'12"	G	11/18.5	4.5	S3
3C227	09:47:46	07d25'07"	G	50/45	5.9	S7
3C230	09:51:58	-00d01'27"	G	31/23.5	5.9	N5
3C237	10:08:00	07d30'16"	G	21.5/29	17.7	S7

continúa en la página siguiente

Fuente	AR	Declinación	Tipo	Flujo 159/160 MHz	RSR	Haz
3C241	10:21:55	21d55'51"	G	13/	2.5	L1
3C250	11:08:53	24d58'45"	G	14/	3.5	N1
3C254	11:14:40	40d41'39"	QSO	21.5/	3.3	N2
3C257	11:23:18	05d35'32"	G	11/8.5	3.8	N6
MEX1142	11:42:00	-	RadioS	-	5	N1
3C265	11:45:31	31d29'20"	G	30/	6.6	N3,S6
MEX1153	11:53:00	-	RadioS	-	4.5	S7
3C270	12:19:23	5d49'31"	G	20/56.1	13.6	N1
3C273	12:29:06	2d03'09"	QSO	79/102	19.3	L7
3C274 (Virgo A)	12:30:49	12d23'28"	G	1100/566	112.7	L4
3CR274.1	12:35:27	21d19'35"	G	15/	6.7	L3
3C275	12:42:24	-4d55'26"	G	18/	5.8	N4
3C278	12:54:37	-12d41'15"	Gpair	42/32	3.3	N6
3C283	13:11:40	-22d17'04"	G	36/49	5.4	S4
1322-427 (Centaurus A)	13:25:27	-43d01'09"	G	/1104	40	N5
3C286	13:31:08	30d24'34"	QSO	30/26.5	3.8	S4
3C295	14:11:19	52d11'56"	G	74/	6	R7
3C298	14:19:08	6d28'35"	QSO	61/63	7.9	N1
3C310	15:04:57	26d00'57"	G	72/74	5.4	N2
3C313	15:10:17	7d57'40"	G	21/29	4.2	S4
3C317	15:16:44	7d00'01"	G	55/66	6.4	N1
3C327	16:02:33	1d56'44"	G	34/59.5	3.3	S7
3C338	16:28:37	39d31'28"	G	49/	3.3	N8
3C348 (Hércules A)	16:51:08	4d59'33"	G	300/378	110	S6
3C353	17:20:28	-0d58'47"	G	180/276	22.7	N5
Sagitario A	17:45:40	-29d00'28"	PofG	663	30.3	N1
3C368	18:05:03	10d57'17"	G	13.5/	9.4	S4
MEX1823	18:23:00	-	-	-	165.8	N8
3C382	18:35:07	30d25'29"	G	18/	15	N1
3C392	18:56:10	1d18'58"	G	680/372	20.7	N6
3C400	19:22:58	14d11'50"	RadioS	25/	46.2	S3
3C405 (Cisne A)	19:59:28	40d15'37"	Gpair	8600/	258.8	N3
3C407	20:08:23	-4d17'12"	Gpair	11.5/	25.2	N6,S5
3C405 (Cisne A)	19:59:28	40d15'37"	Gpair	8600/	258.8	N3
3C409	20:14:26	23d35'11"	RadioS	102/99	12.4	N7
3CR410.1	20:21:23	40d15'37"	RadioS	410	24.4	S3,S4
3C424	20:48:11	7d01'07"	G	16/	13.8	N5
3C433	21:23:44	25d00'55"	Gpair	62/64	14.6	N6
3C438	21:55:52	38d00'30"	G	43/	5.4	S6
3C444	22:14:25	-17d01'36"	G	49/79	6.7	N7
3C445	22:23:50	-2d06'13"	G	20.5/34	8.14	S8
3C452	22:45:48	39d41'16"	G	50/	4.9	N2,S5
3C461 (Casiopea A)	23:23:28	58d48'42"	SNR	1300/	251.3	S5

Tabla B.2: Catálogo de radiofuentes captadas por el radiotelescopio MEXART empleando la mitad del arreglo total.

Fuente	AR	Declinación	Tipo	Catálogo	Flujo 159/160 MHz	RSR	Haz
3C009	00:20:25	15d40'55"	QSO	O	15.5/20	4.1	N5
3C015+3C17	00:37:04	-1d09'08"	G	O	21.5/31	6	N5
3C033	01:08:53	13d20'14"	G	O	58/72	6.9	N4
3C040	01:26:00	-1d20'34"	Gpair	O	26/	6.8	N5
3C043	01:30:00	23d33'18"	QSO	O,S,C	16.5/15.2	4.3	N1,S8
3C048	01:37:41	33d09'35"	QSO	O,S,C	50/68	5.4	S6
3C075	02:57:06	06d17'02"	Gpair	O	38/27.6	5	S3
3C084	03:19:48	41d30'42"	G	O,S	50/	7.1	S4
0320-373 (Fornax A)	03:22:41	-37d12'30"	G	O	259	11.7	S6
3C089	03:34:15	-1d10'56"	G	O	19.5/26	3.8	N5
3C095	03:51:29	-14d29'21"	QSO	/24.8	4.2		N1
3C094	03:52:30	-7d11'02"	QSO	O	15.5/21.3	5	N2
3C098	03:58:54	10d26'13"	G	O	41/49	10.3	N4,S3
3C103	04:08:03	43d00'24"	G	O	29/	5.8	N4
3C107	04:12:23	-00d59'32"	G	O	11.5/13.3	3.3	N5
3C109	04:13:41	11d22'34"	G	O	19.5/25.5	2.5	N4,S3
3C111	04:18:26	37d57'16"	G	O	60/	4.6	N6,N8
3C132	04:56:43	22d47'48"	G	O	16.5/14	3	N8
3C134	05:04:42	38d06'11"	G	O	85/	8.8	N1,N2
0518-458 (Pictor A)	05:19:49	-45d46'44"	G	O	/452	9.2	N5
3C138	05:21:10	16d38'22"	QSO	O,S,C	19.5/23	5	S5
3C147	05:42:36	49d01'07"	QSO	O,S,C	63/	2.7	S7
3C152	06:04:28	20d21'22"	RadioS	O	12.5/16.3	3.5	S8
3C161	06:27:10	-5d53'05"	RadioS	O,S,C	78/75	6.7	N8
3C191	08:04:48	10d15'24"	QSO	O,C	11/17	4	S1
3C192	08:05:38	24d07'23"	G	O	17/26.5	4.1	N5
3C196	08:13:36	48d13'03"	QSO	O,S,C	66/	9.2	S7
3C208	08:53:12	13d55'37"	QSO	O,S,C	24.5/21	4	N1
3C216	09:09:39	42d54'47"	QSO	O,S,C	23.5/	3.5	S4
3C219	09:21:08	45d38'57"	G	O	42/	5.4	S4
3C225	09:42:19	13d50'17"	RadioS	O,S,C	19.5/24	3.8	N4
3C226	09:44:21	09d51'12"	G	O	11/18.5	4.5	S3
3C227	09:47:46	07d25'07"	G	O	50/45	5.9	S7
3C230	09:51:58	-00d01'27"	G	O,S,C	31/23.5	5.9	N5
3C237	10:08:00	07d30'16"	G	O,S,C	21.5/29	17.7	S7
3C254	11:14:40	40d41'39"	QSO	O	21.5/	3.3	N2
3C273	12:29:06	2d03'09"	QSO	O,S,C	79/102	19.3	L7
3C278	12:54:37	-12d41'15"	Gpair	O	42/32	3.3	N6
3C283	13:11:40	-22d17'04"	G	O,S	36/49	5.4	S4
3C286	13:31:08	30d24'34"	QSO	O,S,C	30/26.5	3.8	S4
3C298	14:19:08	6d28'35"	QSO	O,S,C	61/63	7.9	N1
3C310	15:04:57	26d00'57"	G	O	72/74	5.4	N2
3C313	15:10:17	7d57'40"	G	O	21/29	4.2	S4
3C317	15:16:44	7d00'01"	G	O	55/66	6.4	N1
3C327	16:02:33	1d56'44"	G	O	34/59.5	3.3	S7
3C348 (Hércules A)	16:51:08	4d59'33"	G	O	300/378	110	S6
3C409	20:14:26	23d35'11"	RadioS	O	102/99	12.4	N7
3C438	21:55:52	38d00'30"	G	O	43/	5.4	S6
3C452	22:45:48	39d41'16"	G	O	50/	4.9	N2,S5

Tabla B.3: Catálogo de radiofuentes de CIP captadas por el radiotelescopio MEXART empleando la mitad del arreglo total.

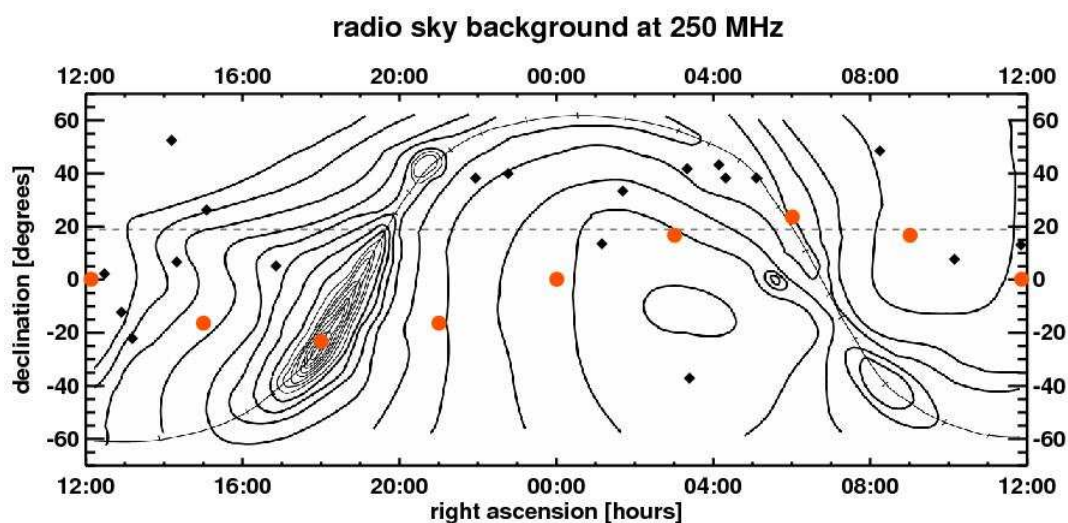


Figura B.6: Radiocielo observado a 250 MHz. Los círculos amarillos indican el tránsito del Sol a lo largo del año y los diamantes negros la posición de algunas radiofuentes de CIP. Tomada de Mejia-Ambriz (2012)

de lluvias), se tiene un mayor número de radiofuentes ubicadas a elongaciones pequeñas, por lo que es una buena época para realizar observaciones de CIP.

Discusión y resultados

En la tesis de Mejia-Ambriz (2012) se reporta el catálogo de radiofuentes que MEXART captó empleando un cuarto del arreglo total. En ese catálogo se reportó un conjunto de 67 radiofuentes. El catálogo de radiofuentes captadas con la mitad de la antena (Tabla 2), consta de un conjunto de 92 radiofuentes. Comparando ambos catálogos podemos inferir que tal como se esperaba, el incremento en el área efectiva del radiotelescopio aumentó la sensibilidad del mismo. Sin embargo, el número de radiofuentes no aumentó al doble como se supuso en un inicio. Es importante considerar que hay un gran número de radiofuentes que no han sido catalogadas debido a que su RSR es menor a 3, lo cual indica que muchas radiofuentes son captadas con un flujo muy pequeño. Esto puede deberse en parte a que estas radiofuentes no transitaban sobre el cenit de los haces principales y secundarios, sino más bien en los bordes de los mismos, lo que disminuye el flujo observado. Por otro lado, la baja sensibilidad que muestran los haces

Haz	Dirección del haz principal	Sensibilidad
N1	$[5^\circ, 9^\circ]$	5.5
N2	$[9^\circ, 13^\circ]$	12.2
N3	$[5^\circ, 9^\circ] ; [-16.5^\circ, -25^\circ]$	8.9
N4	$[40.5^\circ, 44.5^\circ]$	4.3
N5	$[-2.5^\circ, 1^\circ]$	13
N6	$[1^\circ, 3^\circ]$	8.5
N7	$[50^\circ, 55^\circ] ; [-16.5^\circ, -25^\circ]$	14
N8	$[-2.5^\circ, -8.5^\circ]$	11.9
S1	$[9^\circ, 13^\circ]$	12.01
S2	$[33.5^\circ, 39^\circ]$	19.2
S3	$[9^\circ, 13^\circ]$	9.5
S4	$[5^\circ, 9^\circ]$	6.3
S5	$[9^\circ, 13^\circ] ; [35^\circ, 40^\circ]$	18.2
S6	$[5^\circ, 9^\circ]$	0.5
S7	$[1^\circ, 3^\circ]$	5.4
S8	$[5^\circ, 9^\circ]$	6.4

Tabla B.4: Direcciones de mayor sensibilidad de los 16 haces desplegados por la matriz de Butler. Estas deben corresponder a la dirección en la que apunta el lóbulo principal.

sugiere que esto es consecuencia del funcionamiento inadecuado del radiotelescopio, agregando el hecho de que la matriz de Butler que no está generando el patrón de radiación esperado.

Cada haz que despliega la matriz de Butler juega el papel de una antena. Por lo cual, su patrón de radiación consta de un lóbulo principal que debería apuntar hacia la declinación teórica del haz y un conjunto de lóbulos secundarios, conjuntando así 16 lóbulos principales y varios secundarios. El patrón de radiación descrito en la sección 2.1 es muy irregular, de tal forma que los “lóbulos principales” de los haces no apuntan en las direcciones previstas en la teoría. Además, tal como podemos observar en la Tabla 4, los “lóbulos principales” no cubren un amplio rango en declinación, lo que genera que el número de radiofuentes captadas por MEXART sea menor al esperado.

El problema de redireccionamiento de los haces aunado a la baja sensibilidad de los mismos complica hacer una descripción cualitativa detallada del patrón de radiación, ya que al utilizar un conjunto discreto de radiofuentes distribuidas inhomogéamente a

diferentes declinaciones (ver Tabla 1), solamente es posible cuantificar parcialmente la directividad de cada haz.

Conclusiones

Desde sus inicios en 2007, MEXART ha sufrido una serie de arreglos con el fin de mejorar su respuesta, tales como la implementación de una matriz de Butler para el direccionamiento de los haces, nuevos filtros para atenuar el ruido del instrumento, la optimización de la captura y análisis de datos mediante programas como MEXART-bib, el aumento del área efectiva (64, 1024 y actualmente, 2048 dipolos) para mejorar la sensibilidad, etc. A pesar de esto, MEXART no ha tenido la respuesta esperada.

Como se ha discutido en la sección anterior, los recientes análisis que se han hecho, incluyendo esta unidad de investigación, apuntan a que la matriz de Butler es la responsable de la mayoría de las discrepancias presentadas en las observaciones. Por esta razón, actualmente el equipo técnico de MEXART ha iniciado la construcción de otra matriz de Butler analógica que ayude a mejorar el funcionamiento de la matriz actual. Además, actualmente se están llevando acabo otras tareas para mejorar la calidad de los datos, tales como:

- Un sistema que permite monitorear la interferencia, con el cual se pretende identificar las regiones del instrumento (o componentes) que están generando ruido en las mediciones para poder corregir de alguna manera su funcionamiento.
- Mantenimiento general de la antena: cambio de cables, aisladores, etc.
- Pruebas con la matriz de Butler para determinar el origen de la inestabilidad de operación.

En cuanto se terminen de realizar estas tareas, MEXART reanudará sus operaciones normales y esperamos tener una buena cobertura de eventos para hacer un análisis seleccionando las fuentes más intensas del catálogo de CIP.

Bibliografía

- [Aguilar-Rodriguez y Villanueva-Hernandez (2009)] Aguilar-Rodriguez, E. y Villanueva-Hernandez, P.: “MEXART-bib: Biblioteca para la visualización y análisis de datos del MEXART”, Memorias del 1er. Coloquio S. Bravo, 2009.
- [Aguilar-Rodriguez *et al.*, 2014] Aguilar-Rodriguez, E.; Rodriguez-Martinez, M.; Romero-Hernandez, E.; Mejia-Ambriz, J.C.; Gonzalez-Esparza, J.A. y Tokumaru, M.: “The wavelet transform function to analyze interplanetary scintillation observations”, *Geophys. Res. Lett.*, 2014, **41**, p. 3331.
- [Aguilar-Rodriguez *et al.*, 2015] Aguilar-Rodriguez, E.; Mejia-Ambriz, J.C.; Jackson, B.V.; Buffington, A.; Romero-Hernandez, E.; Gonzalez-Esparza, J.A.; Rodriguez-Martinez, M.; Hick, P.; Tokumaru, M. y Manoharan, P.K.: “Comparison of solar wind speeds using wavelet transform and Fourier analysis in IPS data”, *Solar Phys.*, 2015, **en revisión**.
- [Abramenko *et al.*, 2010] Abramenko, V.; Yurchyshyn, V.; Linker, J.; Mikić, Z.; Luhmann, J.; Lee, C. O.: “Low-latitude Coronal Holes at the minimum of the 23rd solar cycle”, *Astrophys. J.*, 2010, **712**, 2.
- [Aline *et al.*, 2008] Aline, L. et al.: “Multi-spacecraft observations to study the shock extension in the inner heliosphere”, Proceedings of the international Astronomical Union, 2008, **4**, p. 481-487.
- [Armstrong *et al.*, 1986] Armstrong, J. W. and Coles, W. A. and Rickett, B. J. and Kojima, M.: “Solar wind observations near the sun”, *IN: The sun and the heliosphere in three dimensions; Proceedings of the Nineteenth ESLAB Symposium, Les Diablerets, Switzerland, June 4-6, 1985 (A87-13201 03-92)*, 1986, **123**, p. 54.
- [Alurkar (1997)] Alurkar, S. K. *Solar and interplanetary disturbances*, World Scientific, Singapore, 1997.

- [Asai *et al.*, 1998] Asai, K. et al., “Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations: 3. Correlation between speed and electron density fluctuations in the solar wind”, *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**, p. 1991.
- [Aschwanden (2006)] Aschwanden, M. J. “*Physics of the solar corona*”, *Springer-Praxis books in Astronomy and Planetary Sciences*, Alemania, 2006.
- [Axford and McKenzie (1997)] Axford, W. I. and J. F. McKenzie, “*The Solar Wind*”, in J. R. Jokipii, C. P. Sonett M. S. Giampapa, editors, *Cosmic Winds and the Heliosphere*, University of Arizona Press, 1997.
- [Balogh *et al.*, 1995] Balogh, A.; Gonzalez-Esparza, J.A.; Forsyth, R.J.; Burton, M.E.; Goldstein, B.E.; Smith, E.J., Bame S.J.: “Interplanetary shock waves: Ulysses observations in and out of the ecliptic plane”, *Space Sci. Rev.*, 1995, **72**, p. 171.
- [Balogh *et al.*, 1999] Balogh A. *et al.*: “The solar origin of corotating interacion regions and their formation in the inner heliosphere”, *Space Science Reviews*, 1999, **89**, p. 141.
- [Bastian, 2001] Bastian, T. S.: “Propagation of radio waves in the corona and the interplanetary medium”. *Radio Astronomy at long wavelengths*, *Astrophys. Space Sci.*, 2001, **277**, p. 107.
- [Berger y Field, 1984] Berger, M. A.; Field, G. B.: “The topological properties of magnetic helicity”, *Journal of Fluid Mechanics*, **147**, 1984, p. 133-148.
- [Bisi (2006)] Bisi, M. M.: “*Interplanetary scintillation studies of the large-scale structure of the solar wind*”, *Tesis Doctoral*, University of Wales, Aberystwith, 2006.
- [Borrini *et al.* 1982] Borrini, G.; Gosling, J.T.; Bame, S.J.; Feldman, W.C.: “An analysis of shock wave disturbances observed at 1 AU from 1971 through 1978”, *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**, p. 4365.
- [Bothmer and Schwenn, 1998] Bothmer, V. and Schwenn, R., “The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind”, *Ann. Geophys.*, 1998, **16**, p. 1.
- [Breen *et al.*, 1998] Breen, A. R. *et al.*: “Interplanetary scintillation observations of interaction regions in the solar wind”, *Ann. Geophys.*, 1998, **16**, pp.1265.
- [Burke y Graham-Smith (2002)] Burke, B. F. y Graham-Smith, F.: *An Introduction to Radio Astronomy*, Cambridge University Press, 2002.

- [Burlaga, 1974] Burlaga, L.F.: “Interplanetary stream interfaces”, *J. Geophys. Res.*, 1974, **79**, p. 717.
- [Burlaga *et al.*, 1981] Burlaga, L.; Sittler, E.; Mariani, F.; Schwenn, R.: “Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations”, *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**, p. 6673.
- [Burlaga and Benhannon, 1982] Burlaga, L. F. and Benhannon, K. W., Magnetic Clouds: voyager observations between 2 and 4 AU, *Solar Phys.*, 1981,**81**, p. 181.
- [Burlaga, 1984] Burlaga, L. F.: “MHD Process in the outer Heliosphere”, *Space Sci. Rev.*, 1984, **39**, p. 255.
- [Burlaga *et al.*, 1984] Burlaga, L. F. *et al.*: “Large-scale interplanetary magnetic fields: Voyager 1 and 2 observations between 1 AU and 9.5 AU”, *J. Geophys. Res.*, 1984, **89**, p. 10,659.
- [Burlaga (1985)] Burlaga, L. F. “*Interplanetary Magnetohydrodynamics*”, *Oxford University Press*, USA, 1995.
- [Carrillo-Vargas (2007)] Carrillo-Vargas, A.: “Construcción y calibración del Radiotelescopio de Centelleo Interplanetario MEXART”, *Tesis Doctoral*, Instituto de Geofísica, UNAM, 2007.
- [Carrillo-Vargas (2009)] Carrillo-Vargas, A.: “Análisis del sistema de lóbulos del MEXART”, *Memorias del 1er. Coloquio S. Bravo*, 2009.
- [Carrillo-Vargas *et al.*, 2012] Carrillo-Vargas, A.; Perez-Enriquez, R.; Rodriguez-Martinez, M.; Lopez-Montes, R.; Casillas-Perez, G.A. y Araujo-Pradere, E.A.: “Ionospheric disturbances detected by MEXART”, *Adv. Space Res.*, 2012, **49**, p. 1590.
- [Coles y Harmon, 1978] Coles, W.A. y Harmon, J. K.: “Interplanetary Scintillation Measurements of the Electron Density Power Spectrum of the Solar Wind”, *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**, p. 1413.
- [Corona-Romero and Gonzalez-Esparza, 2011] Corona-Romero, P. and Gonzalez-Esparza, J.A.: “Numeric and analytic study of interplanetary coronal mass ejection and shock evolution: Driving, decoupling, and decaying”, *J. Geophys. Res.*, 2011, **116**, p. A05104.

- [Cravens (2004)] Cravens, Thomas E.: “*Physics of Solar System Plasmas*”, Cambridge University Press, 2004.
- [Cranmer, 2009] Cranmer, S. R.: “Coronal Holes”, Living Rev. Solar Phys., 2009, **6**, .
- [Daubechies, 1990] Daubechies, I., “The wavelet transform time-frequency localization and signal analysis”, *IEEE Trans. Inform. Theory*, 1990, **36**, p. 961.
- [Demoulin, 2008] Démoulin, P.: “A review of the quantitative links between CMEs and magnetic clouds”, *Ann. Geophys.*, 2008, **26**, p. 3113.
- [Fallows, Williams and Breen, 2002] Fallows, R.A.; Williams, P.J.S. and Breen, A.R.: “EISCAT measurements of solar wind velocity and the associated level of interplanetary scintillation”, *Ann. Geophys.*, 2002, **20**, p. 1279.
- [Feldman *et al.*, 2005] Feldman, U.; Londi, E.; Schwadron, N. A.: “On the sources of fast and slow solar wind”, *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**, p. A07109.1.
- [Forbes, 2000] Forbes, T. G.: “A review on the genesis of the coronal mass ejections”, *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**, p. 153.
- [Forsyth y Marsh, 1999] Forsyth, R. J. y Marsh, E.: “Solar origin and interplanetary evolution of stream interfaces”, *Space Sci. Rev.*, 1999, **89**, p. 7.
- [Gapper *et al.*, 1982] Gapper, G.R.; Hewish, A.; Purvis, A. and Duffett-Smith, P.J.: “Observing interplanetary disturbances from the ground”, *Nature*, 1982, **296**, p.633.
- [Gazis and Lazarus, 1983] Gazis, P.R. and Lazarus, A.J.: “The radial evolution of the solar wind, 1-10 au”, In: Wilcox, J.M., Hundhausen, A.J. (eds.) *Solar Wind Five*, 1983, **228**, p. 509.
- [Goldstone-Apple (1998)] Goldstone-Apple, V.: “*Basics of Radio Astronomy*”, 1998.
- [Gonzalez-Esparza *et al.*, 1996a] Gonzalez-Esparza, J.A.; Balogh, A.; Forsyth, R.J.; Neugebauer, M.; Smith, E.J., Phillips, J.L.: “Interplanetary shock waves and large-scale structures: Ulysses observations in and out of the ecliptic plane”, *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**, p. 24359.
- [Gonzalez-Esparza and Smith, 1996b] Gonzalez Esparza, J. A. y Smith, E.: “Solar cycle dependence of the solar wind dynamics: Pioneer, Voyager, and Ulysses from 1 to 5 AU”, *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**, p. 24359-24371.

- [Gonzalez-Esparza and Smith, 1997] Gonzalez-Esparza, J.A. and Smith, E.J.: “Three-dimensional nature of interaction regions: Pioneer, voyager, and ulysses solar cycle variations from 1 to 5 au”, *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**, p. 9781.
- [Gonzalez-Esparza *et al.*, 1998] Gonzalez-Esparza, A.; Neugebauer, M.; Smith, E. J.; Phillips, J. L.: “Radial evolution of ejecta characteristics and transient shocks: Ulysses in-ecliptic observations”, *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**, p. 4767-4773.
- [Gonzalez-Esparza, 1999] Gonzalez-Esparza, J. A.: “Geometry and radial width of interaction regions”, *Solar Wind Nine*, 1999, p. 593.
- [Gonzalez-Esparza (2000)] Gonzalez-Esparza, J. A.: “*Introducción al medio interplanetario*”, Comunicación Técnica - Serie Docencia, Instituto de Geofísica, UNAM, 2000.
- [Gonzalez-Esparza, 2000a] Gonzalez-Esparza, J. A.: “Solar-cycle variations of interaction regions: in-ecliptic observations from 1 to 5 AU”, *Geofísica Internacional*, **39**, 1, 2000b, p. 41.
- [Gonzalez-Esparza *et al.*, 2004] Gonzalez-Esparza, J. A.; Carrillo-Vargas, A.; Andrade, E.; Perez-Enriquez, R.; Kurtz, S.: “The MEXART interplanetary scintillation array in Mexico” *Geophys. Int.*, 2004, **43**, p. 61.
- [Gonzalez-Esparza, Romero-Hernandez and Riley, 2013] Gonzalez-Esparza, J. A.; Romero-Hernandez, E. and Riley, P.: “Study of corotating interaction regions in the ascending phase of the solar cycle: multi-spacecraft observations”, *Solar Phys.*, 2013, **285**, p. 201.
- [Gopalswamy *et al.*, 2000] Gopalswamy, N.; Lepping, R.P.; Kaise, M.L.; Berdichevsky, D.; St. Cyr, O.C.: “Interplanetary acceleration of coronal mass ejections”, *Geophys. Res. Lett.*, 2000, **22**, p. 145.
- [Gopalswamy, 2004] Gopalswamy, N. “A Global Picture of CMEs in the Inner Heliosphere”, *Astrophysics and Space Science Library*, Kluwer Academic Publishers, 2004, **317**, p. 201.
- [Gopalswamy *et al.*, 2006] Gopalswamy, N.; Mikić, Z., Maia, D.; Cremades, H.; Alexander, D.; Kaufmann, P.; Tripathi, D.; Wang, Y. M.: “The pre-CME Sun”, *Space Science Reviews*, **123**, 2006, p. 303.
- [Gosling *et al.*, 1978] Gosling, J.T.; Asbridge, J.R.; Bame, S.J.; Feldman, W.C.: “Solar wind stream interfaces”, *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**, p. 1401.

- [Gosling, 1990] Goslin, J. T.: “Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space”, *In: Physics of Magnetic Flux Ropes. C. T. Russell, E.R. Priest, L. C. Lee (eds) American Geophysical Union, 1990, 58*, p. 343.
- [Gosling, 1993] Gosling, J. T.: “The Solar Flare Myth”, *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**, p. 18937.
- [Gosling *et al.*, 1993] Gosling, J.T.; Bame, S.J.; McComas, D.J.; Phillips, J.L.; Pizzo, V.J.; Goldstein, B.E.; Neugebauer, M.: “Latitudinal variation of solar wind corotating stream interaction regions: Ulysses”, *Geophys. Res. Lett.*, 1993, **20**, p. 2789.
- [Gosling *et al.*, 1995] Gosling, J. T.; Feldman, W.C.; McComas, D.J.; Phillips, J.L.; Pizzo, V.J.; Forsyth, R. J.: “Ulysses observations of opposed tilts of solar wind corotating interaction regions in the northern and southern solar hemispheres”, *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**, p. 3333.
- [Gosling, 1996] Gosling, J. T.: “Corotating and transient solar wind flows in three dimensions”, *Annu. Rev. Astrophys.*, 1996, **34**, p. 35.
- [Gosling y Pizzo, 1999] Gosling, J.T. y Pizzo, V. J.: “Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure”, *Space Sci. Rev.*, 1999, **89**, p. 21.
- [Gosling, 2000] Gosling, J. T.: “Coronal Mass Ejections”, *26 yh International Cosmic Ray Conference, ICRXXVI Salt Lake City Utah, 1999. AIP Conference Proceeding 516*, New York American Institute of Physics Press, 2000.
- [Heber *et al.*, 1999] Heber, B.; Sanderson T. R.; Zhang M.: “Corotating Interaction Regions”, *Adv. Space Res.*, 1999, **23**, p. 567.
- [Hewish, 1955] Hewish, A.: “The scintillation of radio stars”, *Vistas in Astronomy 1955*, **1**, p. 599.
- [Hewish, Scott y Wills, 1964] Hewish, A.; Scott, P. F.; Willis, D.: “Interterplanetary Scintillation of Small Diameter Radio Sources”, *Nature*, 1964, **203**, p. 1214.
- [Hewish, Dennison and Pilkington, 1966] Hewish, A., Dennison, P.A., Pilkington, J.D.: “Measurements of the size and motion of irregularities in the interplanetary medium”, *Nature*, 1966, **209**, p. 1188.

- [Hewish, 1971] Hewish, A.: “The spectrum of plasma-density irregularities in the solar wind”, *Astrophys. J.*, 1971, **163**, p. 645.
- [Hewish and Bravo, 1986] Hewish, A.; Bravo, S.: “The source of large-scale heliospheric disturbance”, *Solar Phys.*, 1986, **106**, p. 185.
- [Hewish, 1989] Hewish, A.: “A user’s guide to scintillation”, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 1989, **51**, p. 743.
- [Hoeksema, 1986] Hoeksema, J. T.: “The relationship of the large-scale solar field to the interplanetary magnetic field: what will Ulysses find?”, *Astrophysics and Space Science Library*, 1986, **123**, p. 241.
- [Hundhausen *et al.*, 1981] Hundhausen, A. J.; Hansen, R. T.; Hansen, S. F.: “Coronal evolution during the sunspot cycle: Coronal holes observed with the Mauna Loa k-coronameters”, *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**, p. 2079.
- [Hudson *et al.*, 2006] Hudson, H. S.; Bougeret, J. L.; Burkepile, J.: “Coronal mass ejections: overview of observations”, *Space Sci. Rev.*, 2006, **123**, p. 13.
- [Jackson *et al.*, 1998] Jackson, B. V. and Hick, P. L. and Kojima, M. and Yokobe, A.: “Interplanetary Physics: Interplanetary dust, Interplanetary Physics: Sources of the solar wind, Solar Physics, Astrophysics, and Astronomy: Corona, and Astronomy: Coronal holes”, *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**, p. 12049.
- [Jackson *et al.*, 2003] Jackson, B. *et al.*: “Time-dependent tomography of hemispheric features using interplanetary scintillation (IPS) remote-sensing observations”, *SOLAR WIND TEN: Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference. AIP Conference Proceedings*, 2003, **679**, p. 75.
- [Jackson *et al.*, 2011] Jackson, B. *et al.*: “Three-dimensional reconstruction of heliospheric structure using iterative tomography: A review”, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2011, **73**.
- [Janardhan and Alukar, 1993] Janardhan, P., Alukar, S.K.: “Angular source size measurements and interstellar scattering at 103 MHz using interplanetary scintillation”, *Astron. Astrophys.*, 1993, *269*, p. 119.
- [Janardhan *et al.*, 1996] Janardhan, P.; Balasubramanian, V.; Ananthkrishnan, S.; Dryer, M.; Bhatnagar, A.; McIntosh, P.S.: “Traveling interplanetary disturbances detected using interplanetary scintillation at 327 MHz”, *Solar Phys.*, 1996, *166*, p. 379.

- [Jian *et al.*, 2006a] Jian L. *et al.*: “Properties of stream interactions at one AU during 1995-2004”, *Solar Phys.*, 2006a, **239**, p. 337.
- [Jian *et al.*, 2006b] Jian L. *et al.*: “Properties of interplanetary coronal mass ejections at one AU during 1995-2004”, *Solar Phys.*, 2006b, **239**, p. 393.
- [Jian *et al.*, 2008] Jian, L.; Russell, C. T.; Luhmann, J. G.; Skoug, R. M.: “Evolution of solar wind structures from 0.72 to 1 AU”, *Adv. Space Res.*, 2008, **41**, p. 259.
- [Jian (2008)] Jian, L.: “*Radial evolution of large-scale solar wind structures*”, *Tesis Doctoral*, 2008.
- [Kivelson y Russell (1995)] Kivelson, Margaret G. y Russell, Christopher T.: “*Introduction to space physics*”, *Cambridge University Press*, 1995.
- [Klein and Burlaga, 1982] Klein, L. W. and Burlaga, L. F.: “Interplanetary magnetic clouds at 1 AU”, *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**, p. 613.
- [Krauss (1986)] Krauss, J. D.: “*Radio Astronomy*”, *Cygnus-Quasar Books*, 1986.
- [Lau and Weng, 1995] Lau, K.-M., and H.-Y. Weng: “Climate signal detection using wavelet transform: How to make a time series”. *sing. Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1995, **76**, p. 2391.
- [Lin *et al.*, 2004] Lin, J.; Raymond, J. C.; Van Ballegoijen, A. A.: “The role of magnetic reconnection in the observable features of solar eruptions”, *Astrophys. J.*, 2004, **602**, p. 422.
- [Lopez and Freeman, 1986] Lopez, Ramon y Freeman, John W.: “Solar wind proton temperature-velocity relationship”, *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**, p. 1701.
- [Luhmann *et al.*, 2009] Luhmann, J. G.; Lee, C. O.; Li, Y.; Arge, C. N.; Galvin, A. B.; Simunac, K.; Russell, C. T.; Howard, R. A.; Petrie, G.: “Solar wind sources in the late declining phase of solar cycle 23: effects of the weak solar polar field on high speed streams”, *Solar Phys.*, 2009, **256**, p. 285.
- [Manoharan y Ananthakrishnana, 1990] Manoharan, P. K. y Ananthakrishnan, S.: “Detemination of solar-wind velocities using sigle-station measurements of interplanetry scintillation”, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 1990, **244**, p. 691.
- [Manoharan (1991)] Manoharan, P. K.: “*Study of Solar Wind using single-station. Interplanetary Scintillation*”, *Tesis Doctoral*, Tata Institute of Fundamental Research, 1991.

- [Manoharan, 1993a] Manoharan, P.K.: “Three-dimensional structure of the solar wind: Variation of density with the solar cycle”, *Solar Phys.*, 1993, *148*, p. 153.
- [Manoharan, 1993b] Manoharan, P. K.: “Study of solar wind using single-station interplanetary scintillation”, *Astronomical Society of India, Bulletin (ISSN 0304-9523)*, 1993b, **21**, no. 3-4, p. 383.
- [Manoharan *et al.*, 1995] Manoharan, P.K.; Ananthkrishnan, S.; Dryer, M.; Detman, T.R.; Leinbach, H.; Kojima, M., Watanabe, T., Kahn, J.: “Solar wind velocity and normalized scintillation index from single-station IPS observations”, *Solar Phys.*, 1995, *156*, p. 377.
- [Manoharan, 1997] Manoharan, P.K.: “Solar cause of interplanetary disturbances observed in the distance range 0.24-1 AU”, *Geophys. Res. Lett.*, 1997, *24*, p. 2623.
- [Manoharan, 2002] Manoharan, P. K. y Pick M.: “Radio Astronomical Scintillation in the solar wind plasma: imaging interplanetary disturbances”, *IAU Symposium*, 2002, **199**, p. 426.
- [Manoharan, 2006] Manoharan, P.K.: “Evolution of Coronal Mass Ejections in the Inner Heliosphere: A Study Using White-Light and Scintillation Images”, *Solar Phys.*, 2006, *235*, p. 345.
- [Manoharan, 2010] Manoharan, P.K.: “Ooty interplanetary scintillation - Remote-sensing analysis of coronal mass ejections in the heliosphere”, *Solar Phys.*, 2010, *265*, p. 137.
- [Manoharan, 2012] Manoharan, P. K.: “Three-dimensional Evolution of Solar Wind during Solar Cycles 22-24”, *Astrophys. J.*, 2012, **751**, p. 128.
- [Mejia-Ambriz *et al.*, 2010] Mejia-Ambriz, J. C.; Villanueva-Hernandez, P.; Gonzalez-Esparza, J. A.; Aguilar-Rodriguez, E. y Jeyakumar, S.: “Observations of interplanetary scintillation (IPS) using the Mexican Array Radio Telescope (MEXART)”, *Solar Phys.*, 2010, **265**, p. 309.
- [Mejia-Ambriz (2012)] Mejia-Ambriz, J. C.: *Análisis de observaciones del MEXART: bases para estudio de Centelleo Interplanetario*, Tesis Doctoral, Instituto de Geofísica, UNAM, 2012.
- [Mejia-Ambriz *et al.*, 2015] J.C. Mejia-Ambriz; B.V. Jackson; J.A. Gonzalez-Esparza; A. Buffington; M. Tokumar; E. Aguilar-Rodriguez: “Remote-Sensing of Solar

- Wind Speeds from IPS Observations at 140 and 327 MHz Using MEXART and STEL”, *Solar Phys.*, 2015, DOI: 10.1007/s11207-015-0694-z.
- [Meyer-Vernet (2007)] Meyer-Vernet, Nicole. “*Basics of the Solar Wind*”, Cambridge University Press, 2007.
- [Mitsakou *et al.*, 2009] Mitsakou, E.; Babasidis, G.; Moussas, X.: “Interplanetary coronal mass ejections during the descending cycle 23: Sheath and ejecta properties comparison”, *Adv. Space Res.*, 2009, **43**, p. 495.
- [Neugebauer, Goldstein R. and Goldstein B.E., 1997] Neugebauer, M. and Goldstein, R. and Goldstein, B. E.: “Features observed in the trailing regions of interplanetary clouds from coronal mass ejections”, *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**, p.19743.
- [Norton *et al.*, 2008] Norton, A. A.; Raouafi, N. E.; Petrie G. J. D.: “The tilted solar dipole as observed and modeled during the 1996 solar minimum”, *Astrophys. J.*, 2008, **682**, p. 1306.
- [Oberoi (2000)] Oberoi, D.: *Tomography of the solar wind using interplanetary scintillation*, Tesis Doctoral, Indian Institute of Science, 2000.
- [Owens and Forsyth, 2013] Owens, M. J and Forsyth, *Living Reviews in Solar Physics*, 2013, **10**, p. 5.
- [Parks (2004)] Parks, George K.: “*Physics of Space Plasmas an Introduction*”, Westview Press, 2004.
- [Perez-Enriquez, 2006] Perez-Enriquez, R. *et al.*: “Fractal character of G index of IPS data for the period 1991 1994, obtained from multiscale wavelet analysis”. *Adv. Space Res.*, 2006, **38**, Issue 8, p. 1819.
- [Pizzo, 1991] Pizzo, V.J.: “The evolution of corotating stream fronts near the ecliptic plane in the inner solar system. ii - three-dimensional tilted-dipole fronts”, *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**, p. 5405.
- [Pizzo, 1994] Pizzo, V. J.: “Global, quasi-steady dynamics of the distant solar wind, 1. Origin of north-south flows in the outer heliosphere”, *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**, p. 4173.
- [Pizzo y Gosling, 1994] Pizzo, V. J.; Gosling, J.T.: “3-D simulation of high-latitude interaction regions: Comparison with ULYSSES results”, *Geophys. Res. Lett.*, 1994, **21**, p. 2063.

- [Press *et al.*(1986)] Press, W., Flannery, B., Teukolsky, S., Vetterling, W.: “*Numerical Recipes*”, Cambridge University Press, 1986, New York, 535.
- [Rao, Bhandari and Ananthakrishnan, 1974] Rao, A.P.; Bhandari, S.M.; Ananthakrishnan, S.: “Observations of interplanetary scintillation at 327 MHz”, *Australian Journal of Physics*, 1974, **27**, p. 105.
- [Richardson y Cane, 1993] Richardson, I.G. y Cane, H. V.: “Signatures of shock drivers in the solar wind and their dependence on the solar source location”, *Journal of Geophysical Research*, 1993, **98**, p. 15, 295-15,304.
- [Richardson y Cane, 1995] Richardson, I. G y Cane, H. V.: “Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind (1965-1991) and their association with ejecta”, *Journal of Geophysical Research*, **100**, A12, 1995, p. 397-412.
- [Rickett and Coles, 1991] Rickett, B.J. and Coles, G.B.: “Evolution of the solar wind structure over a solar cycle: Interplanetary scintillation velocity measurements compared with coronal observations”, *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**, p. 148.
- [Riley *et al.*, 1996] Riley, P.; Gosling, J. T.; Weiss, L. A.; Pizzo, V. J.: “The tilts of corotating interaction regions at midheliographic latitudes”, *Journal of Geophysical Research*, 1996, **101**, A11, p. 24349-24357.
- [Riley, Linker and Mikic, 2001] Riley, P.; Linker, J.A.; Mikic, Z.: “An empirically-driven global mhd model of the solar corona and inner heliosphere”, *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**, p. 15889.
- [Riley, 2007] Riley, P.: “Modeling corotating interaction regions: from the Sun to 1 AU”, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2007, **69**, p. 32-42.
- [Riley *et al.*, 2012a] Riley, P.; Linker, J.A.; Lionello, R.; Mikic, Z.: “Corotating interaction regions during the recent solar minimum: The power and limitations of global mhd modeling”, *J. Atmos. Solar-Terres. Phys.*, 2012a, **83**, p. 1.
- [Riley *et al.*, 2012b] Riley, P.; Linker, J.A.; Gonzalez-Esparza, J.A.; Jian, L.; Russell, C.: “Interpreting some properties of cirs and their associated shocks during the last two solar minima using global mhd simulations”, *J. Atmos. Solar-Terres. Phys.*, 2012b, **83**, p. 11.
- [Rodriguez-Martinez *et al.*, 2014] Rodriguez-Martinez, M.; Perez-Enriquez, R.; Carrillo-Vargas, A.; Lopez-Montes, R.; Araujo-Pradere, E.A.; Casillas-Perez,

- G.A.; Cruz-Abeyro, J.A.L.: “Ionospheric Disturbances and Their Impact on IPS Using MEXART Observations”, *Solar Phys.*, 2014, **289**, p.2677.
- [Romero-Hernandez y Gonzalez-Esparza, 2013] Romero-Hernandez, E. and Gonzalez-Esparza, J.A.: “Multi-spacecraft study of five ICMEs and their shock waves: Helios, IMP-8 and Voyagers observations”, *AIP Conference Proceedings*, 2013, **1539**, p. 267.
- [Romero-Hernandez *et al.*, 2015] Romero-Hernandez, E.; Gonzalez-Esparza, J.A.; Aguilar-Rodriguez, E.; Ontiveros-Hernandez, V. and Villanueva-Hernandez P.: “Detection of Solar Wind Disturbances: Mexican Array Radio Telescope IPS Observations at 140 MHz”, *Solar Phys.*(2015); DOI 10.1007/s11207-015-0690-3.
- [Russell *et al.*, 2005] Russell, C.T.; Shinde, A. A., Jian L.: “A new parameter to define interplanetary coronal mass ejections”, *Adv. Space Res.*, 2005, **35**, p. 2178.
- [Russell and Shinde, 2005] Russell, C. T. y Shinde, A. A.: “On defining interplanetary coronal mass ejections from fluid parameters”, *Solar Phys.*, 2005, **229**, p. 323.
- [Sajan, 2012] Sajan, C. M. et al.: “Improved amplitude- and phase-scintillation indices derived from wavelet detrended high-latitude GPS data”, *Journal GPS Solutions*, 2012, **16**, Issue 3, p. 363.
- [Schrijver y Zwaan, 2003] Schrijver, C. J. y Zwaan, C.: “*Solar an Stellar Magnetic Activity*”, *Cambridge University Press*, 2003.
- [Scott, Coles and Bourgois, 1983] Scott, S. L., Coles, W. A., Bourgois, G.: “Solar wind observations near the sun using interplanetary scintillation”, *Astron. Astrophys.*, 1983, **123**, p. 207.
- [Siscoe, 1976] Siscoe, G.L.: “Three-dimensional aspects of interplanetary shock waves”, *J. Geophys. Res.*, 1976, **81**, p. 6235.
- [Siscoe and Finley, 1969] Siscoe, G.L. and Finley, L.T.: “Meridional (north-south) motions of the solar wind”, *Solar Phys.*, 1969, **9**, p. 452.
- [Smith, 2002] Smith, L.I.: “A Tutorial on Principal Component Analysis”, 2002, Available at: csnet.otago.ac.nz/cosc453/student_tutorials/principal_components.pdf.
- [Smith y Wolfe, 1976] Smith, Edward J. y Wolfe, John H.: “Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11”, *Geophysical Research Letters*, 1976, **3**, p. 137-140.

- [Stoica and Moses (2005)] Stoica, P. and Moses, R.: “*Spectra analysis of signals*”, *Prentice Hall*, 2005.
- [Terman (1955)] Terman, F.E.: “*Electronic Radio and Engineering*”, MacGraw-Hill, 1955.
- [Tokumar et al., 2000] Tokumar, M. et al.: “Three-dimensional propagation of interplanetary disturbances detected with radio scintillation measurements at 327 MHz”, *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**.
- [Tokumar et al., 2003a] Tokumar, M.; Kojima, K.; Fujiki, M.; Yamashita, M.: “Global structure of Interplanetary Coronal Mass Ejections retrieved from the model fitting analysis of radio scintillation observations, In: Velli, M.; Bruno, R.; Malara, F., Bucci, B. (eds.) *Solar Wind Ten, American Institute of Physics Conference Series*, 2003a, **679**, p. 729.
- [Tokumar et al., 2003b] Tokumar, M., Kojima, K., Fujiki, M., Yamashita, M., Yokobe, T.: “Toroidal-shaped interplanetary disturbance associated with the halo coronal mass ejection event on 14 July 2000”, *J. Geophys. Res.*, 2003b, **108**, p. 1220.
- [Tokumar et al., 2010] Tokumar, M. et al., *Solar cycle evolution of the solar wind speed distribution from 1985 to 2008*. *Journal of Geophysical Research*, **115**, Issue A4, 2010.
- [Tokumar et al., 2011] Tokumar, M. et al., *A newly developed UHF radiotelescope for interplanetary scintillation observations: Solar Wind Imaging Facility*. *Radio Science*, **46**, RS0F02, 2011 (doi:10.1029/2011RS004694).
- [Torrence and Compo, 1998] Torrence, C., Compo, G. P., *A Practical Guide to Wavelet Analysis*. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 1998, **79**, 1.
- [Tsurutani et al., 1988] Tsurutani, B. T. and Smith, E. J. and Gonzalez, W. D. and Tang, F. and Akasofu, S. I.: “Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978-1979)”, *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**, p. 8519.
- [van Haarlem, 2013] van Haarlem, M. P. et al., “LOFAR: The LOW-Frequency ARray”, *Astron. Astrophys.*, 2013, **556**.

- [Villanueva-Hernandez (2009)] Villanueva-Hernandez, P.: *Observaciones de fuentes de radio detectadas en el MEXART con una matriz de Butler de 16×16* , Tesis de Maestría, Instituto de Geofísica, UNAM, 2009.
- [Vitkevitch (1955)] Vitkevitch, V. V.: Dokl. akad. Nauk. U.S.S.R., vol. 101, 1955.
- [Vourlidas *et al.*, 2002] Vourlidas, A. *et al.*: “Mass and energy properties of LASCO CMEs”, in: Proceedings of 10th European Solar Physics Meeting, 2002, p. 91-94.
- [Wimmer-Schweingruber *et al.*, 2006] Wimmer-Schweingruber, R. F. *et al.*: “Understand interplanetary coronal mass ejections signatures”, Space Science Reviews, 2006, **123**, p. 177-216.
- [Woo and Armstrong, 1979] Woo, R. and Armstrong, J. W.: “Spacecraft radio scattering observations of the power spectrum of electron density fluctuations in the solar wind”, *J. Geophys. Res.*, 1979, **84**, p. 7288.
- [Yashiro *et al.*, 2004] Yashiro, S.; Gopalswamy, N.; Michalek, G.; St. Cyr, O. C.; Plunkett, S. P.; Rich, N. B. y Howard, R. A.: “A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft”, Journal of Geophysical Research, 2004, **109**, p. 7105.
- [Zurbuchen and Richardson, 2006] Zurbuchen, T.; Richardson, I. G.: “In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections”, *Space Sci. Rev.*, 2006, **123**, p. 31.