

UCH-FC
MAG-F
G 172
C. 1



Estudio de Patrones de las Fluctuaciones Magnéticas en el Viento Solar

Tesis
entregada a la
Universidad de Chile
en cumplimiento parcial de los requisitos
para optar al grado de
Magíster en Ciencias con mención en Física
Facultad de Ciencias

por

Natalia Andrea Gallo Ramírez

Marzo, 2017

Directores de Tesis: **Dr. Juan Alejandro Valdivia Hepp**
Dr. José Rogan Castillo
Dr. Pablo Moya Fuentes

FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD DE CHILE

INFORME DE APROBACIÓN
TESIS DE MAGÍSTER

Se informa a la Escuela de Postgrado de la Facultad de Ciencias que la Tesis de Magíster presentada por la candidata

Natalia Andrea Gallo Ramírez

ha sido aprobada por la Comisión de Evaluación de la Tesis como requisito para optar al grado de Magíster en Ciencias con mención en Física, en el examen de Defensa de Tesis rendido el día 6 de Enero de 2017.

Directores de Tesis

Dr. Juan Alejandro Valdivia

Dr. José Rogan

Dr. Pablo Moya

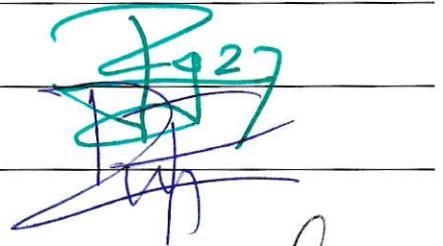
Comisión de Evaluación de la Tesis

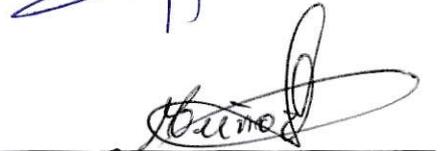
Dr. Víctor Muñoz

Dr. Mario Riquelme

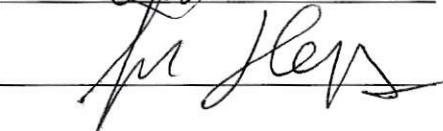
Dra. Marina Stepanova

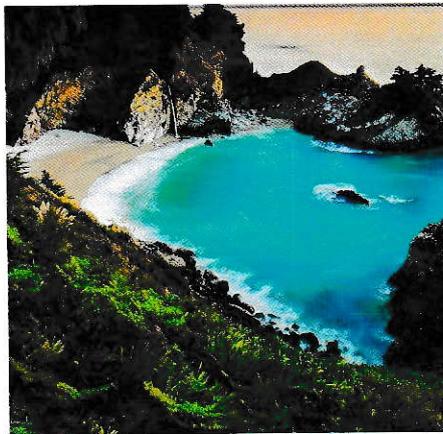












“La frase más emocionante que se puede oír en el mundo de la ciencia, la que anuncia nuevos descubrimientos, no es ‘Eureka’ sino ‘Esto es divertido’...”

Isaac Asimov

*Esta tesis va dedicada a
mis padres, a Rodrigo,
a mis hermanos y al profesor
J. Roberto Morales
(Q.E.P.D.).*

AGRADECIMIENTOS

Esta tesis fue posible gracias al apoyo y ayuda de numerosas personas que transitaron junto a mi en este largo camino, les agradezco de todo corazón.

En primer lugar quiero agradecer a mi familia, mi gran tesoro, por ser un pilar fundamental en mi vida, no se imaginan lo agradecida que estoy de formar parte de ella. A mis padres Cecilia y Sergio por su amor infinito, su confianza y su apoyo incondicional en todo momento. Y a mis hermanos Marcelo, María José (Q.E.P.D.) y Pía por entregarme su tiempo, pasar momentos de ocio juntos y su amor de hermanos.

Le doy las gracias también a mi mejor amigo y compañero de vida Rodrigo (Roly), por su incondicionalidad y por ser quien, a pesar de la distancia, me ha acompañado en los buenos y malos momentos. Gracias por formar parte de mi vida y acompañarme en este largo caminar entregándome tu apoyo constante en todo este tiempo que llevamos juntos, mi amor por ti es infinito. A sus padres Segundo y María Felicinda y su hermano Omar, por recibirme y abrirme las puertas de su casa.

La compañía y presencia de mis amigos de la vida Natalie, Feña, Mony, Safira, Fran, Igo, Vito, y Xito quienes han sido indispensables en mi vida. Tengo la gran suerte de conocerlos y formar también parte de sus vidas.

A mis abuelos, mis tíos, mis primos y mis sobrinos quienes forman parte de mi y me entregan su amor y cariño siempre. A mi tío Alcides por todo su tiempo y dedicación para ayudarme con la redacción de esta Tesis.

A los Telescoperos Ricardo Gonzalez, en particular a Moira, Caylo, Claudio A., Claudio L., Elías, Patrice, Carlos C. (Q.E.P.D.) y Oscar (Q.E.P.D.) por su amistad y su apoyo e incentivo constante a la divulgación científica y a la ciencia.

Le agradezco a Verito, Tomás, Alex y Miguel, quienes me ayudaron de una manera incalculable a mantenerme sana física y mentalmente durante todo este proceso.

Mis compañeros de oficina y almuerzo Maca M., Catalina, Maricarmen, Jaime,

Francisco C., Felipe V., Mery, José M., Rafa, Rodrigo L., Maca D., Roberto N., Elena, Fernanda, Fernando, Matías, Max, Francisco M., Felipe T., Denisse, Pablo M., Carlos C., Jimmy, Joaquín y Paula por su aguante permanente, sus horas de compañía y escucharme atentamente siempre que lo necesité.

A todos los profesores que formaron parte de mi formación académica, por sus horas de dedicación a entregar sus conocimientos y por su paciencia para explicar las cosas que no entendía. En especial le agradezco al profesor Roberto M. (Q.E.P.D.) por sus incontables horas dedicadas a enseñarme no solo física en el laboratorio si no que también me entregó herramientas para poder seguir mi camino en la ciencia y en mi vida. A la profesora Orfa R. y al profesor Mario M. por sus tiempos fuera de la sala de clases para entregarme apoyo y aconsejarme. A todos los integrantes de CEDENNA de quienes aprendí mucho. A Vicky y Normita quienes siempre me sacaron de más de un apuro.

Finalmente le quiero dar las gracias a quienes fueron mis guías en el desarrollo de esta Tesis. Al profesor José Rogan, que no tan sólo ha sido mi guía durante la Tesis, sino desde que entré a la carrera, siempre me ha guiado de alguna u otra forma, le agradezco todos sus consejos. Al profesor J. Alejandro Valdivia por valorar siempre el esfuerzo constante que he entregado y ver más allá de lo que yo pude ver. Y al profesor Pablo Moya, por ser más que un guía siempre atento, un buen colega.

Mi permanencia en el plan de magíster fue posible gracias a una Beca de Profesor Auxiliar del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Chile.

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por los proyectos FONDECYT de mis directores de tesis, No. 1150718 (A.V.), 1120399 (J.R.), 1130272 (J.R.) y 11150055 (P.M.) y al Programa de Financiamiento Basal No. FB0824 y FB0807 CEDENNA.

Índice

1. Introducción	1
2. Viento solar	7
3. Fluctuaciones magnéticas	18
4. Obtención de datos	30
4.1. Satélite Wind	31
4.1.1. Datos que nos interesan de SWE	34
4.1.2. Datos que nos interesan de MFI	36
5. Tratamiento de datos	38
6. Resultados	48
6.1. Distribuciones de datos y contornos	49
6.2. Fluctuaciones magnéticas	56
6.3. Comparación de años 2008 y 2012	63
6.4. Año 2008	66
6.5. Año 2012	70
7. Conclusiones	74

RESUMEN

A medida que nuestra civilización se adentra cada vez más en el espacio se ha hecho de absoluta necesidad estudiar los fenómenos que allá ocurren, en especial aquellos relacionados con la física del plasma. Es así como se ha definido el término clima espacial, para caracterizar los fenómenos que ocurren fuera de la Tierra y alguno de los cuales tienen la capacidad de afectar nuestra tecnología espacial, las telecomunicaciones, las redes eléctricas en la superficie de la Tierra, etc. Por lo tanto, el estudio del viento solar, siendo una de las formas primarias en que nuestra estrella controla el clima espacial, ha cobrado relevancia en el último tiempo, en especial por el hecho de poder estudiarlo *in situ* con una variedad de satélites como Wind, ACE, etc.

En esta tesis estudiamos las fluctuaciones magnéticas que se observan en el viento solar cerca de la Tierra, y su relación con las distribuciones de partículas que se encuentran en el viento solar. Usando datos entregados por el satélite Wind caracterizaremos los patrones de fluctuaciones magnéticas que emergen en el llamado diagrama de *anisotropía-beta*, que permite ordenar un porcentaje relevante de las observaciones de fluctuaciones magnéticas y distribuciones de partículas observadas en el viento solar. En este diagrama caracterizaremos bajo qué condiciones del plasma es posible observar fluctuaciones que se propagan en forma paralela u oblicua al campo magnético de fondo y determinaremos el tipo de inestabilidades que condicionan las observaciones del viento solar. Estos patrones de fluctuaciones se estudian para diferentes momentos del ciclo solar de 11 años y para condiciones de viento solar rápido y lento, encontrando variaciones significativas. Con esto se termina por inferir cuándo es relevante considerar las fluctuaciones magnéticas oblicuas en los futuros modelamientos teóricos del viento solar, donde su relevancia se presenta para los valores en que *beta* toma valores cercanos a 1.

ABSTRACT

As our civilization conquers space, it has become extremely important to study the plasma physics phenomena that occur there. The concept of space weather has been coined to characterize the phenomena that take place outside the Earth, some which have the capacity to affect our space technology, telecommunications, electric networks, etc. Hence, the study of the solar wind, one of the primary ways in which our star controls the space weather, has become of relevance in the last decades, specially because of the readily available in situ measurements with a variety of satellites such as Wind, ACE, etc.

Here, we will study the magnetic fluctuations observed in the solar wind close to Earth, and its relation with the charged particle distribution functions found in the solar wind. Using the measurements obtained by the Wind satellite, we characterize the patterns of magnetic fluctuations that emerge in the so called *anisotropy-beta* diagram, which allowed us to organize a large fraction of the magnetic fluctuations and particle distributions observed in the solar wind. In this diagram we characterize under which plasma conditions is possible to observe fluctuations that propagate parallel and oblique to the background magnetic field and determine the type of instabilities that condition the solar wind observations. These patterns of fluctuations are studied for different phases of the 11 year solar cycle, and for fast and slow solar wind conditions, finding significant variations. It is then possible to infer under which plasma conditions it is relevant to consider the theory of oblique magnetic fluctuations in future analysis of the solar wind, where its relevance occurs when *beta* takes values close to 1.

Capítulo 1

Introducción

En nuestro planeta es recurrente convivir con estados de la materia como sólido, líquido y gas, por lo que estamos más familiarizados con ellos. Pero en el universo también se presenta otro estado no menos importante que los anteriores llamado plasma, el cual Langmuir define en 1928 como *un gas ionizado que contiene iones y electrones en números aproximadamente iguales de modo que la carga resultante es muy pequeña* [1]. A pesar de que el plasma no está tan presente en la vida cotidiana en la Tierra como los otros estados, éste constituye el 99% del universo visible [2]. Debido a su importancia y gracias a los avances tecnológicos logrados es que a partir de la mitad del siglo XX el estudio de los plasmas se ha convertido en un tema de mucha relevancia en la física teórica y experimental.

Siendo el plasma el estado más abundante en el universo visible, el poder entender la física subyacente en su naturaleza permite comprender el comportamiento de la mayoría de los objetos en entornos astrofísicos, como las estrellas, sistemas planetarios distantes, magnetósferas estelares, entre otros [3]. Así también nos serviría para aplicar su conocimiento a diversas áreas como son las descargas de gas, fusión termonuclear, física espacial, plasmas de estado sólido, láseres de gas, etcétera [4]. El entender estos sistemas por lo general requiere integrar distintas áreas de la física tales como la electrodinámica, sistemas complejos, fluidos y física estadística.

El plasma se puede calificar en dos categorías:

- Plasma artificiales: estos son creados por el ser humano. Algunos ejemplos son el interior de los reactores de fusión, algunas pantallas planas o el interior los tubos fluorescentes.
- Plasmas naturales: existen plasmas terrestres como las auroras boreales, la ionósfera y los rayos de una tormenta. También hay plasmas espaciales y astrofísicos, tales como la magnetósfera de la Tierra, el viento solar, el medio intergaláctico, el medio interestelar, los discos de acreción, las magnetósferas de los pulsares, el medio interplanetario, los vientos estelares y las estrellas.

De esta lista notamos que un gran porcentaje de los plasmas son de interés astrofísico, donde los campos magnéticos juegan un rol muy importante. Los plasmas astrofísicos son usualmente estudiados debido a que componen la mayor parte del plasma en el universo visible, y su entendimiento nos podría ayudar a resolver parte de las dudas planteadas con respecto al universo [5].

Por otra parte, el plasma es un estado con un comportamiento de gran complejidad, debido a que está constituido por partículas cargadas. Las especies presentes más comunes en los plasmas son los electrones e iones, cuyo movimiento produce corrientes eléctricas y por lo tanto el sistema está influenciado por campos electromagnéticos. En particular, y de relevancia para este proyecto, nos concentraremos en plasmas magnetizados (como el viento solar) que, además de los campos electromagnéticos producidos por el plasma mismo, se encuentran en presencia de un campo magnético externo que se puede aproximar como uniforme y que denominaremos \vec{B}_0 .

La presencia de fenómenos colectivos en el plasma constituye una de sus principales características, las cuales pueden ser distinguidas por varios parámetros. Una primera medida cuantitativa corresponde a la longitud de Debye λ_D , o de apanta-

llamamiento, que proporciona una escala de la distancia a la cual la influencia de una partícula individual cargada pierde importancia. Este apantallamiento sucede porque las partículas de carga opuesta se reorganizan alrededor de esta partícula individual y parcialmente cancelan su campo eléctrico. Por lo tanto para tener efectos colectivos es necesario que dentro de esta distancia de Debye haya muchas partículas. Para ello se define el parámetro del plasma g

$$g = n\lambda_D^3,$$

que debe ser mayor que 1 para que hayan fenómenos colectivos, donde n corresponde a la densidad del plasma.

Es decir, un gas de partículas cargadas sólo manifiesta un comportamiento propio de un plasma, fenómenos colectivos, si el número de partículas en una esfera de Debye es grande, donde la esfera de Debye se define como una esfera cuyo radio es igual a la longitud de Debye.

La neutralidad del plasma es otra medida cuantitativa del plasma, que depende de la cantidad de partículas positivas y negativas que éste tenga. Si la cantidad de partículas positivas es aproximadamente la misma que la de partículas negativas, el plasma es neutro o casi neutro. También existen plasmas no neutros como el flujo de electrones en un acelerador de partículas. En el caso de plasmas neutros, el plasma trata de permanecer neutral, y cualquier variación es compensada con un rápido movimiento de partículas cargadas para anular dicha variación. Con esto podemos definir la frecuencia del plasma. Si los electrones en un plasma son desplazados de un fondo uniforme de iones, se generan campos eléctricos para restablecer la neutralidad del plasma atrayendo los electrones de vuelta a su posición original. Debido a su inercia, los electrones oscilarán alrededor de sus posiciones de equilibrio con una frecuencia característica, llamada la frecuencia de plasma denotada como ω_p . Este valor indica la frecuencia de oscilación característica de las perturbaciones

electrostáticas en plasmas.

La frecuencia de plasma y la longitud de Debye corresponden a las típicas escalas, temporal y espacial, en las que el plasma responde a pequeñas desviaciones de la cuasineutralidad [5].

Otros parámetros relevantes del plasma son la densidad n_j , donde j indica la especie del plasma que se quiere especificar, la temperatura T , la frecuencia ciclotrónica Ω_p y la frecuencia de colisiones Z [2].

Al ser los plasmas astrofísicos muy complicados de replicar en un laboratorio, debido a que se necesita una alta cantidad de energía para producirlos y contenerlos, el plasma del viento solar es entonces un laboratorio natural donde se pueden probar modelos que después se pueden tratar de extrapolar a otros ambientes astrofísicos. Es por esto que el estudio del viento solar es relevante, pues disponemos de una estrella cercana y de avances tecnológicos que permiten su estudio *in situ*, cada vez con mayor precisión y detalle. Esto es posible mediante la utilización de satélites especializados que entregan datos del viento solar tales como las velocidades del flujo de partículas, los campos magnéticos, las densidades de partículas, entre otros.

En el viento solar, la densidad del plasma es tan baja que por lo general las colisiones entre partículas se pueden considerar como irrelevantes. Esto implica que una vez que la distribución de las partículas es perturbada, es muy difícil volver al estado de equilibrio. Es así como la presencia del campo magnético de fondo puede producir anisotropía en las distribuciones de partículas. Bajo ciertas condiciones el plasma es capaz de converger a un estado cuasiestable con distribuciones de partículas que se pueden caracterizar por temperaturas efectivas paralelas T_{\parallel} y perpendiculares T_{\perp} respecto al campo magnético de fondo.

En los últimos años, diversos investigadores se han dado cuenta de que una forma de caracterizar las propiedades del viento solar es mediante un estudio estadístico

de las fluctuaciones magnéticas y su relación con las distribuciones de partículas del plasma. Al parecer, es posible describir un componente importante del viento solar en términos de las propiedades macroscópicas del sistema. Un modelo que está empezando a ser utilizado para entender estos patrones es a través del teorema de fluctuación-disipación, el cual nos dice que las fluctuaciones espontáneas están determinadas por las propiedades macroscópicas del plasma en un estado de equilibrio y por la función de distribución de velocidades de las especies que componen el plasma [6]. Para poder desarrollar este análisis utilizaremos los datos proporcionados por los instrumentos *Faraday Cups* del proyecto SWE [7] y *Fluxgate Magnetometer* del proyecto MFI [8], ambos a bordo del satélite Wind.

Para lograr los objetivos presentados anteriormente, la estructura de esta tesis se presenta de la siguiente forma: en primer lugar en el Capítulo 2 entregamos una referencia histórica del estudio del Sol, la corona y el viento solar, e introduciremos los términos de viento solar rápido y viento solar lento. Una vez familiarizados con la naturaleza del viento solar, en el Capítulo 3 definimos términos claves que se utilizarán en el desarrollo de la tesis. También hacemos referencia a las fluctuaciones magnéticas en plasmas no relativistas, donde además presentamos el trabajo teórico realizado por Navarro *et al.* [9], en el cual logran obtener expresiones analíticas que explican un porcentaje relevante de las fluctuaciones electromagnéticas del viento solar. Con el fin de recopilar los datos necesarios para nuestro análisis seleccionamos los datos captados por el satélite Wind, del cual mostramos, en el Capítulo 4, su estructura y funcionamiento, explicando detalladamente los dos instrumentos que captaron estos datos. Una vez obtenidos los datos a analizar, en el Capítulo 5 damos a conocer los criterios que consideramos para filtrarlos y luego estudiarlos. Los resultados obtenidos se muestran en el Capítulo 6, en el cual presentamos gráficos en el plano anisotropía de temperatura versus la razón entre la presión paralela de

los protones y la presión magnética. De estos gráficos estudiamos las inestabilidades que parecen acotar las mediciones del viento solar cerca de la Tierra y los patrones de fluctuaciones magnéticas en este diagrama, entre los años 2005 y 2013. Para finalizar, en el Capítulo 7 presentamos un resumen de todos los análisis realizados en los capítulos anteriores y a modo de conclusión la importancia que tiene considerar las fluctuaciones paralelas y perpendiculares en el estudio teórico del viento solar.

Capítulo 2

Viento solar

En este capítulo detallaremos algunas propiedades del Sol y su estructura, para luego introducir la corona solar. Entregaremos su definición, para terminar hablando del viento solar y su importancia en distintos ámbitos, como las telecomunicaciones y la física espacial en general.

El Sol es una estrella de tipo G de la secuencia principal y clase V de luminosidad. Se encuentra ubicado en el centro de nuestro sistema solar, a una distancia media de aproximadamente 149×10^6 kilómetros de la Tierra, distancia denominada como Unidad Astronómica (AU en inglés) [10]. El Sol se compone principalmente de hidrógeno (las tres cuartas partes de su masa) y una cuarta parte de helio, además de pequeñas cantidades de oxígeno, carbón, neón, hierro, entre otros. Siendo una esfera casi perfecta de plasma, el Sol rota más rápido en su ecuador que en sus polos, con un período de rotación de 25,6 días en el ecuador y de 33,5 días en los polos.

El Sol atrae hacia su centro toda la materia que lo constituye debido a su gravedad. Al ser el Sol un objeto masivo, la fuerza gravitatoria puede llevar a que el Sol colapse. Aun así, el plasma del Sol se encuentra en equilibrio gracias a la presión desde el interior que compensa la fuerza de gravedad, lo que genera un equilibrio hidrostático.

La estructura del Sol es asimilada a capas esféricas, denominándolas en orden

de más interno a más externo de la siguiente manera: núcleo, zona radiante, zona convectiva, fotosfera, cromósfera, corona y viento solar. En la figura 2.1 se ilustra el interior del Sol. La frontera física y las diferencias químicas entre estas capas son difíciles de establecer, pero se les puede asociar un estado físico diferente.

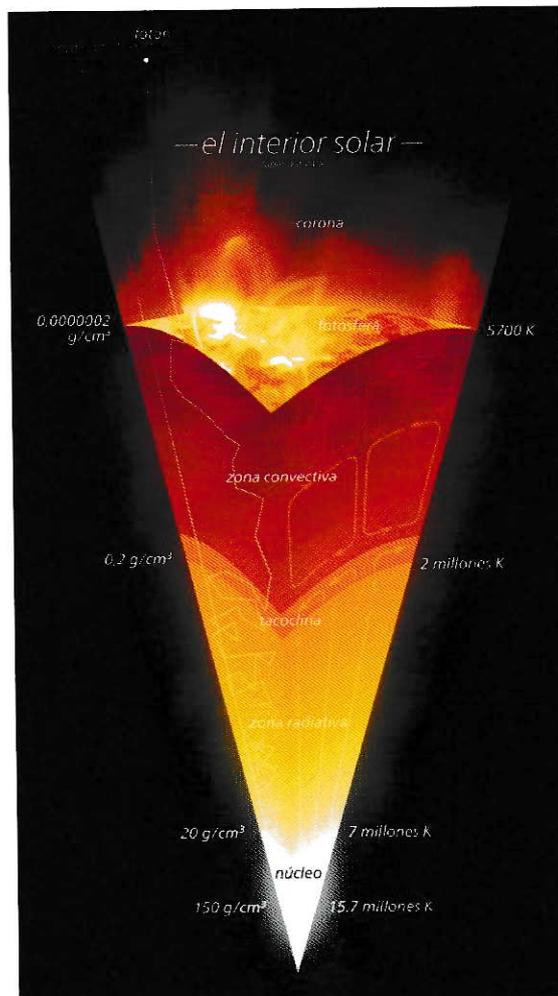


Figura 2.1: Diagrama de la sección transversal del interior del Sol. Trabajo de Kelvinsong [11].

La fotosfera del Sol es la capa que emite luz (superficie visible) [12]. La temperatura fotosférica es de unos 5800 kelvin. Es una capa de plasma de aproximadamente 128 km de espesor, que emite la luz y el calor que recibimos.

La fotosfera es una capa de gases que se hallan sometidos a fuertes presiones. Vista con telescopios, su superficie muestra una fina granulación (flóculos) que, por hallarse a mayor temperatura, son aun más brillantes y con bordes bien definidos.

Una de las características más notables de esta capa corresponde a las denominadas manchas solares, las cuales aparecen como superficies oscuras en comparación con las regiones circundantes. Son áreas de reducida temperatura en relación a la superficie circundante, causadas por concentraciones de flujo de campo magnético que inhiben la convección. Las manchas solares aparecen generalmente en pares de polaridad magnética opuesta.

Indicando intensidad de actividad magnética, las manchas solares acompañan fenómenos secundarios tales como arcos corales (prominencias) y eventos de reconexión. La mayoría de las erupciones solares y eyecciones de masa coronal son originarias de las regiones magnéticamente activas alrededor de agrupaciones de manchas solares visibles.

Los ciclos de actividad de las manchas solares ocurren periódicamente en cuanto a intensidad y número. Su periodicidad es de aproximadamente 11 años, período que se denomina ciclo solar. El punto de mayor actividad de manchas solares durante un ciclo se conoce como máximo solar, y el punto más bajo de la actividad como mínimo solar (figura 2.2). Este período también se observa en la mayoría de la actividad solar y está ligado a una variación en el campo magnético que cambia de polaridad y complejidad siguiendo este ciclo.

Al principio del ciclo, las manchas solares aparecen en las latitudes más altas y luego se desplazan hacia el ecuador a medida que el ciclo se acerca a su máximo, siguiendo la ley de Spörer [13].

La corona solar se define como la atmósfera externa del Sol, que se extiende más de un millón de kilómetros en el espacio [15]. Su estudio es reciente, a pesar de haber

sido vista por años en los eclipses totales de Sol. Se pensaba que ésta era un efecto visual provocado por la eventual atmósfera lunar [16]. En la figura 2.3, a modo de ejemplo, se muestra una fotografía del eclipse total de Sol del 11 de julio del año 2010, en la que se distingue la corona solar como la luz blanca que rodea el disco negro.

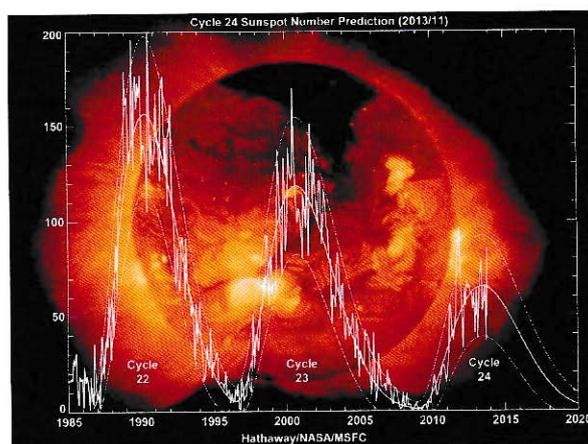


Figura 2.2: Últimos ciclos solares. [14]

En el año 1870 una expedición organizada por Charles Young para observar un eclipse solar en España, constató por primera vez la observación científica de la corona solar. Al analizar su espectro de luz, se identificó un trazo verde que no pudo ser explicado. Una de las hipótesis propuestas fue que el trazo verde correspondía a un elemento químico desconocido que no se había encontrado en la Tierra. A comienzos del siglo XX se sugirió el nombre coronio para el supuesto nuevo elemento químico desconocido [17] [18].

Alrededor de 1940, al comparar los espectros de la luz coronal obtenidos en eclipses con espectros obtenidos en el laboratorio de átomos altamente ionizados, Grotrian [19] y Edlen [20] descubrieron que la corona es un plasma está compuesto en

parte por átomos altamente ionizados a temperaturas de aproximadamente 2 millones de kelvin [21]. El origen de estos espectros corresponde a transiciones de estados iónicos altamente excitados, de elementos tales como hierro, que han perdido más de 15 electrones. Esto da la explicación a las observaciones de la línea espectral encontrada por Charles Young en 1870 [15].

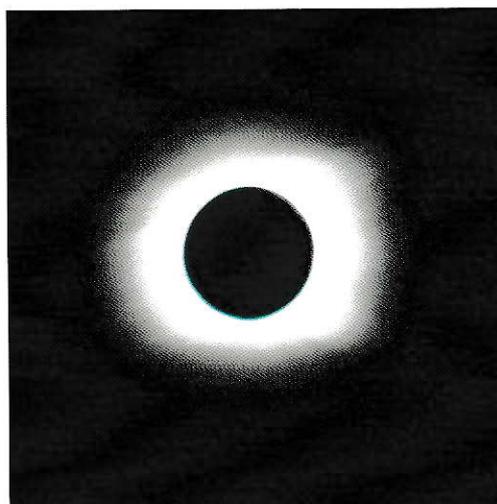


Figura 2.3: Eclipse total de Sol del 11 de julio del año 2010. En esta instancia se puede observar la corona solar. (Fotografía tomada por Natalia Gallo.)

Las temperaturas que logra alcanzar la corona solar son más altas que las temperaturas que alcanza la fotosfera solar [22]. Este hecho, a primera vista, entra en conflicto con las leyes básicas de la Termodinámica, ya que a medida que se aleja de la fotosfera la temperatura debería disminuir [23]. A la fecha aún no se encuentra una solución a esta interrogante.

Por otra parte, en 1910 Eddington observó que los cometas poseen dos colas y siempre están en dirección opuesta al Sol, tal como se ilustra en la figura 2.4. En particular notó que la cola de gas se dirige siempre en directa oposición al Sol.

Posteriormente Alfvén postuló una explicación para las observaciones de Eddington, sugiriendo que la dirección de estas colas podría ser producto de partículas que

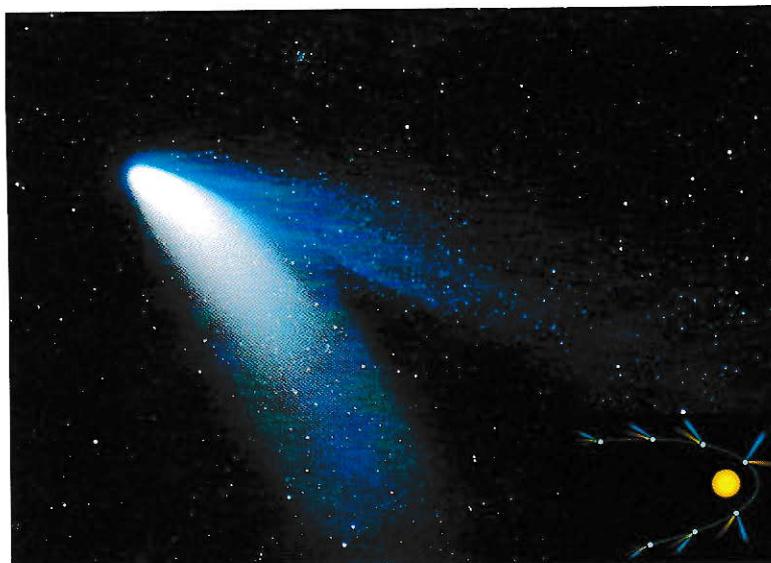


Figura 2.4: Imagen del cometa Hale-Bopp [24] mostrando una cola azul y una cola blanca. En el cuadro inferior, a modo de representación de la observación de cola de cometas realizada por Eddington, se muestra un esquema de la dirección de las colas con respecto al Sol (imagen de NASA).

proviene del Sol. Según el modelo postulado por Alfvén, este flujo de partículas es magnetizado y es el causante de la dirección de dichas colas [25].

La corona solar en principio se modelaba como una atmósfera estática, pero Chapman en 1957 hizo notar que debido a las altas temperaturas que presentaba, un modelo estático implicaba que la corona solar debería extenderse hacia grandes distancias en el espacio interplanetario, manteniendo su temperatura y densidad [26], algo que no se observa.

Con posterioridad Parker mostró que la atmósfera coronal externa escapa del Sol debido a que la atracción gravitacional del Sol y la presión interna no serían suficientes para confinar el plasma a tan altas temperaturas. Este flujo de partículas tenía que ser suficientemente rápido para superar la atracción gravitatoria del Sol a una distancia crítica donde la atracción ha disminuido lo suficiente como para poder escapar del Sol. Es por esto que la velocidad debía superar un valor crítico

alcanzando velocidades supersónicas viajando hacia el espacio interestelar. A este fenómeno Parker lo llamó viento solar [27]. Cuando Parker desarrolló su teoría, ésta no fue aceptada por todos cuando fue publicada en 1958. De hecho antes de ser publicada fue rechazada por dos revisores distintos cuando la presentó a la revista *Astrophysical Journal*, pero finalmente fue aceptada por el editor Subrahmanyan Chandrasekhar.

La primera observación directa que se pudo realizar del viento solar fue en enero de 1959, cuando los satélites soviéticos Luna-1, 2 y 3 detectaron un flujo de iones positivos en su camino. Sin embargo, no era prueba concluyente puesto que la dirección y velocidad de las partículas eran desconocidas. Luego Herbert Bridge con Bruno Rossi y un equipo del MIT en 1961 consiguieron observaciones más detalladas con una compleja trampa de iones colocada a bordo del Explorer 10 de la NASA, un vehículo diseñado para explorar la parte de la cola de la magnetósfera, donde el vehículo estaba a menudo inmerso en el viento solar. Aun así, el modelo de Parker no sería aceptado del todo hasta unos años después. Fue recién en 1962, cuando el Mariner II voló hacia Venus y detectó partículas cargadas altamente energéticas en forma de flujos rápidos y lentos. Los flujos se repetían aproximadamente a intervalos de 27 días, correspondiente al período de rotación del Sol, lo que sugería que dichas partículas eran solares. Todo esto finalmente convenció a la comunidad científica del estudio de Parker, mostrando que el viento solar es un fenómeno físico real.

Se puede decir entonces que el viento solar corresponde a un flujo continuo, pero dinámico, de partículas provenientes de la corona solar [28]. Este flujo se compone principalmente de protones (H^+) y partículas alfa (He^{+2}), y según mediciones realizadas en el viento solar cerca de la Tierra, es semi radial con una velocidad entre 300 y 900 km/s aproximadamente. Generalmente tiene un campo magnético de fondo de alrededor de 5 nT y una densidad de iones que va entre 1 y 10 cm^{-3} [29] [30].

Estos valores también corresponden a la densidad electrónica debido a la propiedad cuasineutral del viento solar.

Algunas propiedades y fenómenos que se observan en el viento solar, como baja densidad, magnetización del plasma y alta temperatura, son semejantes a los observados en otros sistemas de interés astrofísico como los discos de acreción o medios intergalácticos [31]. Es por esto que el estudio del viento solar es importante para la astrofísica, pues permite tener datos empíricos mediante mediciones *in situ* de éste a través de satélites y por lo tanto extrapolar algunas conclusiones que podrían ser aplicables a otros sistemas de interés astrofísico. Incluso algunos investigadores sugieren que dado que no ha sido posible explicar totalmente la naturaleza de la corona solar, entender las propiedades del viento solar podría llevarnos a comprender las razones de las altas temperaturas que se observan en la corona solar con respecto a la fotosfera del Sol [15].

Cuando el viento solar se acerca a nuestro planeta, sus partículas son desviadas gracias a la fuerza de Lorentz generada por el campo magnético que posee la Tierra, el cual forma un escudo protector contra las partículas cargadas provenientes del Sol. Este escudo recibe el nombre de magnetósfera. La interacción entre el viento solar y la magnetósfera media las tormentas geomagnéticas y otros procesos tales como las auroras polares. En la figura 2.5 se observa una representación artística de la interacción del viento solar con la magnetósfera.

Gracias a la magnetósfera, los satélites y las tripulaciones que trabajan en las estaciones espaciales se encuentran protegidos la mayor parte del tiempo. Pero cuando se generan fuertes tormentas geomagnéticas, éstas influyen en la dinámica interna del plasma dentro de la magnetósfera y pueden causar pérdidas de satélites o poner en riesgo la vida de los astronautas. Es por esto que otro aspecto importante del estudio del viento solar es su efecto en el clima espacial, ya que su entendimiento y

predicción permitirá disminuir pérdidas de satélites causadas por tormentas solares, fallas comunicacionales, daños en equipos, etc.

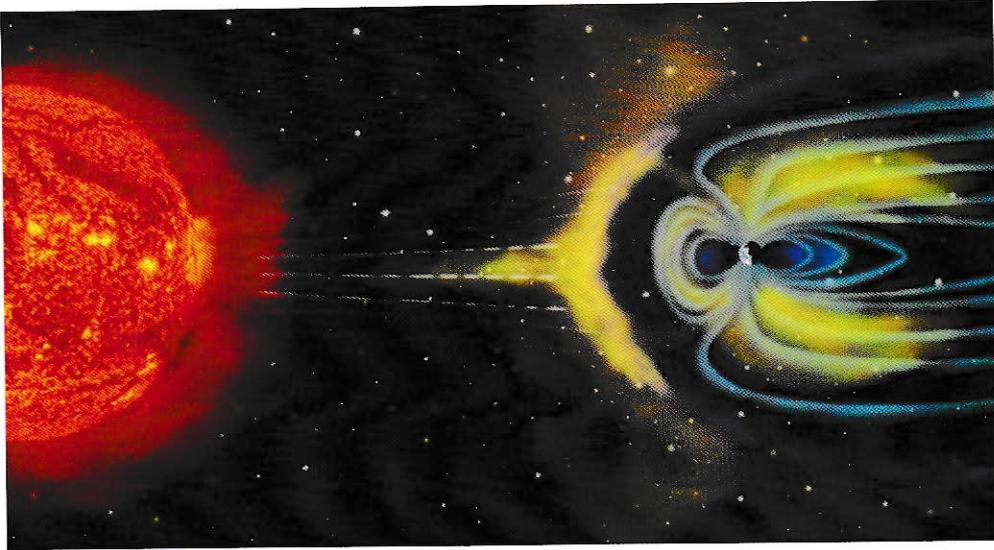


Figura 2.5: Representación artística del viento solar y la magnetósfera terrestre. (Imagen de NASA.) [32]

Viento solar rápido y lento

Por lo general se distingue, a partir de mediciones hechas desde vehículos espaciales, una naturaleza bimodal de la distribución de velocidades en el viento solar, conocidos como: viento solar rápido y viento solar lento [33] [34]. La figura 2.6 muestra mediciones de las velocidades del viento solar respecto a la latitud del Sol realizadas por la sonda Ulysses, donde, en el cuadro de la primera órbita de Ulysses que corresponde al mínimo solar, se puede apreciar la bimodalidad de la distribución de las velocidades. En la figura 2.7 mostramos un gráfico de distribución de velocidades del año 2006 con los datos que obtuvimos del satélite Wind, donde también se puede distinguir ambas distribuciones.

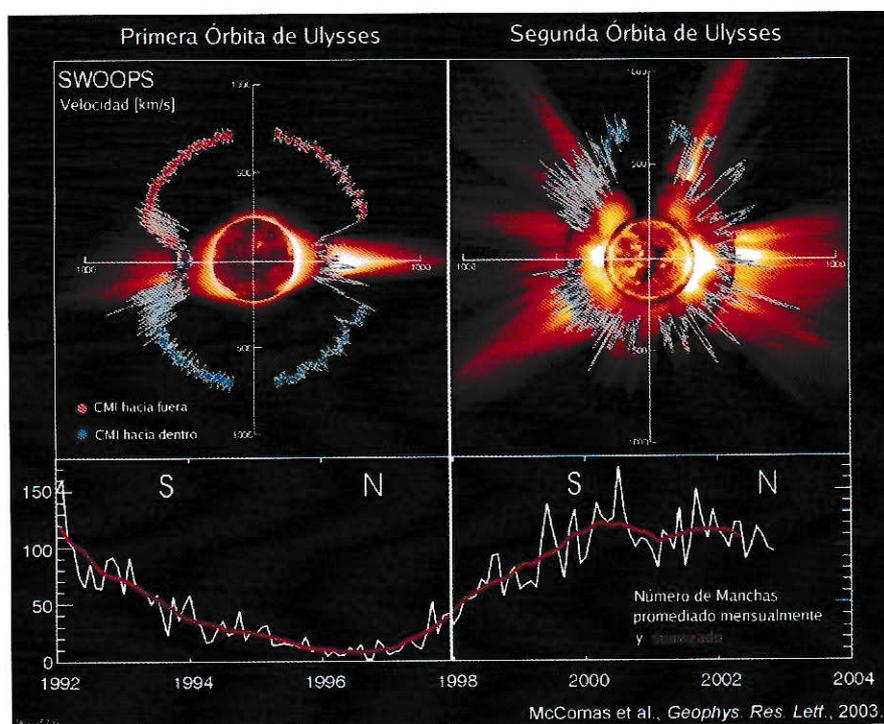


Figura 2.6: Diagrama hecho a partir de datos obtenidos por Ulysses, que representa la velocidad del viento solar respecto de la latitud y revela un viento de alta velocidad que proviene de los polos del Sol [35].

El viento solar rápido fluctúa entre 500 y 900 km/s, velocidad medida a 1 AU de distancia del Sol [36], y posee una temperatura que varía entre 1.4×10^6 y 1.6×10^6 kelvin. Por lo general el viento solar rápido proviene de los polos solares. Los agujeros coronales, regiones donde el campo magnético no se cierra localmente, ubicados cerca del ecuador también constituyen fuentes de viento solar rápido observados en la órbita de la Tierra. Las observaciones realizadas a 1 AU, dan cuenta de la relación entre las velocidades y el tamaño de los agujeros.

Por otro lado, la velocidad del viento solar lento varía entre 300 y 500 km/s [36], el cual, a diferencia del viento solar rápido, es más variable y con muchas perturbaciones de densidad y velocidad. Típicamente posee una temperatura de 8×10^5 kelvin. Según algunos modelos su origen proviene de latitudes heliográficas bajas durante

el mínimo solar. Durante el máximo solar se origina en regiones activas donde los campos magnéticos están cerrados [10].

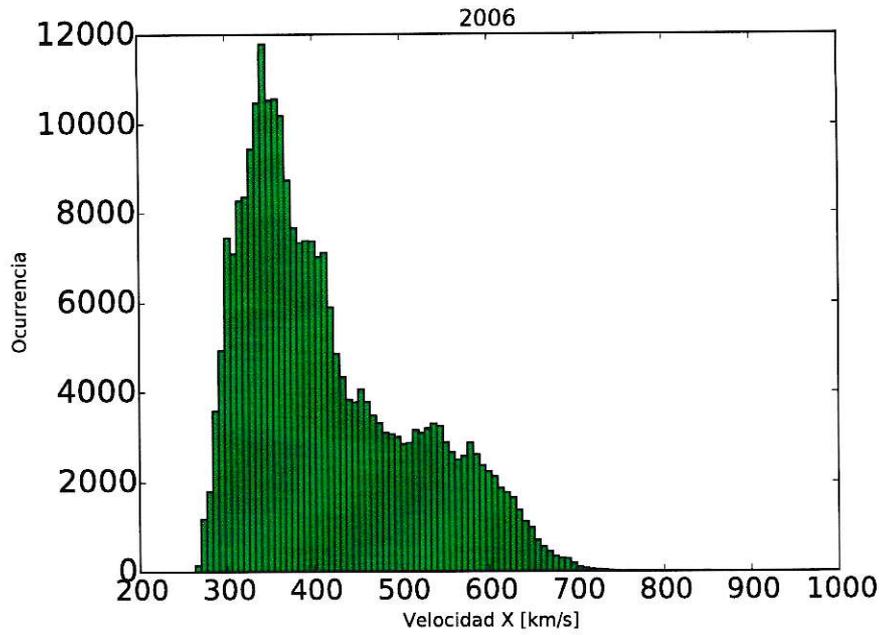


Figura 2.7: Gráfico de distribución de velocidades del viento solar durante el año 2006 a partir de datos obtenidos del satélite WIND.

Capítulo 3

Fluctuaciones magnéticas

En este capítulo entregaremos definiciones de conceptos que serán claves para el desarrollo de este trabajo.

Definiremos que un sistema es estable cuando las perturbaciones no alteran su estado de equilibrio e inestable cuando dichas perturbaciones aumentan y alteran el estado de equilibrio original del sistema.

Es esperado que en un sistema físico estable o inestable debe evolucionar hacia su estado de equilibrio. Sin embargo, una vez en dicho estado podrían aparecer interacciones o se podrían generar cambios en algún parámetro del sistema que perturben el estado de equilibrio alcanzado y lo obligue a responder a ellas. En particular el viento solar posee interacciones entre ondas electromagnéticas y sus partículas.

Las inestabilidades en plasmas ante ondas electromagnéticas se pueden clasificar en relación a las propiedades dispersivas del medio y el tipo de energía libre presente en él [37]. Estas inestabilidades pueden ser de longitudes de onda grandes, comparadas con el giroradio de las partículas, como por lo general se pueden describir mediante ecuaciones tipo fluido, mientras que cuando las longitudes de onda son cortas, requieren una descripción de las distribuciones de velocidad. En esta tesis analizaremos las siguientes inestabilidades:

- La inestabilidad *proton-firehose* ocurre cuando se cumple que $T_{\parallel} > T_{\perp}$ y

$\beta_{\parallel p} > 1$. Es análoga al movimiento violento de las mangueras (*hose* en inglés) cuando un flujo rápido de agua pasa a través de ellas. Cuando el plasma se mueve a lo largo de tubos de campo magnético, el plasma ejerce una fuerza centrífuga en las zonas donde este tubo se encuentra curvado, lo que hará que su curvatura aumente. A su vez, existen dos fuerzas que se oponen a esta fuerza centrífuga: la presión térmica en el plano perpendicular al tubo de flujo magnético, y el estrés magnético del tubo. Si estas dos fuerzas no son suficientes para contrarrestar los efectos de la fuerza centrífuga, entonces el plasma se vuelve inestable. La figura 3.1 muestra una representación del proceso recién descrito. [38]

- La inestabilidad *proton cyclotron* es impulsada por una anisotropía de temperatura del protón tal que $T_{\perp} > T_{\parallel}$. El aumento de las fluctuaciones de la inestabilidad *cyclotron* se caracterizan por las frecuencias que aparecen entre las frecuencias del helio y la frecuencia ciclotrónica del protón que son predominantemente transversales al campo magnético de fondo.
- En la inestabilidad *mirror* las partículas quedan atrapadas en las configuraciones magnéticas siempre que, bajo la acción de una gran presión perpendicular, el campo magnético crece localmente sobre una longitud de onda. En esta región, la partícula realiza un movimiento de espejo entre los nudos de la onda, tal como se puede apreciar en la figura 3.2. [38]

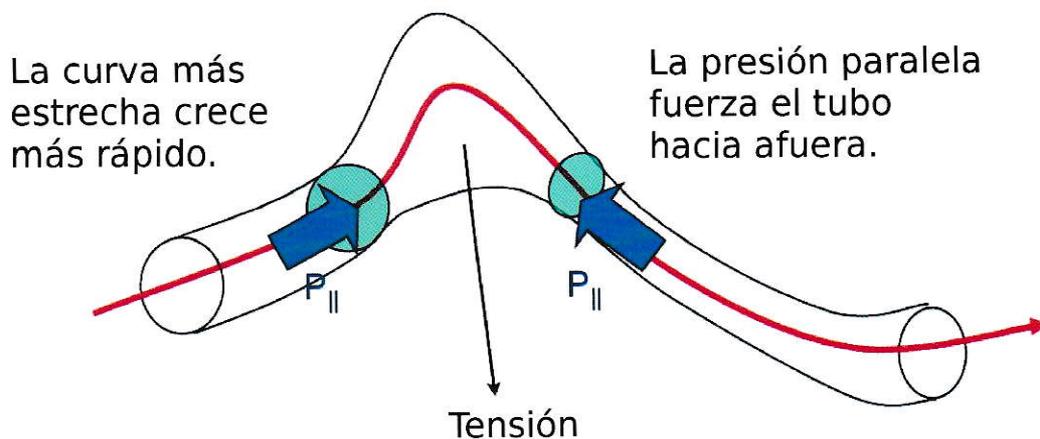


Figura 3.1: Representación gráfica de la inestabilidad de *firehose*. [39]

La fuerza que ejerce la presión perpendicular expulsa las líneas de campo.

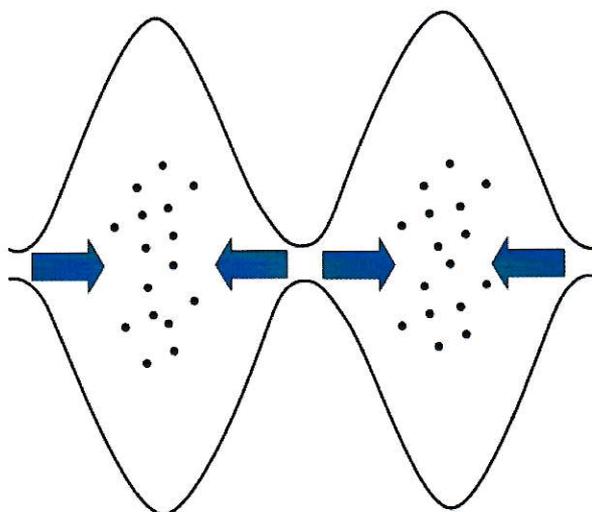


Figura 3.2: Representación gráfica de la inestabilidad de *mirror*. [39]

En presencia de un campo magnético de fondo \vec{B}_0 , en el viento solar se da origen a procesos de calentamiento y enfriamiento que actúan en forma paralela o perpendicular con respecto a la dirección del campo magnético de fondo. Consecuentemente, cada especie de partícula j exhibe un grado de anisotropía térmica A , la cual corresponde a la propiedad de las especies del plasma de tener temperaturas dependientes de la dirección. Se puede interpretar entonces que las especies tienen una temperatura a lo largo del eje perpendicular a \vec{B}_0 ($T_{\perp j}$) que es distinta de su temperatura a lo largo del eje paralelo a \vec{B}_0 ($T_{\parallel j}$). Con esto podemos definir para cada especie j la función de distribución bi-Maxwelliana en el espacio de velocidades $f_j(\vec{v})$

$$f_j(\vec{v}) = \frac{n_j}{(2\pi)^{3/2} u_{\perp j}^2 u_{\parallel j}} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{2u_{\parallel j}^2} - \frac{v_{\perp}^2}{2u_{\perp j}^2}\right), \quad (3.1)$$

con $u_{\parallel j}^2 = 2k_B T_{\parallel j}/m_j$ que es el cuadrado de la velocidad térmica paralela y $u_{\perp j}^2 = 2k_B T_{\perp j}/m_j$ que es el cuadrado de la velocidad térmica perpendicular, donde m_j es la masa de la partícula j , k_B es la constante de Boltzmann y n_j es la densidad de la especie j en el plasma.

Aspectos teóricos

A las ondas presentes en el viento solar podemos asociarles un tensor de dispersión diagonal, el cual es válido para plasmas de electrones y protones, con ondas circulares transversales que se propagan en una dirección paralela al campo magnético de fondo \vec{B}_0 y cuyos elementos transversales Λ_{\pm} son

$$\Lambda_{\pm} = 1 - \frac{c^2 k_{\parallel}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[A - 1 + (\xi + (A - 1)\xi_{\pm})Z(\xi_{\pm}) \pm \frac{\omega}{\Omega_p} \right], \quad (3.2)$$

donde $\omega_p = \sqrt{4\pi n_p e^2/m_p}$ es la frecuencia de plasma, $\Omega_p = eB_0/m_p c$ es la frecuencia ciclotrónica del protón, $\xi = \omega/k_{\parallel} u_{\parallel p}$ y $\xi_{\pm} = (\omega \pm \Omega)/k_{\parallel} u_{\parallel p}$, e es la carga del electrón y c es la velocidad de la luz. Además $Z(\xi)$ es la función de dispersión del plasma [40].

Dado un valor de k , podemos encontrar valores de ω a partir de la solución de $|\Lambda_{\pm}| = 0$, que corresponde a la relación de dispersión. Siendo $\omega = \omega_R + i\gamma$, γ nos indicará la tasa de crecimiento o amortiguación de las ondas. Si $\gamma < 0$, para todo valor de k , el plasma es estable. En cambio, si $\gamma \geq 0$, para algún valor de k , el plasma es inestable. Luego resolviendo directamente la relación de dispersión, se obtienen las expresiones para las inestabilidades tipo *parallel firehose* y *cyclotron*. Las ondas también se pueden propagar en forma oblicua al campo magnético de fondo \vec{B}_0 , lo que genera un tensor de dispersión más complicado, dando origen a otras inestabilidades como *oblique firehose* o *mirror*.

De acuerdo a observaciones realizadas por investigadores como Kasper *et al.* [41], Bale *et al.* [42] y Maruca *et al.* [43], la anisotropía térmica de los protones en el viento solar parece estar limitada por umbrales de inestabilidades, como se verá más adelante en la figura 3.6, donde las mediciones sugieren estar restringidas en el plano A y $\beta_{\parallel p}$, donde

$$A = \frac{T_{\perp p}}{T_{\parallel p}}, \quad (3.3)$$

$$\beta_{\parallel p} = \frac{8\pi n_p k_B T_{\parallel p}}{B_0^2}. \quad (3.4)$$

En estas expresiones, $\beta_{\parallel p}$ representa la razón entre la presión paralela de los protones y la presión magnética [43]. B_0 es el campo magnético de fondo. La figura 3.3 nos permite tener una visión gráfica del comportamiento de algunas de las variables en función del tiempo que utilizamos en este estudio.

Según las observaciones de Kasper *et al.* [41], la anisotropía en el viento solar parece estar restringida en un rango de ~ 0.1 y ~ 10 . Luego, Hellinger *et al.* [44] estudiaron con mayor detalle la relación que hay entre las inestabilidades y la anisotropía térmica, utilizando la expresión teórica que describe las inestabilidades calculada por

S. Peter Gary [37] dada por

$$\frac{T_{\perp p}}{T_{\parallel p}} = 1 + \frac{a}{(\beta_{\parallel p} - \beta_0)^b}, \quad (3.5)$$

donde a , b y β_0 son parámetros de ajuste para las inestabilidades ya definidas.

Si $\gamma_{\max} = 10^{-3}\Omega_p$ podemos suponer que el plasma esta en un estado de cuasiequilibrio, pues la evolución del sistema producida por las inestabilidades requieren un tiempo mayor al de cambio de dinámica natural del sistema.

Es por esto que para graficarlas junto con el diagrama A - $\beta_{\parallel p}$, utilizamos la parametrización que ajusta las curvas que describen el umbral de inestabilidades cuando $\gamma_{\max} = 10^{-3}\Omega_p$. Los parámetros de ajuste para la ecuación 3.5 corresponden a los presentados en la tabla 3.1 para las inestabilidades [44].

Inestabilidad	a	b	β_0
Proton cyclotron instability	0.43	0.42	-0.004
Mirror instability	0.77	0.76	-0.016
Parallel firehose	-0.47	0.53	0.59
Oblique firehose	-1.4	1.0	-0.11

Tabla 3.1: Parámetros de ajuste de las curvas que describen el umbral de las inestabilidades [44].

Una vez realizado el ajuste de las curvas, Hellinger las compara con los umbrales de las inestabilidades correspondientes a un plasma bi-Maxwelliano ($T_{\perp} \neq T_{\parallel}$), donde primero analiza los umbrales de las inestabilidades de ondas que se propagan en la dirección paralela al campo magnético de fondo \vec{B}_0 (en este caso inestabilidad ciclotrónica de protones e inestabilidad *firehose* paralela), y luego los umbrales de inestabilidades oblicuas respecto a \vec{B}_0 (inestabilidades tipo *mirror* y *proton firehose* oblicua o perpendicular), llegando a la conclusión de que las inestabilidades que mejor describen los límites de la anisotropía térmica del viento solar son las oblicuas (ver figura 3.4). Éste es uno de los temas que queremos analizar en detalle durante

un ciclo solar y para vientos solares rápidos y lentos.

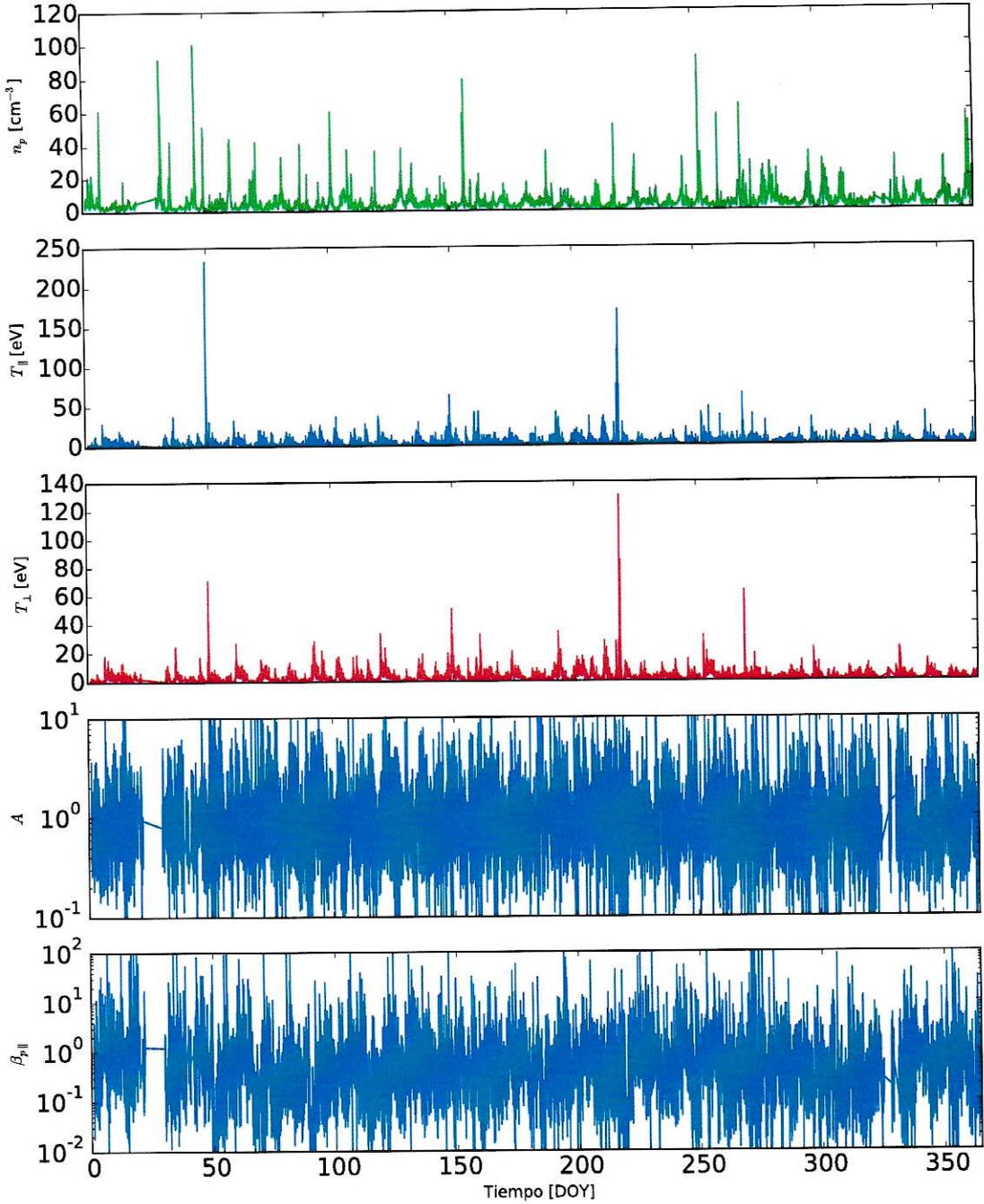


Figura 3.3: Gráficos de los parámetros donde se observa, desde arriba hacia abajo, la densidad de protones, temperatura paralela y perpendicular, anisotropía y parámetro $\beta_{||p}$ en función del tiempo en días para todo el año 2011.

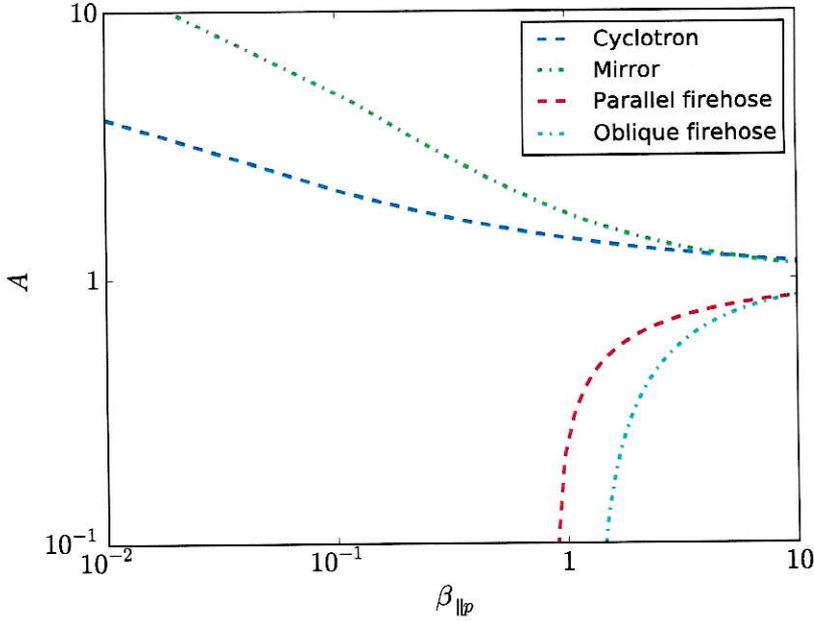


Figura 3.4: Gráfico de algunos tipos de inestabilidades.

Dado lo anterior deseamos estudiar cómo varían las fluctuaciones magnéticas en el diagrama de A vs $\beta_{\parallel p}$. Primero definimos

$$\vec{B}_0 = \sum_{n=1}^N \frac{\vec{B}_n}{N}, \quad (3.6)$$

donde \vec{B}_0 es una estimación para el campo magnético de fondo y N es el número de mediciones útiles dentro de un intervalo de un tiempo T a considerar.

La fluctuación magnética total se puede entonces definir como

$$\delta B = \sqrt{\sum_{n=1}^N \frac{(\vec{B}_n - \vec{B}_0)^2}{N}}. \quad (3.7)$$

Definiendo $\delta \vec{B}_n = \vec{B}_n - \vec{B}_0$, si separamos la parte perpendicular respecto a \vec{B}_0 , podemos calcular la amplitud de las fluctuaciones perpendiculares δB_{\perp}

$$\delta B_{\perp} = \sqrt{\sum_{n=1}^N \frac{|\delta \vec{B}_n - (\delta \vec{B}_n \cdot \hat{b}_0) \hat{b}_0|^2}{N}}, \quad (3.8)$$

donde

$$\hat{b}_0 = \frac{\vec{B}_0}{|\vec{B}_0|}.$$

Navarro *et al.* [9], considera fluctuaciones magnéticas en la dirección perpendicular respecto a \vec{B}_0 considerando ondas que se propagan en forma paralela a \vec{B}_0 . Sin embargo, en el análisis de datos realizado por Bale *et al.* [42] se da evidencia de que también existen fluctuaciones magnéticas paralelas respecto a \vec{B}_0 , lo que implica propagación de ondas oblicua respecto al campo magnético de fondo. En este trabajo se espera poder distinguir entre las fluctuaciones paralelas y perpendiculares, ya que podría dar información sobre la física del viento solar, como se verá más adelante. Es por esto que también se estudiarán las fluctuaciones paralelas respecto a \vec{B}_0 , que vienen dadas por

$$\delta B_{\parallel} = \sqrt{\sum_{n=1}^N \frac{(\delta \vec{B}_n \cdot \hat{b}_0)^2}{N}}. \quad (3.9)$$

En particular, en situaciones en que el plasma no es inestable (o que $\gamma > 0$ es pequeño) como lo es el viento solar, no se esperaría la existencia de fluctuaciones magnéticas debido a ondas. Este hecho se contradice con observaciones realizadas con datos de satélites como las que se observan en la figura 3.5, donde los campos magnéticos del viento solar fluctúan entre -5 nT y 5 nT.

Un modelo para explicar estas fluctuaciones espontáneas es el teorema de fluctuación-disipación, que sugiere que estas fluctuaciones están completamente determinadas por las propiedades macroscópicas del plasma y por la función de distribución

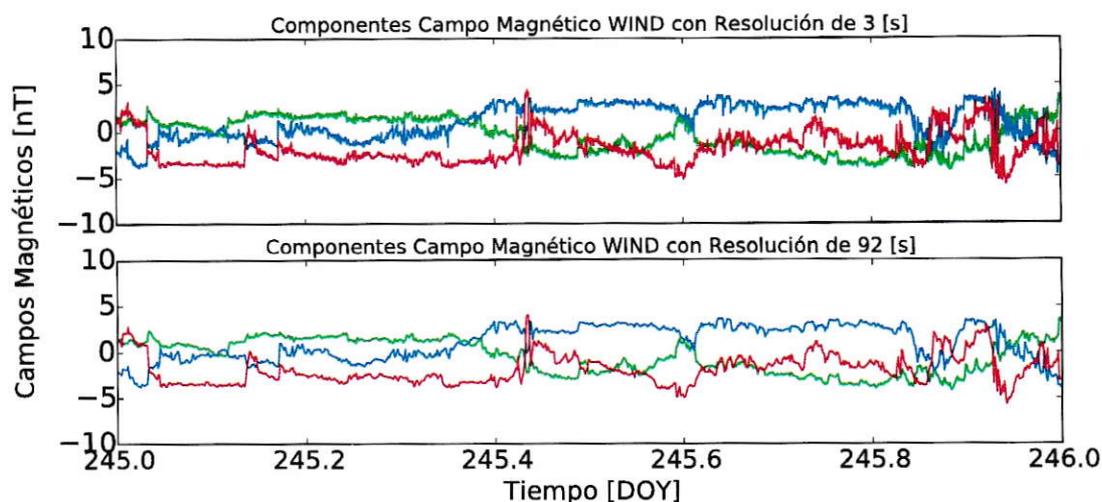


Figura 3.5: Gráficos que muestran la oscilación de los campos magnéticos B_x (verde), B_y (azul) y B_z (rojo), del día 2 de septiembre del año 2011, comparando los campos de alta resolución con los de baja resolución.

de velocidades de las especies componentes del plasma. El teorema de fluctuación disipación también sugiere que siempre hay fluctuaciones en el sistema, sin importar qué tan estable puede ser.

La teoría que ha desarrollado nuestro grupo de trabajo se basa en este teorema.

Teoría desarrollada por el grupo

En nuestro grupo de trabajo se han realizado estudios teóricos acerca de las fluctuaciones electromagnéticas observadas en el viento solar. Se han logrado desarrollar expresiones analíticas que podrían explicar no solo el origen de las inestabilidades cinéticas, sino que también explicar un porcentaje relevante de las fluctuaciones electromagnéticas que se observan en el viento solar.

A continuación, en forma breve se explica parte de la teoría propuesta por el grupo sobre la existencia de fluctuaciones electromagnéticas en plasmas cuasi-estables, descritas por el teorema de fluctuación-disipación publicado en Navarro *et al.* [9]. Por simplicidad, suponiendo que estas fluctuaciones son transversales y se propagan a lo

largo del promedio del campo magnético de fondo \vec{B}_0 en un plasma homogéneo de protones bi-Maxwellianos y electrones fríos (aquellos que se encuentran en el límite en que la temperatura se va a cero), entonces el espectro de las fluctuaciones circularmente polarizadas, con polarización positiva (+) y negativa (-), pueden ser escritas como:

$$\frac{n_p}{B_0^2} \langle |B_{\pm}|^2 \rangle = -\beta_{\parallel p} \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \frac{c^2 k_{\parallel}^2}{\omega^3} \text{Im} \left(\frac{1}{\Lambda_{\pm}} \right), \quad (3.10)$$

donde n_p es la densidad de protones del plasma, T_{\perp} y T_{\parallel} corresponden a la temperatura de los protones perpendicular y paralela en referencia al campo magnético de fondo, respectivamente, c es la velocidad de la luz en el vacío, k_{\parallel} es el número de onda y ω la frecuencia.

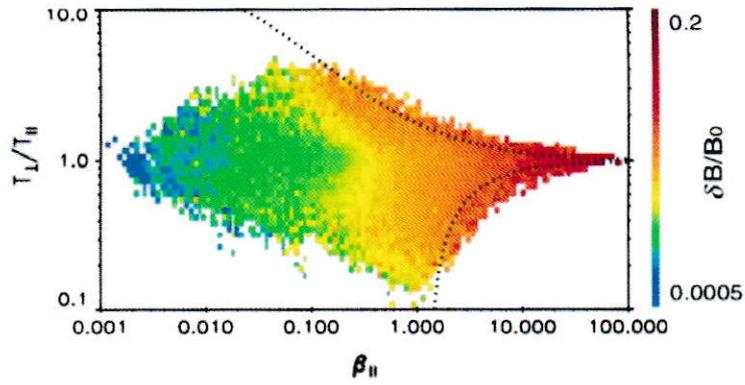
A partir del resultado mostrado en la ecuación (3.2), se puede calcular la energía total en las fluctuaciones magnéticas con

$$W_{\pm} = \frac{1}{8\pi} \int d\vec{k} d\omega \langle |B_{\pm}|^2 \rangle. \quad (3.11)$$

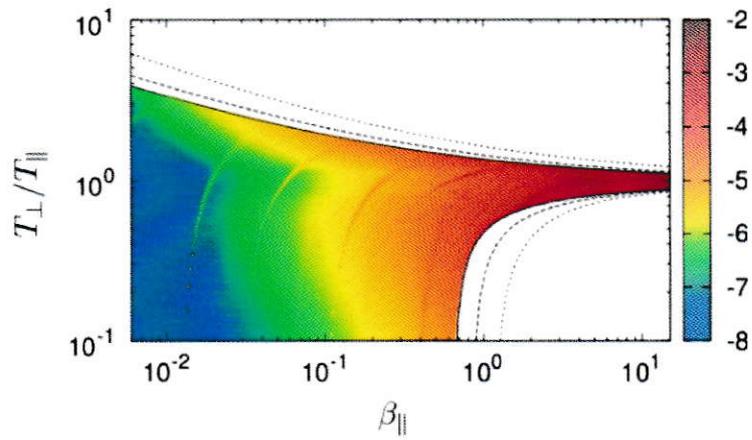
En la figura 3.6 se muestra una comparación entre los datos reportados por Bale *et al.* [42] para las fluctuaciones observadas por el satélite Wind —véase ecuaciones (3.6) y (3.8)—, y el patrón de energía producida por estas fluctuaciones en el diagrama $A\text{-}\beta_{\parallel p}$ resultante de la ecuación (3.11).

De esta comparación se observa que las fluctuaciones electromagnéticas producidas por efectos térmicos parecen describir un porcentaje importante del nivel de fluctuaciones observadas en el viento solar, aunque no son exactamente comparables, ya que para poder lograr una teoría que sea equivalente a las observaciones se requiere saber acerca de la densidad de partículas para poder estimar la amplitud correcta de δB y separar las fluctuaciones paralelas de las perpendiculares.

Es por esto que en este trabajo estudiaremos la estadística de las mediciones en el diagrama T_{\perp}/T_{\parallel} vs. $\beta_{\parallel p}$ de las magnitudes δB , δB_{\perp} y δB_{\parallel} y compararemos



(a) Observaciones realizadas por Bale *et al.* en el 2009 [42].



(b) Teoría desarrollada por Navarro *et al.* en 2014 [9].

Figura 3.6: Comparación de observaciones con teoría de la amplitud de fluctuaciones electromagnéticas inducidas por efectos térmicos.

la relevancia de estas fluctuaciones en el viento solar bajo condiciones de cuasi-estabilidad.

Capítulo 4

Obtención de datos

A través de la base de datos del satélite Wind entregados por NASA mediante la página CDA web [45], obtuvimos

- Posición del satélite
- Velocidades de flujo de los protones
- Temperaturas de los protones
- Campo magnético del viento solar
- Densidades de los protones del viento solar

Los datos fueron obtenidos entre los años 2000 y 2013. Con ellos analizaremos las fluctuaciones de campo magnético tanto perpendiculares como paralelas al campo magnético de fondo \vec{B}_0 y obtendremos las temperaturas paralelas y perpendiculares para construir un diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ con dichas fluctuaciones.

Para entender el proceso con el que fueron recopilados estos datos hablaremos un poco del satélite Wind y sus instrumentos.

4.1. Satélite Wind

El Global Geospace Science (GGS) Wind es una nave espacial científica de la NASA. Se puso en marcha el primero de noviembre del año 1994 a las 04:31:00 EST, con el objetivo de: investigar los procesos básicos que ocurren en el plasma cerca de la Tierra y estudiar la magnetósfera terrestre [46].

El satélite Wind gira sobre su eje en un período de tres segundos y se mueve en una órbita de Halo alrededor del punto Lagrangiano L1. La órbita de Halo corresponde a una órbita tridimensional periódica que puede orbitar cerca del punto Lagrangiano L1, L2 o L3 [47]. En la figura 4.1 se muestra un ejemplo de órbita de Halo que realiza el satélite Wind. Desde el año 2004 Wind se encuentra orbitando el punto Lagrangiano L1, el cual corresponde al punto de equilibrio inestable ubicado en la línea definida por el Sol y la Tierra, con una órbita semiperiódica. Wind posee varios instrumentos proporcionados por distintos proyectos, los cuales se detallan a continuación:

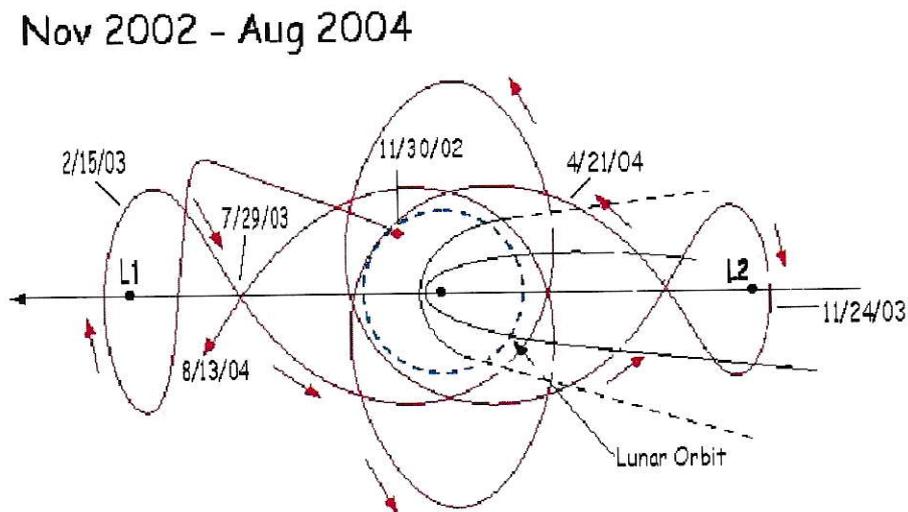


Figura 4.1: Órbita del satélite Wind describiendo una órbita de Halo. (Imagen de NASA) [48]

- **Konus:** se diseñó para observar rayos gamma de explosiones y llamaradas solares con un espectro moderado y una alta resolución en el tiempo. Para proveer sensibilidad omnidireccional se utilizaron dos centelladores grandes. El principal objetivo científico es el estudio del espectro energético continuo y las características espectrales de estos eventos en un rango de energía de 10 keV a 10 MeV, con una resolución en el tiempo de 2 ms. [49]
- **The Wind Magnetic Field Investigation (MFI):** los principales objetivos del MFI son contribuir a una mejor comprensión de las propiedades estáticas y dinámicas del viento solar y determinar o aclarar cómo el viento solar y el campo interplanetario influyen en la magnetósfera terrestre. Provee datos en un amplio rango de escalas de estructuras y fluctuaciones características del campo magnético interplanetario a lo largo de la misión y los relaciona con la estática y dinámica de la magnetósfera. El instrumento principal es un magnetómetro de flujo dual montado en una antena triaxial. [8]
- **The Solar Wind and Suprathermal Ion Composition Experiment (SMS):** Se diseñó para determinar principalmente la composición elemental, isotópica y carga iónica del viento solar, las temperaturas y velocidades significativas de todos los iones mayoritarios del viento solar, desde H^+ hasta Fe^{++} , con rangos de velocidades desde 175 km/s a 1280 km/s. [50]
- **The Energetic Particles: Acceleration, Composition, and Transport (EPACT)** investigation: diseñado para hacer observaciones exhaustivas de partículas solares, interplanetarias y galácticas sobre un amplio rango de cargas, masas y energías, usando una combinación de ocho diferentes telescopios de partículas, los cuales miden electrones entre 0.2 y 10 MeV, hidrógeno entre 1.4 y 120 MeV

y helio entre 0.04 y 500 MeV/nucl. Además, tiene un telescopio diseñado para medir isótopos desde He (3.455 MeV/nucl) a Fe (12230 MeV/nucl), destinado a partículas solares, rayos cósmicos anómalos y rayos cósmicos galácticos. [51]

- The Solar Wind Experiment (SWE): es un conjunto de sensores integrados que fueron diseñados para investigar problemas excepcionales en la física del viento solar. Éste consiste en dos detectores de Copas de Faraday (FC), un *vector electron ion spectrometer* (VEIS) y un sistema de calibración a bordo. El rango de energía/carga de las copas de Faraday es de 150 V a 8 kV y el de VEIS es de 7 V a 24.8 kV. La resolución temporal depende del modo de uso operacional, pero puede ser del orden de 6 segundos para electrones y 92 segundos para iones en mediciones 3-D. [7]
- A Three-Dimensional Plasma and Energetic Particle Investigation (3DP): fue diseñado para hacer mediciones de la distribución tridimensional de electrones e iones supratérmicos del plasma desde el viento solar a los rayos cósmicos de baja energía, con alta sensibilidad, un amplio rango dinámico, y alta resolución temporal. La principal meta de este proyecto fue explorar la población de partículas supratérmicas entre el viento solar y la radiación cósmica de baja energía, para estudiar la aceleración y transporte de partículas, interacción onda-partícula, y monitorear las partículas que entran y salen de la magnetósfera de la Tierra.
- The Transient Gamma-Ray Spectrometer (TGRS): fue principalmente diseñado para realizar espectroscopía de alta resolución de eventos de rayos gama, tales como explosiones y llamaradas solares de rayos gama cósmicos en un rango de energía entre 25 keV y 8.2 MeV. El detector por sí solo consiste en 215 cm³ de un cristal de Ge altamente puro mantenido a temperaturas criogénicas por

un enfriador radiativo pasivo. El campo geométrico de visión definido por el enfriador es de 1.8π estereorradianes. [52]

- The Radio and Plasma Wave Investigation (WAVES): provee mediciones de ondas de radio y de plasma correspondientes a fenómenos que ocurren en el geoespacio. El equipo instrumental de WAVES incluye cinco receptores totales: receptor de baja frecuencia FFT (0.3 Hz a 11 kHz), receptor de ruido térmico llamado TNR (4-256 kHz), radio receptor de banda 1 llamado RAD1 (20-1040 kHz), radio receptor de banda 2 llamado RAD2 (1.075 a 13.825 MHz), y un recolector de datos llamado TDS. El análisis de las medidas obtenidas por WAVES, en coordinación con las mediciones de plasma, partículas energéticas y campo a bordo, fueron de ayuda para entender los procesos cinéticos que son importantes en el viento solar. [53]

Estos instrumentos se encuentran posicionados según se observa en el diagrama de la figura 4.2.

4.1.1. Datos que nos interesan de SWE

La distribución de velocidades de las partículas ($f(\vec{v})$) en principio nos puede proveer de casi toda la información que necesitamos del plasma. Sin embargo queremos describir el plasma en términos de cantidades macroscópicas. Para eso se pueden calcular los momentos de la función de distribución en el espacio de velocidades.

Dada la siguiente ecuación para diferentes valores de n (método de los momentos)

$$\langle \vec{v}^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d^3v f_j(\vec{v}) \vec{v}^n \quad (4.1)$$

(en que j denota la especie con la que se está trabajando) podemos obtener que con $n = 0$ el momento se relaciona con la densidad de partículas n_j , con $n = 1$ el

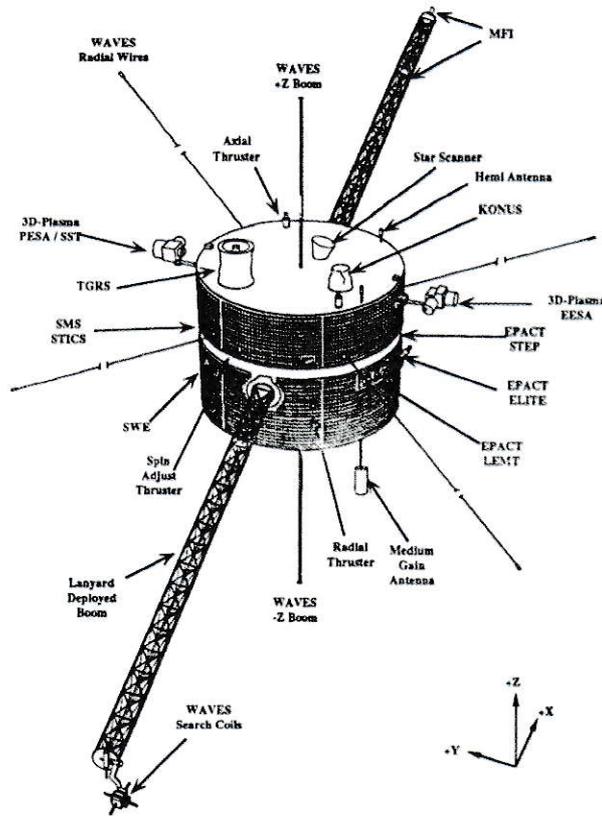


Figura 4.2: Diagrama del satélite Wind [54].

momento se relaciona con la velocidad promedio del plasma U_j , y cuando $n = 2$ el momento se relaciona con la energía térmica, y por lo tanto podemos calcular las temperaturas perpendicular $T_{\perp j}$ y paralela $T_{\parallel j}$ al campo de fondo. En particular para referirnos a los protones se utilizará $j = p$.

Una copa de Faraday es un instrumento de energía/carga con un gran campo de vista cónico que mide la corriente producida por las partículas dentro de una ventana de energía dada. La densidad de protones y las temperaturas de protones paralelas y perpendiculares se obtienen utilizando un ajuste no lineal de mínimos cuadrados adaptado a los datos de un modelo teórico suponiendo una función de distribución de protones bi-Maxwelliana. El procedimiento de ajuste separa contribuciones de

un núcleo de protones de las partículas alfa (y/o un haz de protones) y da una buena estimación de temperaturas paralelas y perpendiculares de protones con una precisión de aproximadamente 8% [55]. Las características técnicas de una copa de Faraday del satélite Wind se detallan en la tabla 4.1.

Característica	Valores de la característica
Rango de energía	150 V – 8.0 kV
Área efectiva	35 cm
Frecuencia operativa	≈ 200 Hz

Tabla 4.1: Características de las copas de Faraday [7].

Los parámetros clave (velocidad, densidad y temperatura de los iones del viento solar) se extraen en forma detallada de las mediciones tridimensionales hechas por las copas de Faraday. En la tabla 4.2 entregamos los rangos de estos parámetros que detectan las copas de Faraday.

Del instrumento copas de Faraday (FC) de SWE se obtienen los datos de 92 segundos de resolución que determinan las funciones de distribución y parámetros básicos de flujo de los iones que componen el viento solar [7]. En particular nuestro interés se centra en obtener la velocidad de deriva de los protones, la temperatura y la posición del satélite.

4.1.2. Datos que nos interesan de MFI

La configuración básica de MFI consiste en un magnetómetro triaxial de flujo de amplio rango (± 0.001 a ± 65536 nT) dual montado a una distancia remota del

Parámetro	Rango	Precisión
Velocidad de protones (3 componentes)	200 – 1250 km s ⁻¹	$\pm 3\%$
Densidad de protones	0.1 – 200 cm ⁻³	$\pm 10\%$
Velocidad térmica	0 – 200 km s ⁻¹	$\pm 10\%$
Razón de densidad alfa/protones	0 – 100%	$\pm 10\%$

Tabla 4.2: Rangos de los parámetros clave que entrega el proyecto SWE [7].

cuerpo del satélite en un brazo desplegable, un sistema conversor de señal analógica a digital (A/D) de 12-bit de resolución y un procesador de datos controlados por un microprocesador y la unidad de control (DPU). El sensor del magnetómetro exterior está montado al final del brazo, mientras que las unidades internas se ubican aproximadamente a medio camino entre el sensor exterior y el cuerpo principal del satélite. Esta configuración permite una estimación en tiempo real y la eliminación de los componentes dipolares del campo magnético generado por el satélite, con el fin de obtener mayor precisión en el campo magnético ambiente. Las características del magnetómetro se detallan en la tabla 4.3.

Rangos dinámicos (nT)	± 4 ; ± 16 ; ± 64 ; ± 256 ; ± 1024 ; ± 4096 ; ± 16384 ; ± 65536
Resolución digital (nT)	± 0.001 ; ± 0.004 ; ± 0.016 ; ± 0.0625 ; ± 0.25 ; ± 1.0 ; ± 4.0 ; ± 16.0
Nivel de ruido del sensor	< 0.006 nT r.m.s., 0 – 10 Hz
Tasa de muestreo	44 vectores por segundo en memoria instantánea y 10.87 vectores en standard

Tabla 4.3: Características de dual, magnetómetro triaxial *fluxgate* [8].

Notando la tasa de muestreo, la frecuencia máxima que puede resolver el magnetómetro a una resolución de 3 segundos es de $1/6$ Hz. Los datos que son de interés fueron medidos a 1 AU de distancia del Sol en el campo magnético del viento solar, cuyo valor es de alrededor de 10 nT. Con esto la girofrecuencia del protón es $\Omega_p \sim 50$ mHz, por lo que la frecuencia del protón es mucho menor que la frecuencia máxima que puede medir el magnetómetro, es decir, se encuentra dentro del rango de frecuencia que puede captar el instrumento, por lo que es adecuado el uso de este instrumento.

Con estas propiedades es posible obtener los campos magnéticos del viento solar con una cadencia de un vector cada 3 segundos.

Capítulo 5

Tratamiento de datos

Trabajamos con dos grandes conjuntos de datos para poder construir las fluctuaciones magnéticas y correlacionarlas con las estimaciones de los parámetros de las distribuciones de partículas.

Para calcular las fluctuaciones magnéticas tenemos que determinar una ventana de tiempo $[t - \Delta t, t + \Delta t]$ centrada en el instante t , con N mediciones, y así estimar el campo magnético promedio y las fluctuaciones alrededor de este campo. Dado que la resolución de las estimaciones de los parámetros de las distribuciones de partículas es de alrededor de 92 segundos, una posible decisión es usar $\Delta t = 90$ segundos. Es interesante notar que este valor también minimiza el error entre las mediciones de campo magnético disponibles de baja resolución (92 segundos) y el promedio construido con los datos de alta resolución (3 segundos), tal como se observa en el gráfico de la figura 5.1.

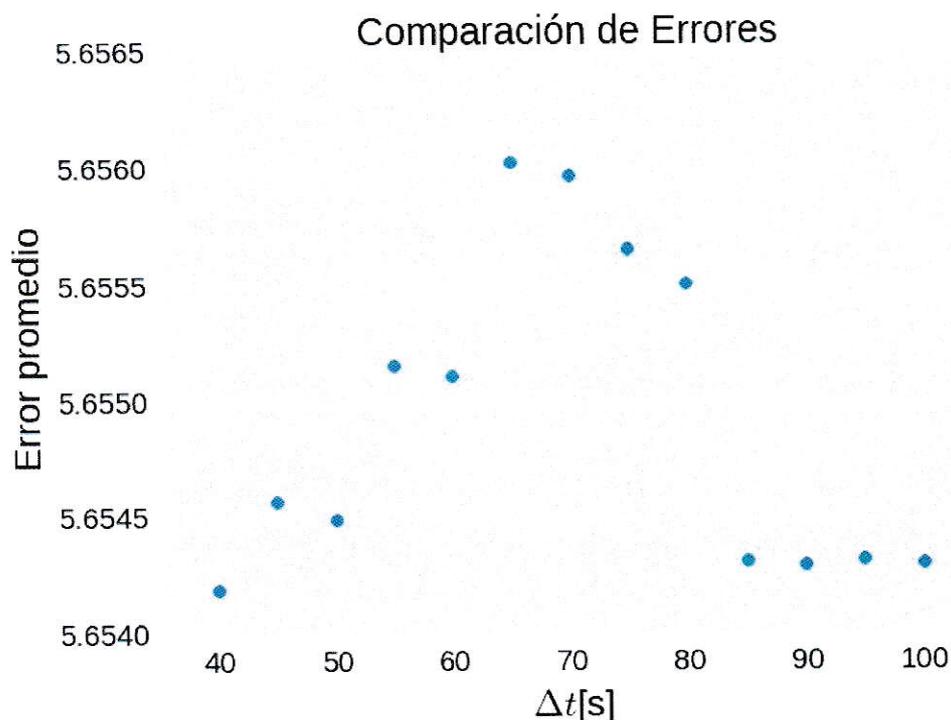


Figura 5.1: Gráfico de errores en el campo magnético con respecto al ancho de la ventana Δt .

Además de esta ventana, elegimos un número mínimo de datos para promediar los campos magnéticos, de manera que tengan una validez estadística. Este valor correspondió a $N_{\min} = 25$ datos.

Hay períodos en que el satélite se puede encontrar cerca del arco de choque (bow shock) de la magnetósfera terrestre, como se puede apreciar en la figura 5.2. El arco de choque se encuentra ubicado aproximadamente a 13 radios de la Tierra (R_{\odot}), lo que significa que para ciertos segmentos de órbita, el satélite no se encuentre en el viento solar.

Es por esto que definimos una distancia mínima entre el satélite y la Tierra, la cual corresponde a $100 R_{\odot}$ en el eje x en el sistema de coordenadas GSE (Geocentric

Solar Eclipse), para estar razonablemente seguros de que las mediciones corresponden a datos de viento solar.

El sistema de coordenadas GSE ocupa de referencia la línea que une el Sol y la Tierra, la cual corresponde al eje x. El eje y se encuentra en el plano de la eclíptica y el eje z es paralelo al polo de la eclíptica.

En la figura 5.2 mostramos la trayectoria del satélite para los años 2001, 2004 y 2009. Observamos que en el año 2001 el satélite está a una distancia menor o igual que $100 R_{\odot}$ con respecto a la Tierra, mientras que en el año 2004 el satélite se encuentra la mitad del tiempo de trayectoria a una distancia menor o igual que $100 R_{\odot}$ y la otra mitad se ubica sobre los $100 R_{\odot}$. En el año 2009 todo el tiempo de trayectoria se encuentra a una distancia mayor que los $100 R_{\odot}$, orbitando el punto lagrangiano L1.

Por otro lado el satélite en variadas ocasiones registra ruido, o simplemente debido a colapso del instrumento no logra registrar datos, los cuales aparecen en el registro de los datos como valores exagerados y no se toman en cuenta para el tratamiento de ellos.

Con los criterios descritos, obtuvimos la cantidad de datos totales que satisfacen los criterios de selección para cada año, como se observa en la figura 5.3. Además de los datos totales mostramos la cantidad de datos utilizados al separar viento rápido de viento lento, donde utilizamos como límite entre estas velocidades el valor de 500 km/s . Lo primero que apreciamos es que los años 2000, 2001, 2002 y 2003 presentan pocos datos. En particular el año 2001 casi no presenta datos, esto es muy probable que sea debido al criterio de la distancia mínima que debía tener el satélite con respecto a la Tierra, pues si observamos la figura 5.2, el satélite durante casi todo el año 2001 se encuentra orbitando a menos de $100 R_{\odot}$.

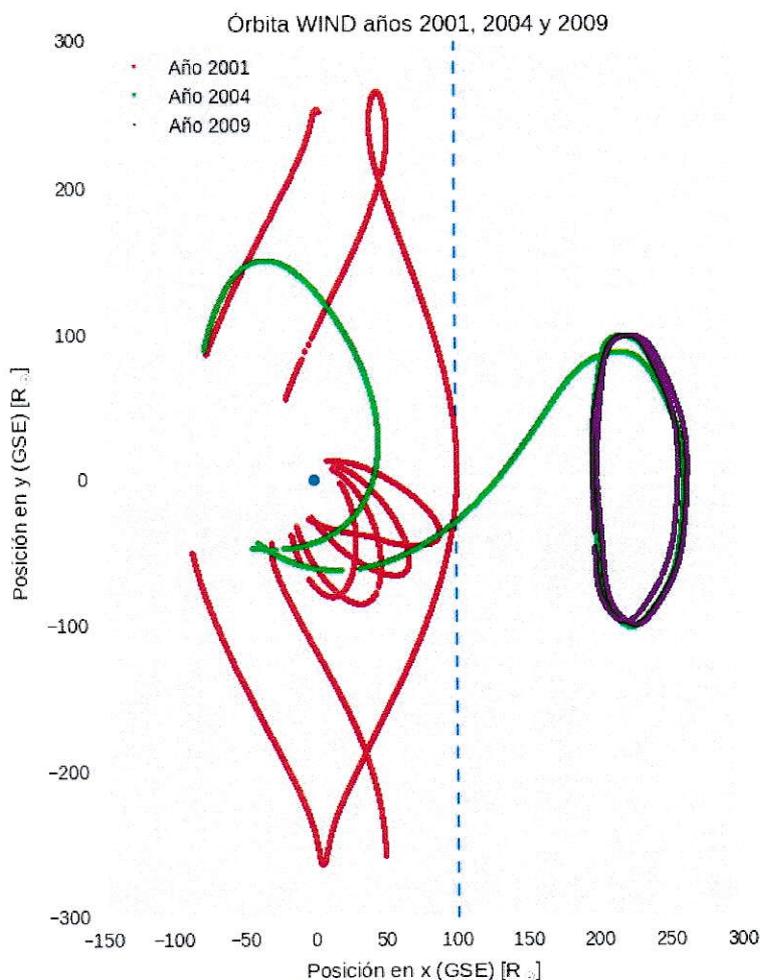


Figura 5.2: Trayectoria satélite Wind para los años 2001, 2004 y 2009, donde el punto azul corresponde a la ubicación de la Tierra y es el punto de origen en el plano xy.

Luego, normalizamos los datos presentados en la figura 5.3 respecto al total de datos por cada año y además los comparamos con la actividad solar anual. De las figuras 5.3 y 5.4 observamos que, salvo por el año 2003, del total de datos de cada año, el mayor porcentaje corresponde al viento lento. El 58 % de los datos del 2003 pertenecen a viento rápido. Es interesante ver que el año 2009 es el que posee mayor cantidad de información y alrededor de un 96 % de sus datos corresponden a viento solar lento. Algo semejante ocurre con el año 2012, donde casi el 88 % de sus datos

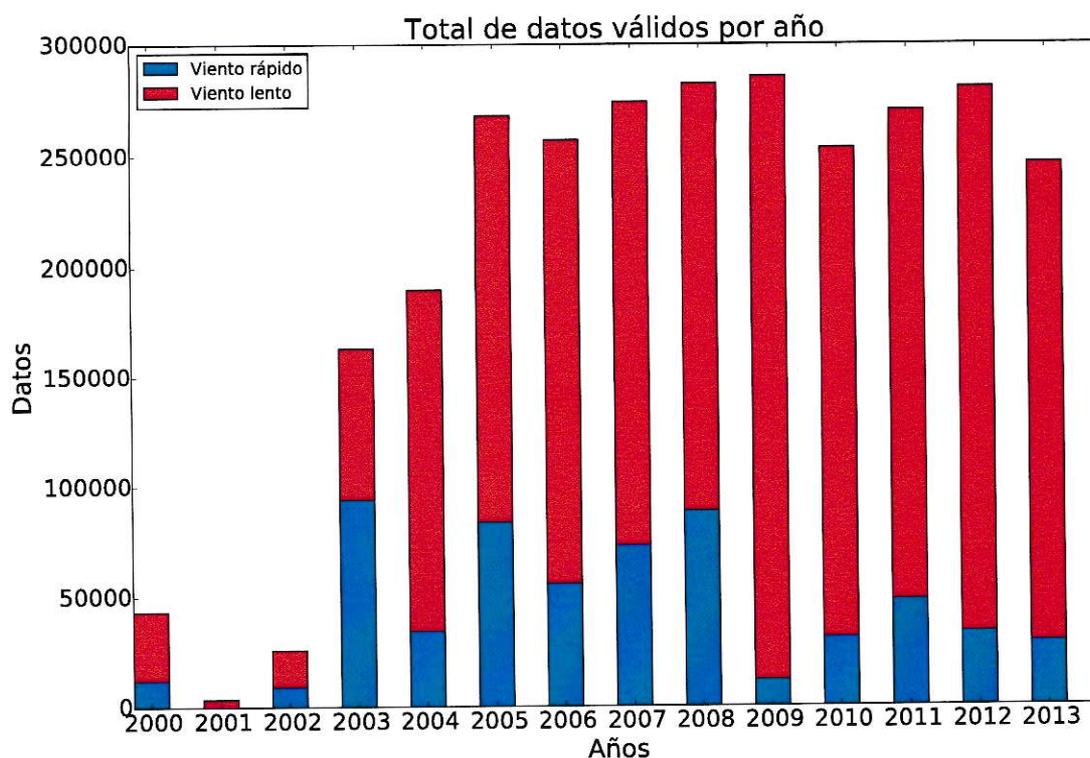


Figura 5.3: Gráfico que indica el total de datos usados en los gráficos por año, distinguiendo la cantidad de datos de viento rápido (azul) y viento lento (rojo).

corresponden a viento solar lento. Los años que poseen mayor cantidad de viento rápido en comparación con los otros años, salvo por el año 2003, son los años 2005 y 2008, ambos con un 31 % del total de datos.

En la figura 5.4 también mostramos una comparación entre la actividad solar anual y la cantidad de viento rápido y lento que hay por cada año en forma normalizada, esperando encontrar una correlación según datos obtenidos por el satélite Ulysses [35]. Al realizar dicha comparación notamos que no existe una correlación entre la actividad solar y la cantidad de viento rápido y lento que varía con los años.

Observamos que desde el año 2000 al 2004 los datos totales que satisfacen el criterio de selección están bajo los 250000, mientras que desde el 2005 hasta el 2013 hay sobre 250000 datos anuales. Una buena parte de esto se produce por el criterio

de la distancia mínima a la que debe estar el satélite Wind con respecto a la Tierra.

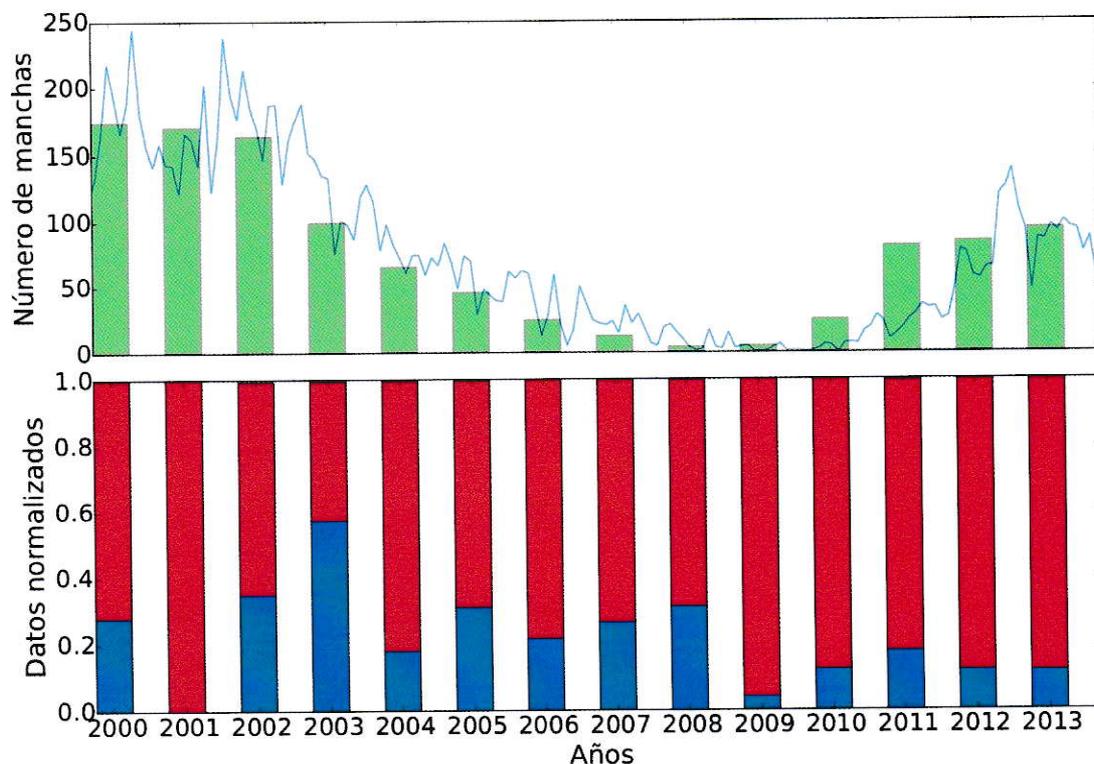


Figura 5.4: Gráfico de actividad solar (*sunspot number*) anual (arriba), que se compara con gráfico que indica la cantidad de viento rápido y lento normalizado al total de datos usados en los gráficos por año (abajo).

Debido a los pocos datos que presentan los años 2000, 2001, 2002, 2003 y 2004, decidimos trabajar con los años que están sobre los 250000, donde coincide un año que fue mínimo solar (2008) y un año que fue máximo solar (2012).

Relevancia estadística

Con los datos ya filtrados, estudiaremos la cantidad de puntos por cada celda Δx de éstos, a este valor lo llamaremos índice de relevancia estadística n . Para ello graficamos los contornos del número de mediciones en el diagrama de A versus $\beta_{\parallel p}$

en escala logarítmica, con $n = 10, 30, 50, 70, 90, 110$, como se muestra en la figura 5.5. Obtuvimos los gráficos para todos los años, y para cada año, donde además separamos viento rápido de viento lento. El tamaño de cada celda con el que trabajamos fue $\Delta x = 0.05$ en el plano logarítmico.

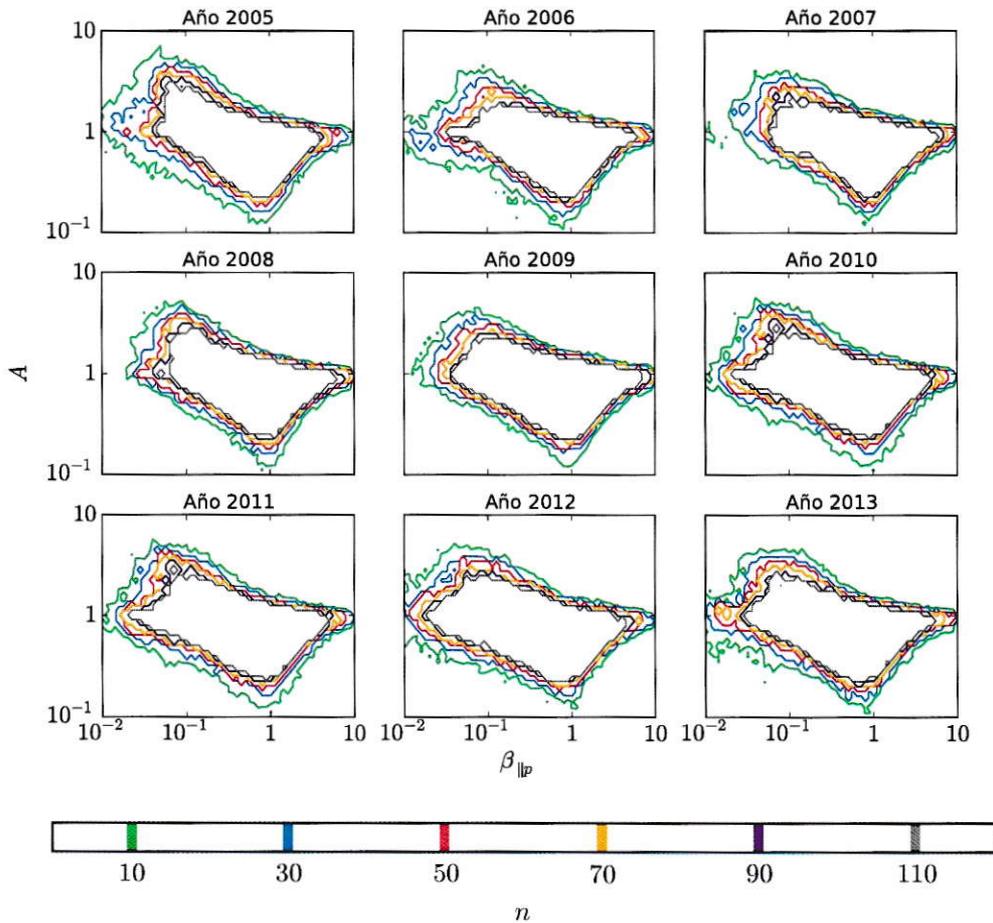


Figura 5.5: Comparación de contornos de distribución de datos en el diagrama de A versus $\beta_{\parallel p}$ desde el año 2005 hasta el año 2013 para $n = 10, 30, 50, 70, 90, 110$.

Al observar la comparación que entregamos en la figura 5.5, notamos que, para todos los años, desde $n = 50$ los contornos empiezan a ser menos irregulares. Por

otro lado los contornos con $n = 10$ y $n = 30$ están más separados entre si y son muy irregulares.

Analizaremos en detalle los patrones del diagrama $A-\beta_{lp}$ para el mínimo solar del ciclo 24 correspondiente al año 2008 y el año 2012 cercano al máximo del ciclo solar, tal como se puede observar en la figura 2.2.

Enfocándonos ahora en los años 2008 y 2012, lo primero que notamos en la figura 5.6 es que en el año 2008 para $A > 1$ y $\beta_{lp} > 10^{-1}$ los contornos para los distintos valores de n tienen valores semejantes entre ellos. Lo mismo ocurre para $A < 1$ y $\beta_{lp} > 1$.

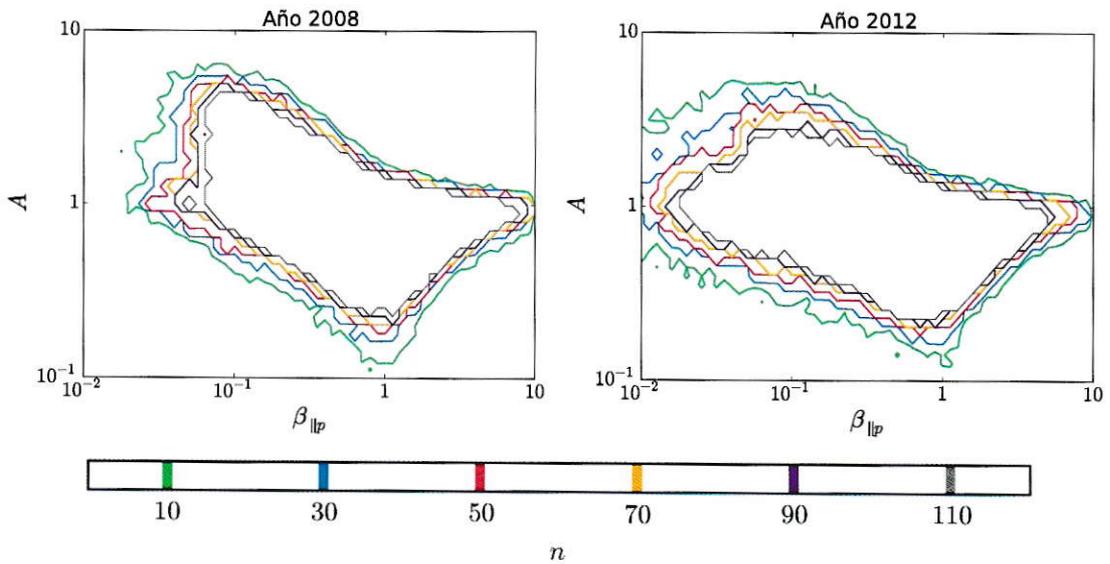


Figura 5.6: Comparación de relevancia estadística para los años 2008 y 2012.

Haciendo ahora la distinción entre viento rápido y viento lento, de la figura 5.7 notamos que en el viento lento en general para los datos del año 2008 se ve que los contornos correspondientes a cada valor de n están más dispersos con respecto al gráfico de la figura 5.6. Por el contrario, en el caso de los datos correspondiente al año 2012 se observa semejanza en relación al gráfico de la figura 5.6 correspondiente.

Para los dos años, podemos observar en el sector $A > 1$ con $\beta_{||p} > 1$ que los contornos de las distribuciones para los distintos niveles están juntos para $\beta_{||p} \gg 1$ y se van separando a medida que $\beta_{||p}$ va disminuyendo.

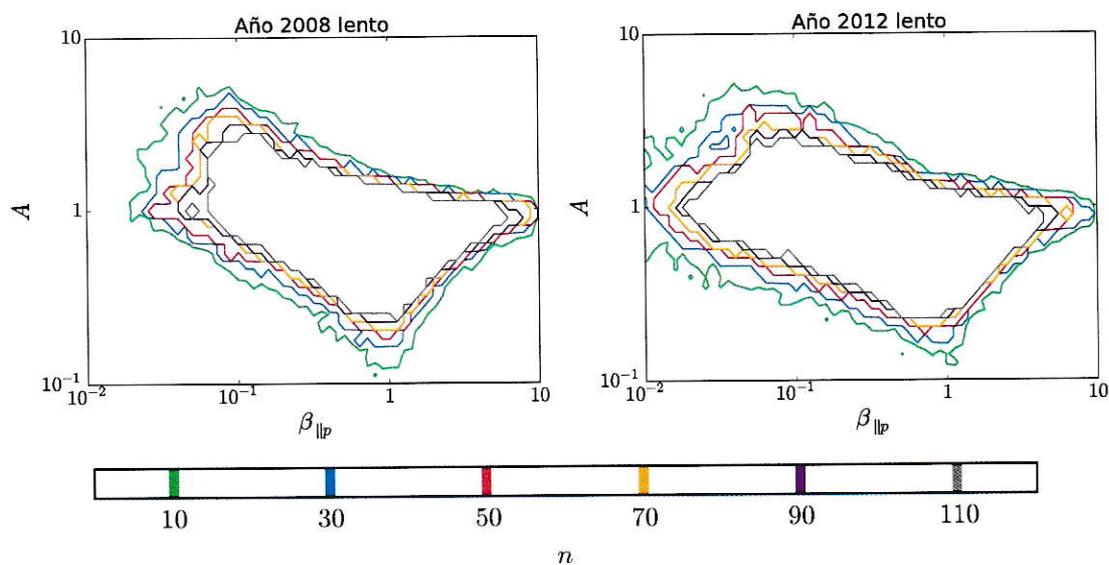


Figura 5.7: Comparación de relevancia estadística en viento lento para año 2008 y 2012.

En la figura 5.8 para el viento rápido se logra apreciar que en el año 2008 no hay una gran variación en los contornos al cambiar los valores de n , mientras que en el año 2012 se observan notorias variaciones a medida que n va disminuyendo. Para los valores $n = 10$ y $n = 30$ hay una notoria irregularidad de los contornos, lo que nos vuelve a dar la idea de que para estos valores se entrega información innecesaria y no es estadísticamente relevante.

A partir de todos estos análisis hemos definido que el valor más adecuado de n que utilizaremos como discriminador estadístico de las celdas en el diagrama A - $\beta_{||p}$ corresponde a $n = 50$.

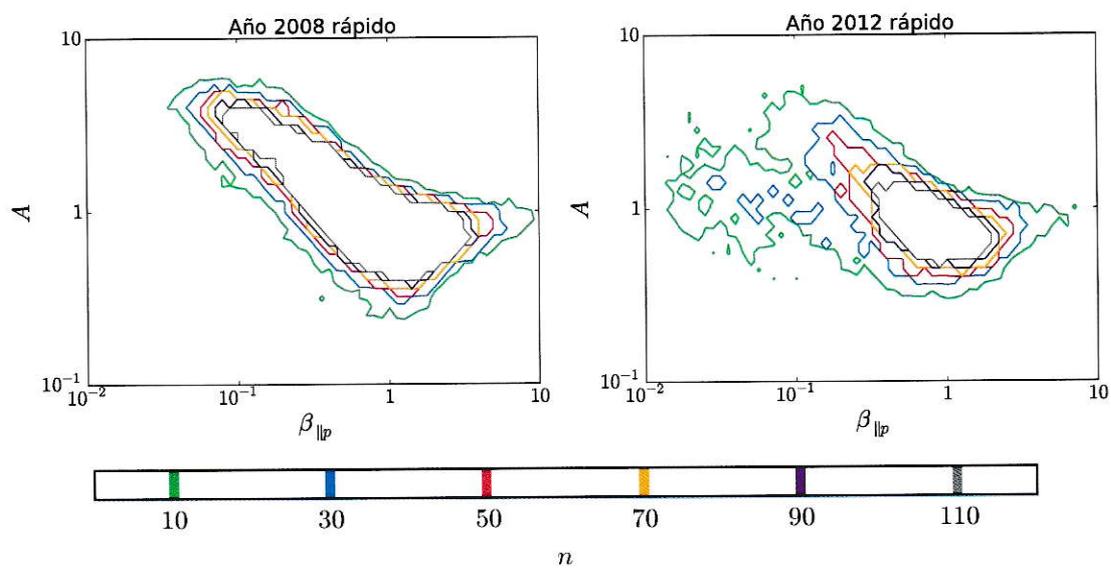


Figura 5.8: Comparación de relevancia estadística en viento rápido para año 2008 y 2012.

Capítulo 6

Resultados

En el capítulo anterior definimos el valor $n = 50$ que corresponde al contorno de la distribución de los datos en el plano de A - $\beta_{\parallel p}$ que tienen una relevancia estadística más adecuada. Utilizamos este valor para mostrar los resultados de esta tesis y que presentamos a continuación.

Tal como fue indicado en el Capítulo 3, siendo $\omega = \omega_R + i\gamma$ la solución a la relación de dispersión, si $\gamma_{\max} = 10^{-3}\Omega_p$ podemos suponer que el plasma está en un estado de cuasiequilibrio. Es por esto que para los gráficos siguientes utilizamos la parametrización que ajusta las curvas que describen el umbral de inestabilidades cuando $\gamma_{\max} = 10^{-3}\Omega_p$. Los parámetros de ajuste para la ecuación 3.5 corresponden a los presentados en la tabla 3.1 [44].

En primer lugar mostramos los resultados globales obtenidos, es decir, todos los años juntos, de las distribuciones de datos, las fluctuaciones magnéticas y el índice de compresibilidad magnética en el plano de A versus $\beta_{\parallel p}$ del viento solar entre los años 2005 y 2013, para compararlos con los resultados que obtuvo Bale [42] de los mismos parámetros nombrados entre los años 1994 y 2004.

De la figura 6.1 notamos que estos tres parámetros al compararlos entre ambos conjuntos de datos se asemejan bastante, manteniendo la misma forma de sus distribuciones y fluctuaciones. De este resultado podemos decir que las propiedades

estadísticas del viento solar se mantienen entre un ciclo solar y otro. Además podemos tener un indicio de que los cálculos realizados en esta tesis están bien ejecutados.

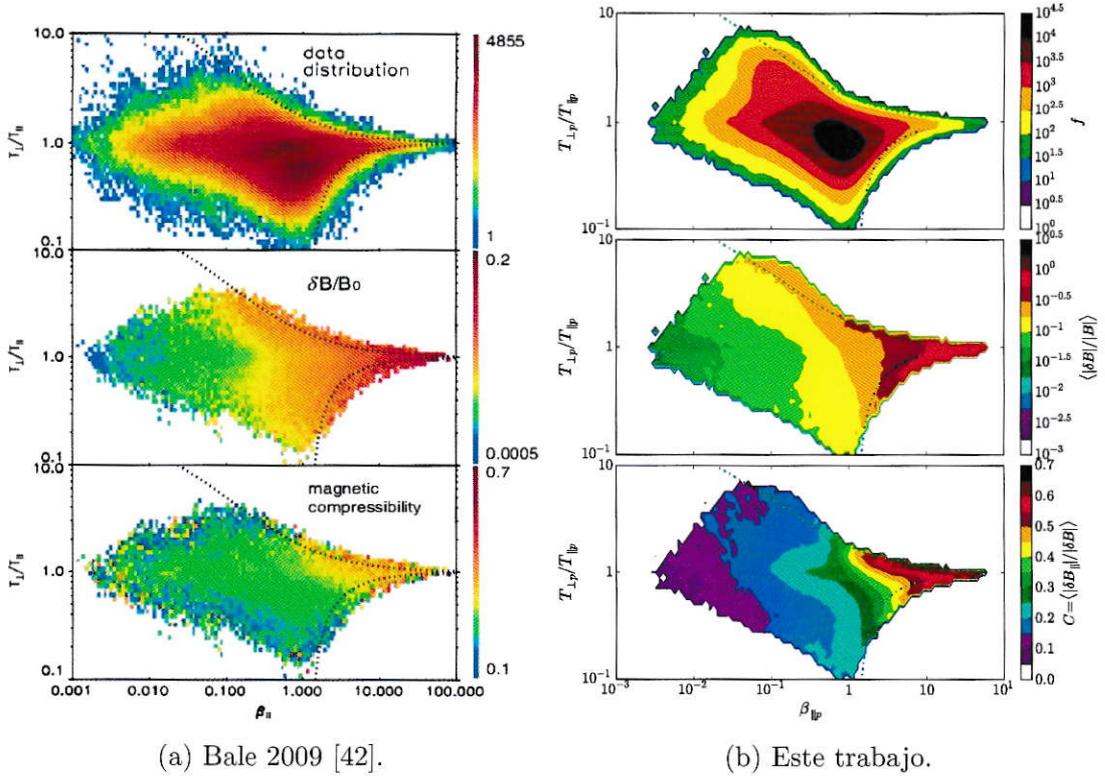


Figura 6.1: Comparación de las distribuciones, las fluctuaciones magnéticas y el índice de compresibilidad magnética en el plano $A-\beta_{\parallel p}$ de los datos obtenidos por Bale 2009 entre los años 1994 y 2004, y los datos utilizados en esta tesis entre los años 2005 y 2013.

Una vez hecha esta comparación global de las propiedades estadísticas del viento solar, analizaremos en detalle las distribuciones de los datos y sus contornos por cada año entre el año 2005 y 2013, separando viento solar rápido y viento solar lento.

6.1. Distribuciones de datos y contornos

Primero mostramos en la figura 6.2 la distribución de los datos del viento solar sin separar viento solar rápido y lento, observando que solo los años 2006, 2007, 2008

y 2009, que son cercanos al mínimo solar, superan los $10^{3.25}$ datos por celda. En todos los años los datos tienen mayor concentración para valores de $A \sim 1$ y $\beta_{\parallel p} \sim 1$.

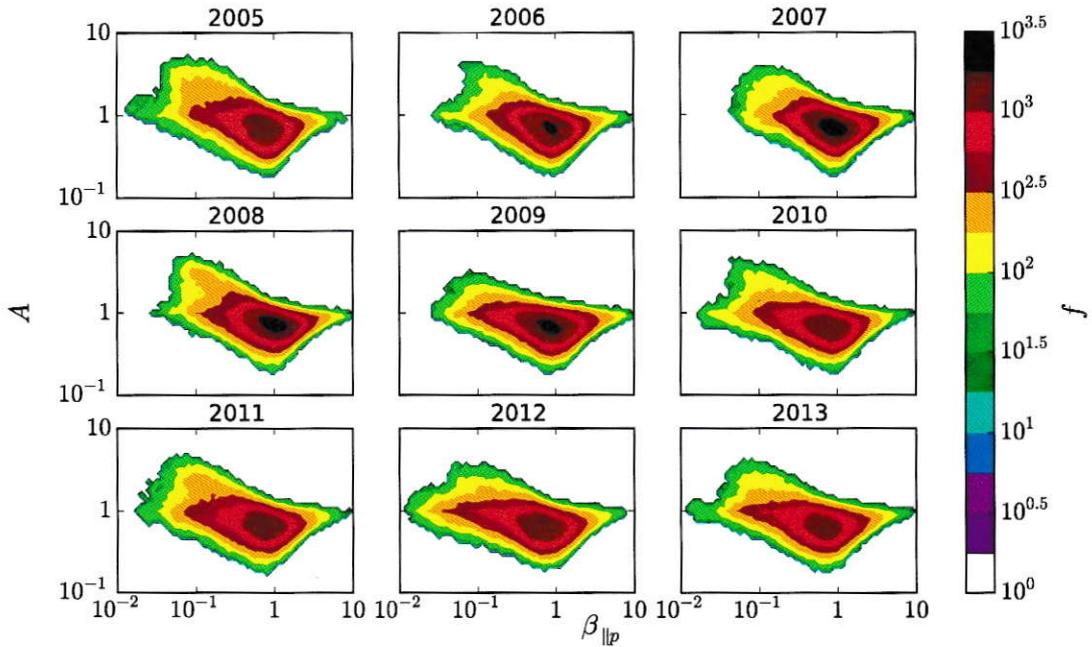


Figura 6.2: Comparación de la distribución de datos en el plano A versus $\beta_{\parallel p}$ entre los años 2005 y 2013 para viento solar.

Ya con el análisis de los datos del viento solar en general, realizamos la comparación de las distribuciones de datos entre los años 2005 y 2013 para viento solar lento y viento solar rápido. Comparando las figuras 6.3 y 6.4 se observa que las distribuciones de viento lento poseen más datos que las de viento rápido, lo que concuerda con el gráfico 5.3. Además podemos observar que para el viento lento se concentran más los datos en $A < 1$. Lo mismo podemos decir para el viento rápido aunque posee menos datos que el viento lento.

Por otro lado para el viento rápido, las distribuciones de los años 2009, 2012 y 2013 tienen tan pocos datos que sólo tienden a concentrarse en $A = 1$ y $\beta_{\parallel p} = 1$, y no superan los $10^{2.5}$ datos por celda. Además, se aprecia una mayor concentración

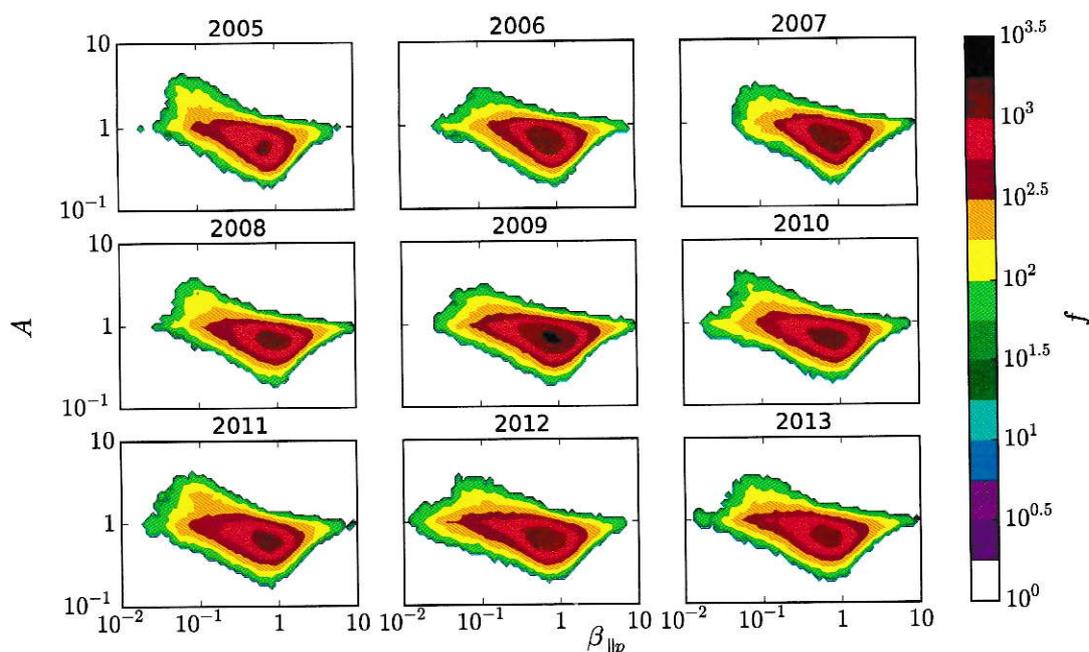


Figura 6.3: Comparación de la distribución de datos en el plano A versus $\beta_{\parallel p}$ entre los años 2005 y 2013 para viento solar lento.

de datos para $A = 1$ y cerca de $\beta_{\parallel p} > 1$.

Si observamos el máximo en $\beta_{\parallel p}$ con respecto a la anisotropía de las distribuciones de los datos y las comparamos entre viento solar rápido y viento solar lento, notamos que el máximo de $\beta_{\parallel p}$ de todos los años en el viento solar rápido son más pronunciados que los del viento solar lento, lo que nos puede indicar que el viento solar rápido tiende a ser más anisotrópico con $A > 1$, es decir, privilegiando las temperaturas perpendiculares por sobre las paralelas. Este resultado nos plantea hacernos preguntas acerca de la naturaleza de las distribuciones del viento solar rápido y el viento solar lento en el contexto de esta tesis en que estamos graficando datos en el plano A - $\beta_{\parallel p}$.

Presentamos en la figura 6.5 la evolución de los contornos, para $n = 50$, de las distribuciones de datos de los años 2005 al 2013 del viento solar. Además comparamos

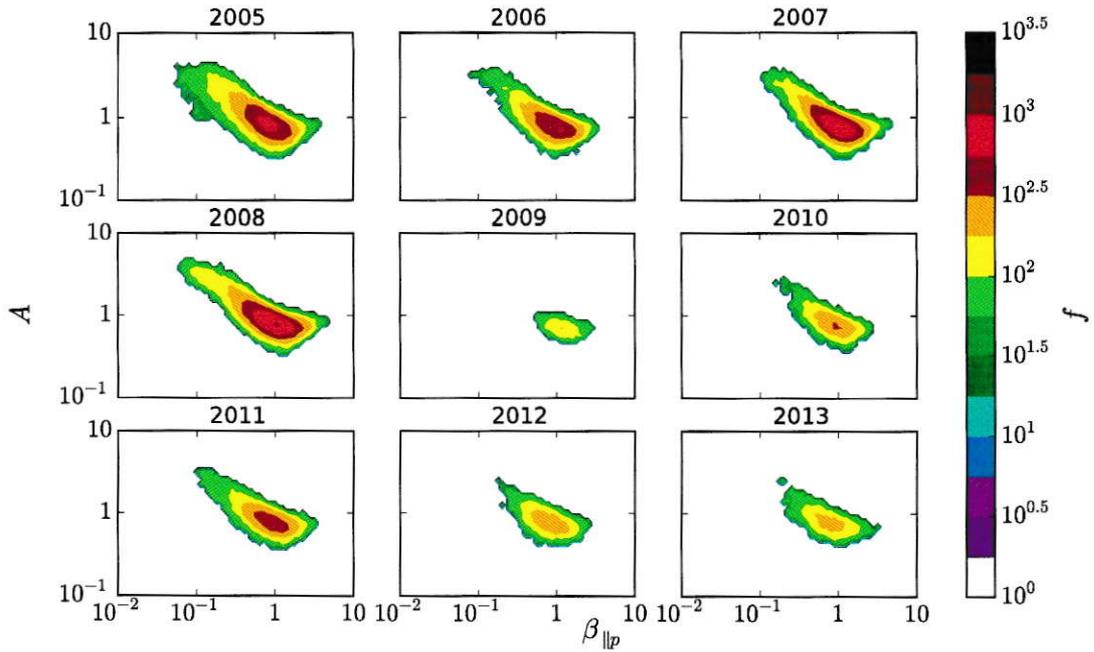


Figura 6.4: Comparación de la distribución de datos en el plano A versus $\beta_{\parallel p}$ entre los años 2005 y 2013 para viento solar rápido.

los contornos de cada año con las curvas de las inestabilidades. Observando la figura 6.5, tenemos que para $A > 1$ los límites de anisotropía de cada año tienden a estar bien limitados por la inestabilidad *mirror*. También logramos ver, salvo por el año 2009, que los contornos correspondientes a los datos de los años sucesivos se van acercando a la inestabilidad *mirror*, luego se empiezan a alejar de ella y se van acercando a la inestabilidad *cyclotron*, para terminar acercándose nuevamente a la inestabilidad *mirror*. Esta oscilación podría asociarse al ciclo solar. Si observamos con mayor detención cuando $\beta_{\parallel p} < 1$ notamos que los contornos para los datos de los años 2005, 2006, 2007 y 2008 son inestables con respecto a la inestabilidad de *mirror* y para los contornos de distribución de los datos de los años restantes son inestables a frente a la *cyclotron*. Por otra parte para $A < 1$ no logramos apreciar la oscilación descrita para $A > 1$, pero se observa que para todos los años los contornos

de los datos son inestables frente a la inestabilidad *parallel firehose* con $\beta_{\parallel p}$ cercano a 1, pero cuando ésta crece todos los años pasan a ser inestables para la inestabilidad *oblique firehose*. En resumen, para todo A , los datos de todos los años tienden a estar limitados por las inestabilidades oblicuas.

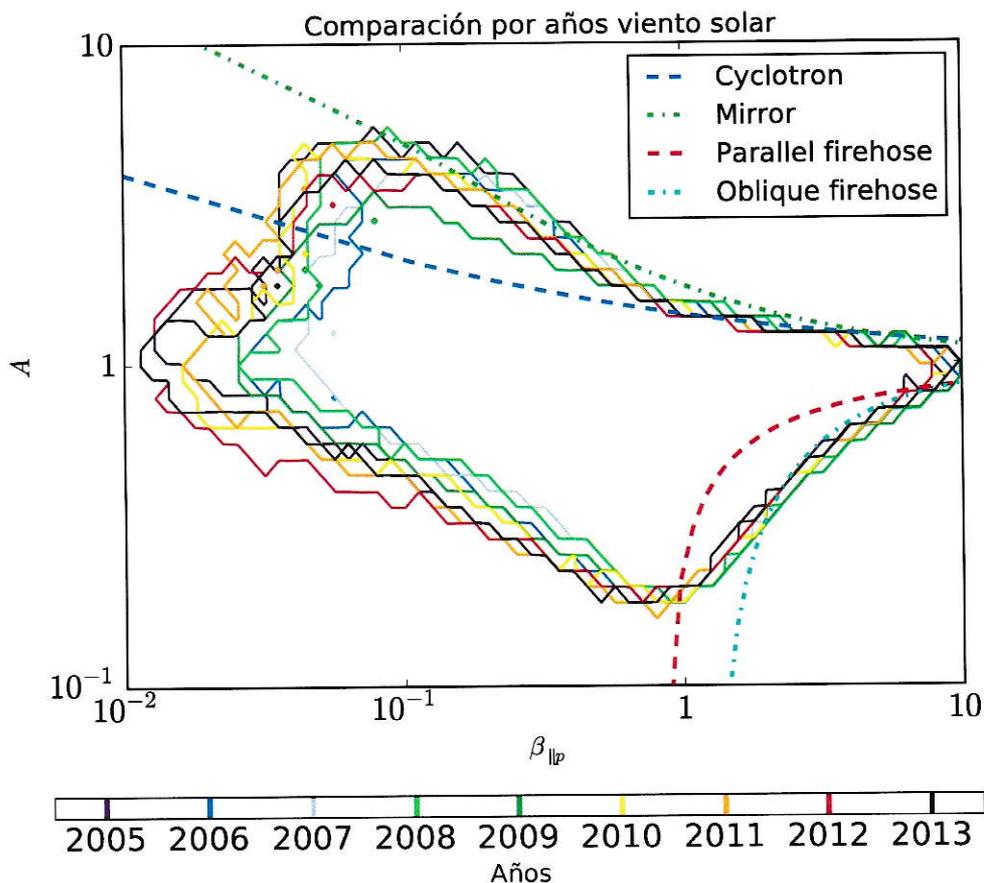


Figura 6.5: Evolución de los contornos de los años 2005 al 2013 del diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ y gráficos de las inestabilidades.

Un análisis similar se puede hacer separando viento lento y viento rápido, tal como se muestran en las figuras 6.6 y 6.7, respectivamente. Al compararlas entre ellas, lo primero que se puede destacar de la figura 6.6 es que para el caso del viento lento los contornos de las distribuciones de cada año tienden a estar más juntos que el caso del viento rápido, es decir, los contornos de las distribuciones del viento lento

tienden a variar menos a medida que pasan los años en comparación al viento rápido, para el cual éstas tienden a tener una variación mucho más notoria.

También observamos para la figura 6.6, que para $A < 1$ los límites de la distribución de datos para el viento lento casi no difieren en comparación al gráfico donde no se separan los datos por velocidad del viento solar. Por otro lado para $A > 1$ los contornos de los datos de todos los años para $\beta_{\parallel p} > 1$ solo son inestables a la inestabilidad de *cyclotron* y estables a la *mirror*. Ya no se distingue la oscilación descrita anteriormente que presenta el viento sin distinción de las velocidades, y a medida que $\beta_{\parallel p}$ va aumentando, los contornos tienden a estar mejor descritos por la inestabilidad *cyclotron*.

De la figura 6.7 notamos que para el viento rápido con $A > 1$, para todos los años, el contorno en el diagrama $A\text{-}\beta_{\parallel p}$ tiende a estar contenido por la inestabilidad *cyclotron* para $\beta_{\parallel p} > 1$, mientras que para $\beta_{\parallel p} < 1$, salvo por los años 2005, 2006, 2007 y 2008, el plasma es estable a la inestabilidad *mirror*. En cambio, cuando $\beta_{\parallel p} > 1$ los contornos de los datos en el diagrama $A\text{-}\beta_{\parallel p}$ de todos los años pasan a estar dentro de los límites de la inestabilidad *cyclotron*. Para $A < 1$ los datos de todos los años tienden a estar acotados por la inestabilidad *oblique firehose*, por lo que son inestables frente a la inestabilidad *parallel firehose*.

De estas comparaciones podemos decir que en los tres casos estudiados se observa que las inestabilidades que regulan qué tan anisotrópico es el plasma, es decir, cuánta energía libre puede guardar en forma de anisotropía, son las inestabilidades oblicuas, lo que es consistente con los resultados obtenidos por Bale *et al.*, 2009 [42], pero en un intervalo de tiempo distinto. También notamos que al parecer el viento rápido es el causante de las inestabilidades frente a la inestabilidad de *mirror* del plasma en los años 2005, 2006, 2007 y 2008, pues en el viento lento no presentan esta diferencia con respecto a los otros años. Si vemos el gráfico de la actividad solar en la figura

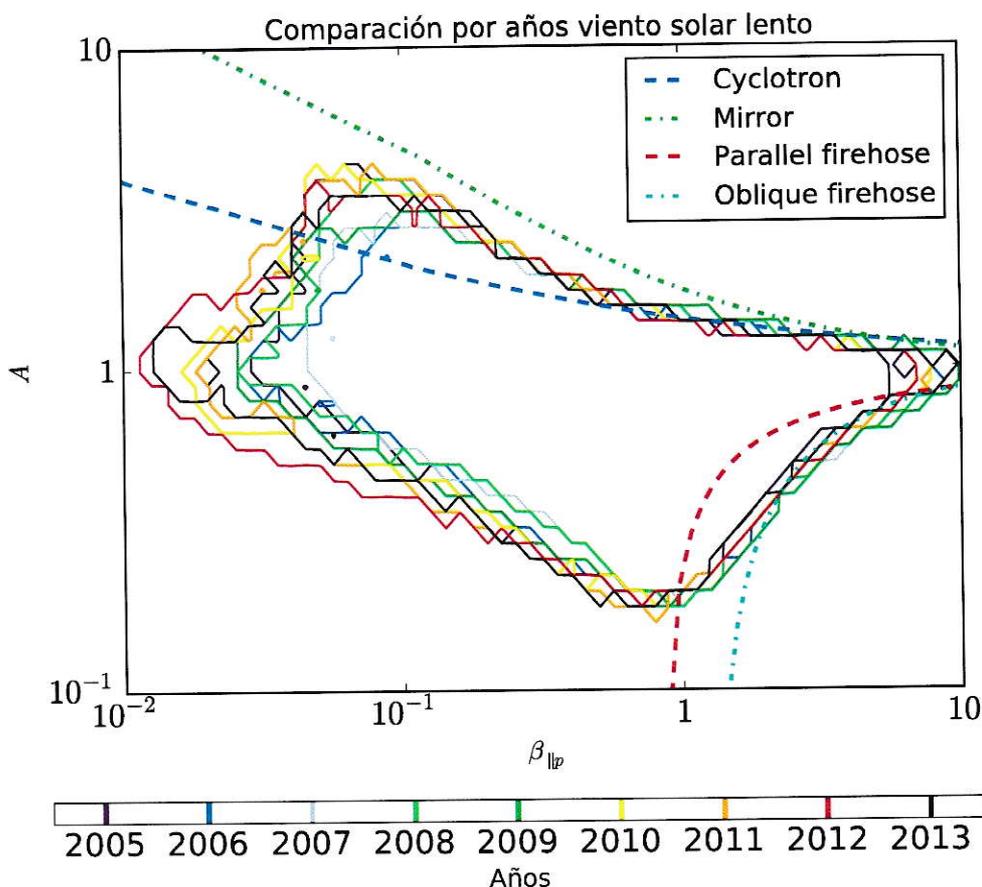


Figura 6.6: Evolución de los contornos desde los años 2005 al 2013 del diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ para el viento lento y gráficos de las inestabilidades.

5.4, estos años son cercanos al mínimo solar, coincidiendo con las observaciones de Ulysses mostradas en la figura 2.6 en que el viento solar rápido es más recurrente en períodos cercanos al mínimo solar. Este resultado indica que puede haber una relación entre el ciclo solar y la variación de los contornos con respecto a la curva que describe la inestabilidad de *mirror*.

Para complementar los análisis recién realizados, en la siguiente sección analizaremos las fluctuaciones magnéticas en el diagrama $A-\beta_{\parallel p}$, y las caracterizaremos como perpendiculares y paralelas con respecto al campo magnético de fondo.

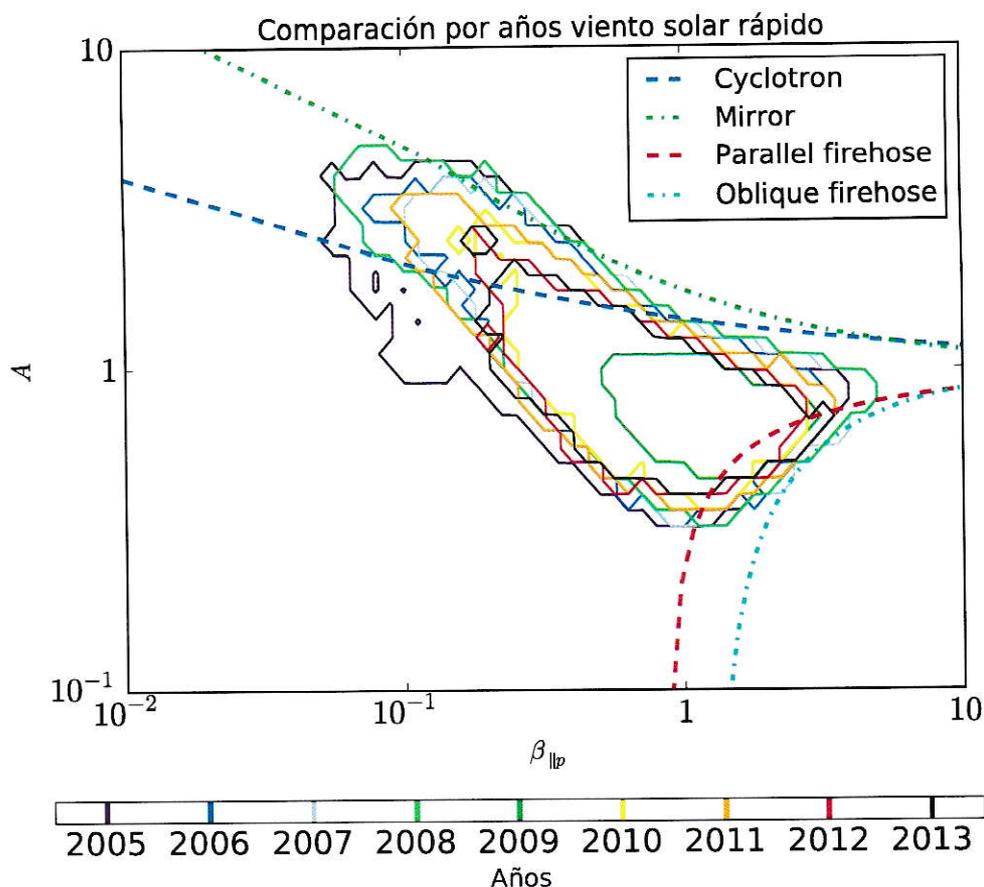


Figura 6.7: Evolución de los contornos desde los años 2005 al 2013 del diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ para el viento rápido y gráficos de las inestabilidades.

6.2. Fluctuaciones magnéticas

Basándonos en las ecuaciones (3.7), (3.8) y (3.9) descritas en el Capítulo 3, vamos a graficar en el diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ las amplitudes de las fluctuaciones magnéticas totales, las perpendiculares, las paralelas y el índice de compresibilidad magnética.

El índice de compresibilidad se define como

$$C = \left\langle \frac{|\delta B_{\parallel}|}{|\delta B|} \right\rangle$$

e indica la relevancia de las fluctuaciones paralelas y por lo tanto qué tan oblicuas

son. Si las fluctuaciones $|\delta B_{\parallel}| = 0$, entonces las ondas son puramente transversales.

Consideremos una dirección x como la dirección paralela de propagación del campo magnético de fondo. Si tenemos que la propagación de ondas en el viento solar es paralela con respecto al campo magnético de fondo \vec{B}_0 , tal que

$$\vec{B}(x, t) = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}_x e^{i(k_x x - \omega t)} + \delta\vec{B}_y e^{i(k_x x - \omega t)} + \delta\vec{B}_z e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (6.1)$$

entonces a partir de la ecuación de Maxwell $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ tenemos

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = k_x \delta B_x = k_x \delta B_{\parallel} = 0. \quad (6.2)$$

De esto se puede concluir que cuando una fluctuación $\delta\vec{B}$ tiene una componente paralela a \vec{B}_0 diferente de cero, es necesario que la propagación sea en una dirección oblicua al campo magnético de fondo.

Si ahora consideramos un campo magnético que se propaga en dirección x e y con respecto al campo magnético de fondo, de la forma

$$\vec{B}(x, y, t) = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}_x e^{i[(k_x x + k_y y) - \omega t]} + \delta\vec{B}_y e^{i[(k_x x + k_y y) - \omega t]} + \delta\vec{B}_z e^{i[(k_x x + k_y y) - \omega t]}, \quad (6.3)$$

utilizando nuevamente la ecuación de Maxwell $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, tenemos

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = k_x \delta B_x + k_y \delta B_y = k_x \delta B_{\parallel} + k_y \delta B_{\perp} = 0. \quad (6.4)$$

Por lo tanto se puede afirmar que cuando tenemos que las fluctuaciones tienen componente paralela y perpendicular al campo magnético de fondo, la propagación es oblicua.

En la figura 6.8 presentamos la amplitud de las distintas componentes de las fluctuaciones magnéticas y el índice de compresibilidad en el diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ para el viento solar total desde el año 2005 al 2013.

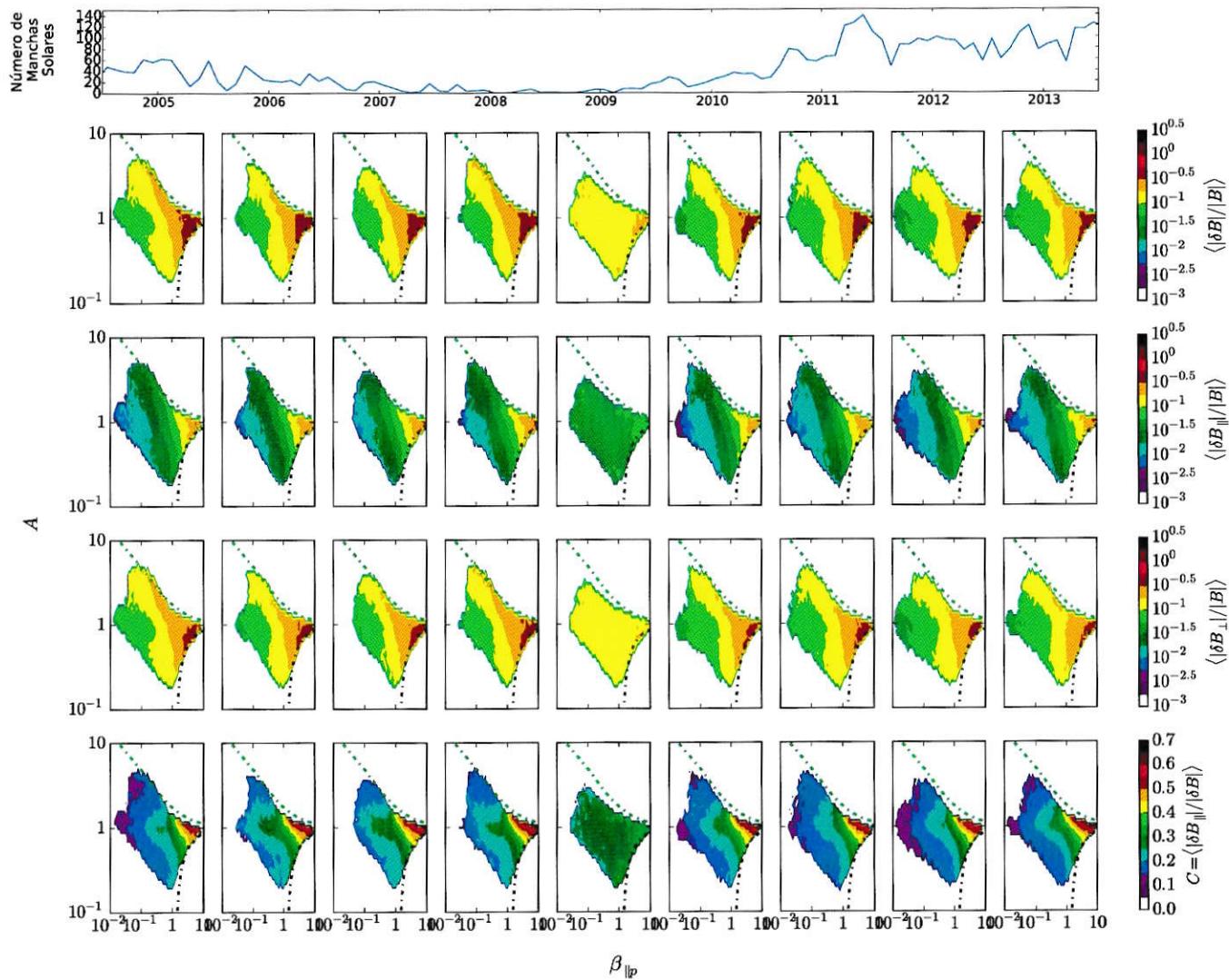


Figura 6.8: Amplitud de fluctuaciones magnéticas (primera fila), fluctuaciones magnéticas paralelas (segunda fila), fluctuaciones magnéticas perpendiculares (tercera fila) e índice de compresibilidad (cuarta fila) en el diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ desde el año 2005 al 2013 en escala logarítmica.

En principio, si observamos de la figura 6.8 sólo la amplitud de las fluctuaciones magnéticas totales (primera columna) y de las fluctuaciones magnéticas perpendiculares (tercera fila), pensaríamos que no hay diferencia entre ellas y que por lo tanto la amplitud de las fluctuaciones magnéticas paralelas no tendrían relevancia física. Pero si se incluye la observación de la amplitud de las fluctuaciones magnéticas paralelas (segunda fila), se puede notar que éstas sí son relevantes, en particular cuándo éstas se encuentran cercanas a los umbrales del plano A versus $\beta_{\parallel p}$.

Por otro lado, en la cuarta fila de la figura 6.8, se muestra el índice de compresibilidad magnética. Observando los gráficos, salvo por el año 2009, se confirma el análisis de inestabilidades que hemos hecho, donde indicamos que las fluctuaciones paralelas son relevantes en los umbrales del diagrama A - $\beta_{\parallel p}$.

Analizando detalladamente la figura 6.8, al tener el año 2009 amplitud de fluctuaciones semejantes, éste puede servir como referencia para diferenciar el orden de magnitud de la amplitud de las fluctuaciones paralelas con respecto a las perpendiculares. Esta diferencia corresponde a medio orden de magnitud entre ellas, lo que podría indicar que las fluctuaciones paralelas sí son relevantes.

En la figura 6.9 tenemos el caso del viento lento, encontrando un comportamiento muy semejante al viento solar propiamente tal, es decir la amplitud de las fluctuaciones paralelas son relevantes, pero las fluctuaciones perpendiculares siguen siendo más relevantes que las paralelas por medio orden de magnitud, pareciéndose mucho los gráficos de amplitud de fluctuaciones totales con los de amplitud de fluctuaciones perpendiculares.

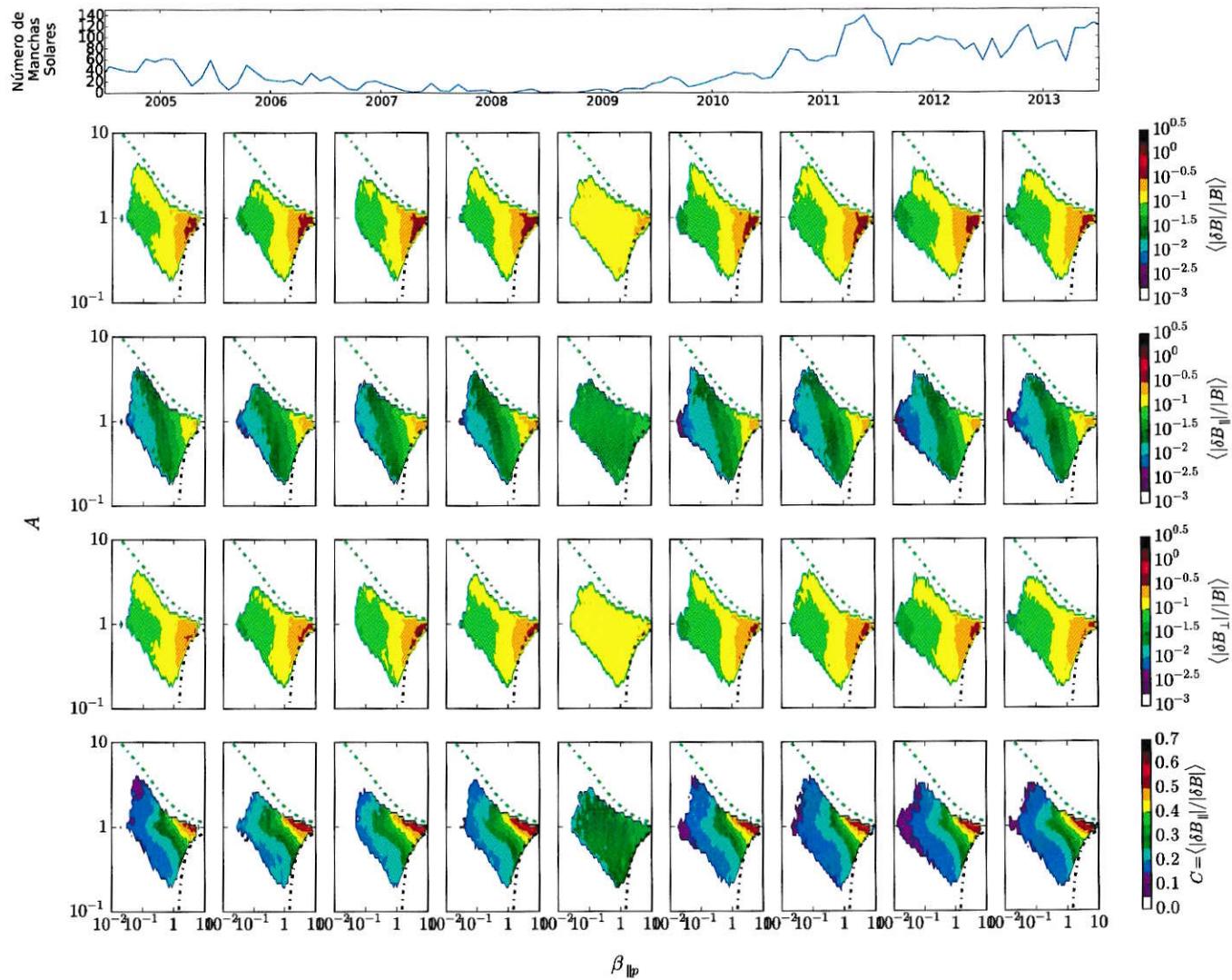


Figura 6.9: Amplitud de fluctuaciones magnéticas totales (primera fila), fluctuaciones magnéticas paralelas (segunda fila), fluctuaciones magnéticas perpendiculares (tercera fila) e índice de compresibilidad (cuarta fila) en el diagrama A - $\beta_{\parallel p}$ desde el año 2005 al 2013 del viento solar lento en escala logarítmica.

Si ahora miramos la figura 6.10 en que se presentan las distintas amplitudes de fluctuaciones magnéticas para datos del viento rápido, observamos que a pesar de que hay una menor cantidad de datos con respecto al viento lento, nuevamente las fluctuaciones magnéticas perpendiculares predominan por sobre las paralelas por medio orden de magnitud, y las fluctuaciones paralelas son más relevantes cerca de los umbrales del plano de anisotropía versus $\beta_{\parallel p}$.

El mayor índice de compresibilidad C es de un 60 % para el viento total y para el viento lento. En el caso del viento rápido su mayor índice de compresibilidad es de un 30 %, por lo que se puede decir que las fluctuaciones paralelas son más relevantes en el viento solar lento que en el rápido.

Además si observamos el máximo de la amplitud de las fluctuaciones magnéticas totales y de las fluctuaciones magnéticas perpendiculares y comparamos entre viento solar rápido y viento solar lento, notamos que el máximo de las amplitudes magnéticas en el viento solar lento tienen una tendencia a inclinarse hacia los valores de anisotropía mayor que 1 cercano al umbral de la inestabilidad de *mirror*, efecto contrario que ocurre en el caso del viento solar rápido donde el máximo de las amplitudes magnéticas tienden a inclinarse hacia los valores de anisotropía menores que 1 cercano al umbral de la inestabilidad de *oblique firehose*. Se verá este efecto con más detalle en los gráficos de las secciones siguientes.

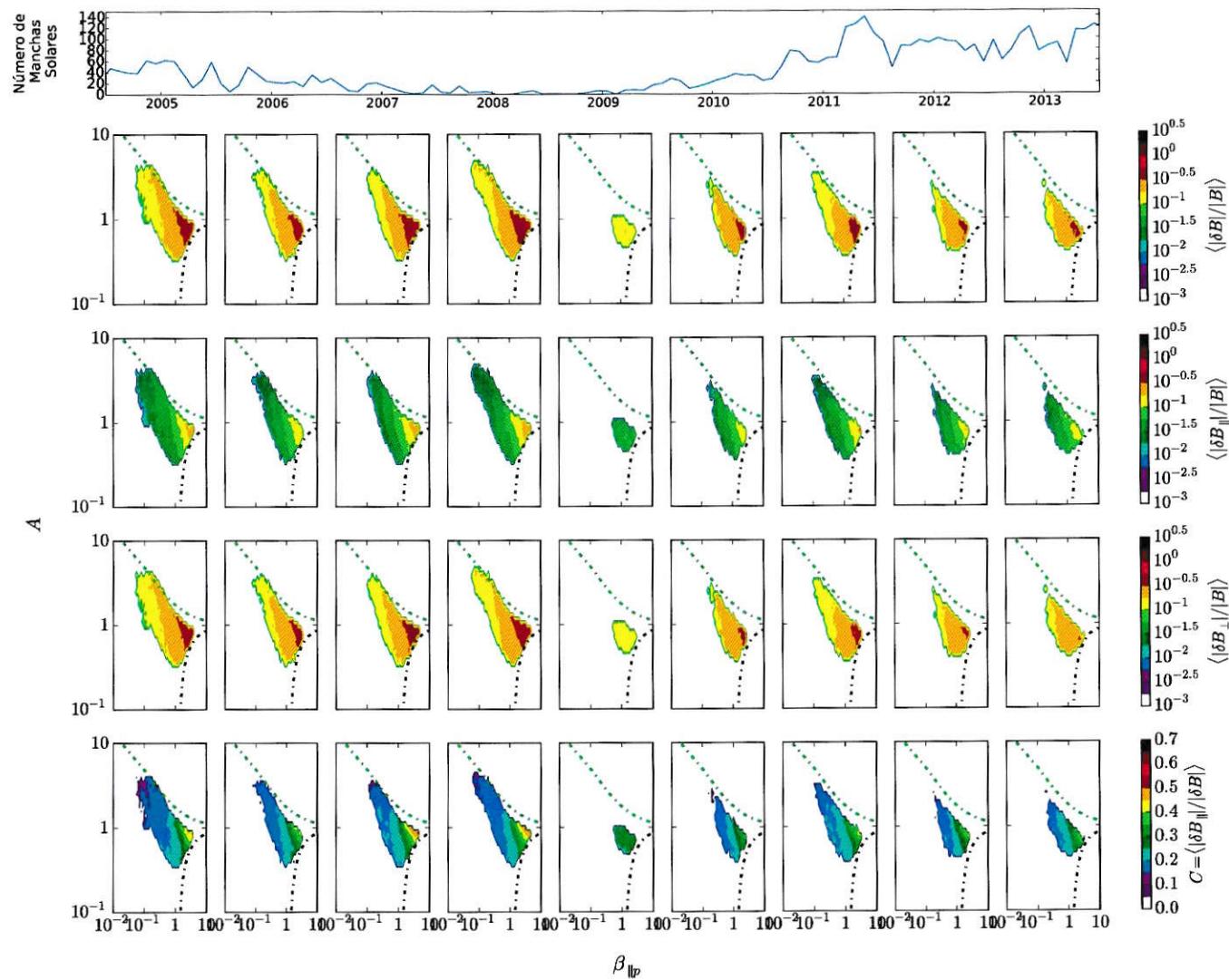


Figura 6.10: Amplitud de fluctuaciones magnéticas totales (primera fila), fluctuaciones magnéticas paralelas (segunda fila), fluctuaciones magnéticas perpendiculares (tercera fila) e índice de compresibilidad (cuarta fila) en el diagrama A - $\beta_{\parallel p}$ desde el año 2005 al 2013 del viento solar rápido en escala logarítmica.

6.3. Comparación de años 2008 y 2012

Detallamos los análisis realizados en las secciones anteriores comparando esta vez las distribuciones de los datos, la amplitud de las fluctuaciones magnéticas y el índice de compresibilidad magnética entre el año 2008, correspondiente al mínimo solar, y el año 2012, año cercano al máximo solar. Esta comparación la realizaremos para tres casos, viento solar, viento solar lento y viento solar rápido.

Para el caso del viento solar en el que no se separan las velocidades, en la figura 6.11 vemos que el año 2008 tiene un máximo en $\beta_{\parallel p}$ con respecto a la anisotropía más pronunciado que el que presenta el año 2012. La amplitud de las fluctuaciones magnéticas se asimilan bastante entre ambos años, de la misma forma que para el índice de compresibilidad magnética.

En el caso de viento solar lento, la figura 6.12 nos muestra la misma semejanza que analizamos en el caso de viento solar. Solo presenta diferencia en el máximo cantidad de datos por celda que presenta el año 2008.

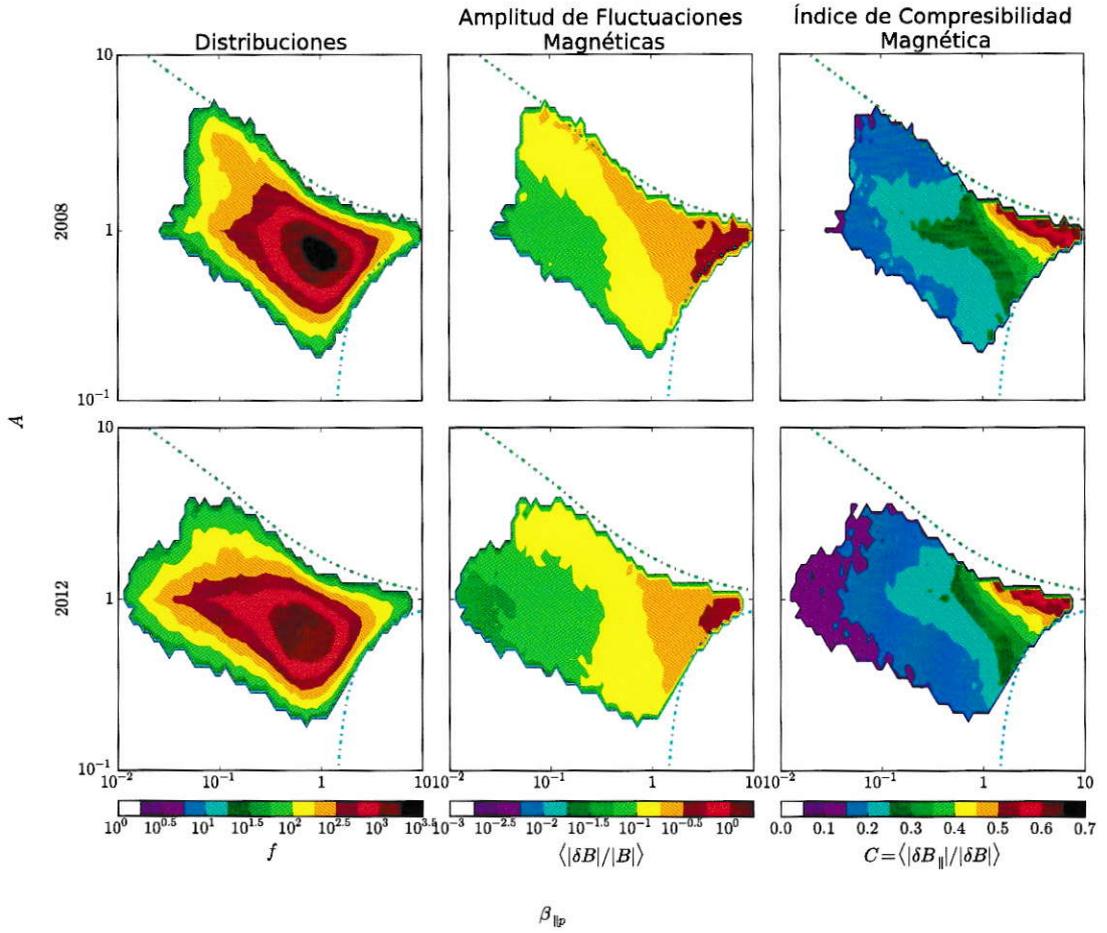


Figura 6.11: Comparación entre el año 2008 (mínimo solar) y el año 2012 (cercano al máximo solar) para distribuciones, amplitud de fluctuaciones magnéticas e índice de compresibilidad del viento solar en el diagrama A - $\beta_{||p}$.

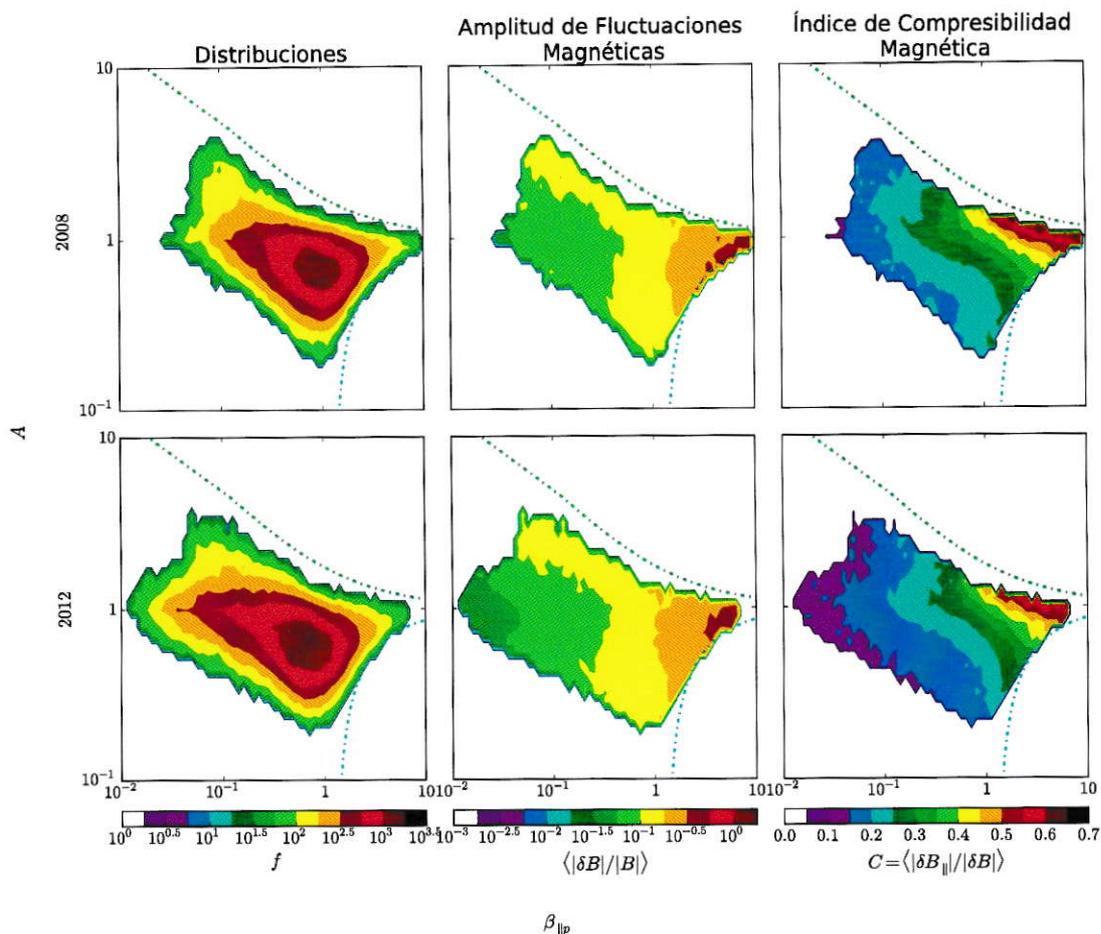


Figura 6.12: Comparación entre el año 2008 (mínimo solar) y el año 2012 (cercano al máximo solar) para distribuciones, amplitud de fluctuaciones magnéticas e índice de compresibilidad del viento solar lento en el diagrama A - $\beta_{\parallel p}$.

En la figura 6.13, para el caso de viento solar rápido, notamos la diferencia que hay en la cantidad de datos que posee el año 2008 con respecto al año 2012, la cual es notoriamente mayor. La amplitud de las fluctuaciones magnéticas se asemejan bastante. Por otro lado, el índice de compresibilidad magnética muestra que el año 2008 posee mayor relevancia de las fluctuaciones paralelas cerca de los valores de $A \sim 1$ y $\beta_{\parallel p} > 1$.

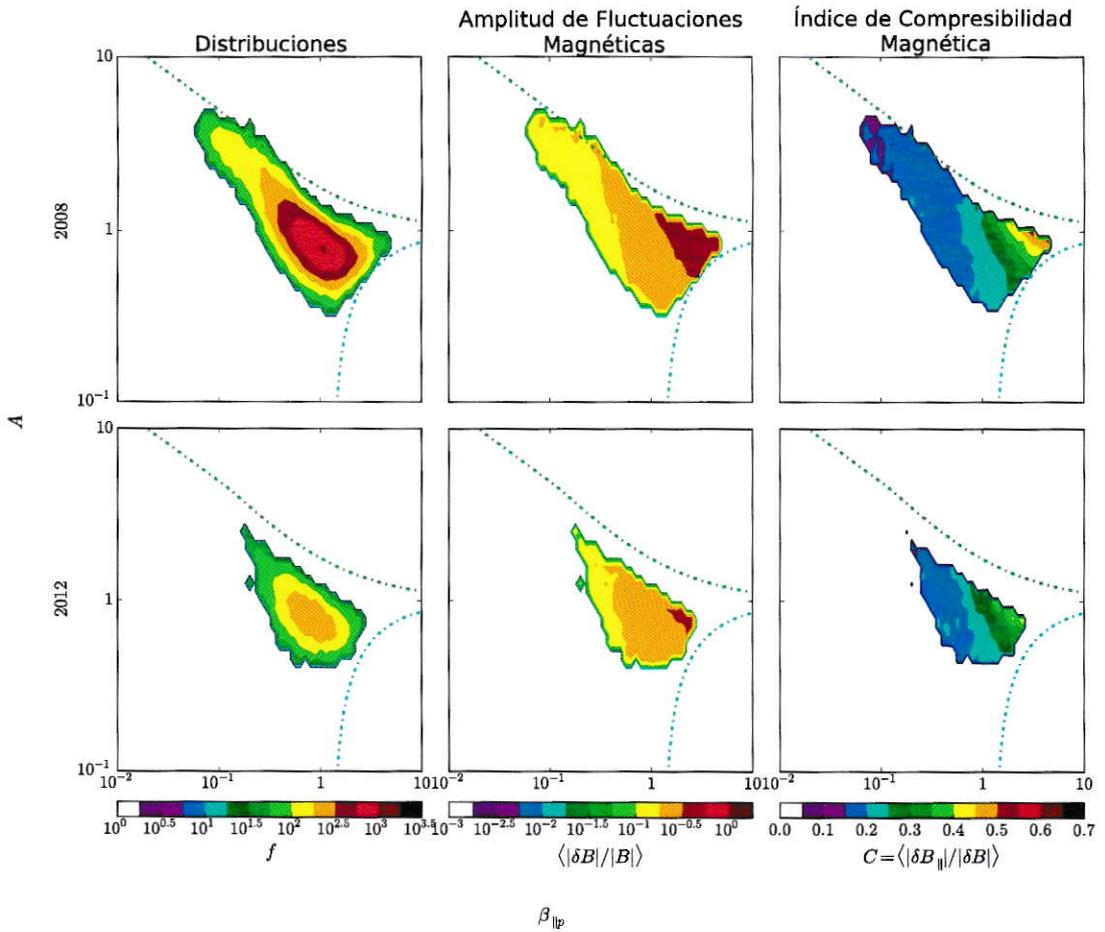


Figura 6.13: Comparación entre el año 2008 (mínimo solar) y el año 2012 (cercano al máximo solar) para distribuciones, amplitud de fluctuaciones magnéticas e índice de compresibilidad del viento solar rápido en el diagrama A - $\beta_{\parallel p}$.

6.4. Año 2008

Estudiaremos con detención las distribuciones y la amplitud de las fluctuaciones magnéticas en el plano A versus $\beta_{\parallel p}$ para el año 2008, comparando entre viento rápido y viento lento.

Analizando las distribuciones, la figura 6.14 muestra que hay más datos correspondientes al viento lento para $A < 1$ y $\beta_{\parallel p} < 1$ que para el viento rápido, el cual

casi no tiene datos en esa zona.

A pesar de eso, para ambos tipos de viento la mayor concentración de datos se da en $A \sim 1$ y $\beta_{\parallel p} \sim 1$.

Además observamos que para el viento solar rápido casi no se presentan datos con una frecuencia de aparición mayor que 10^3 .

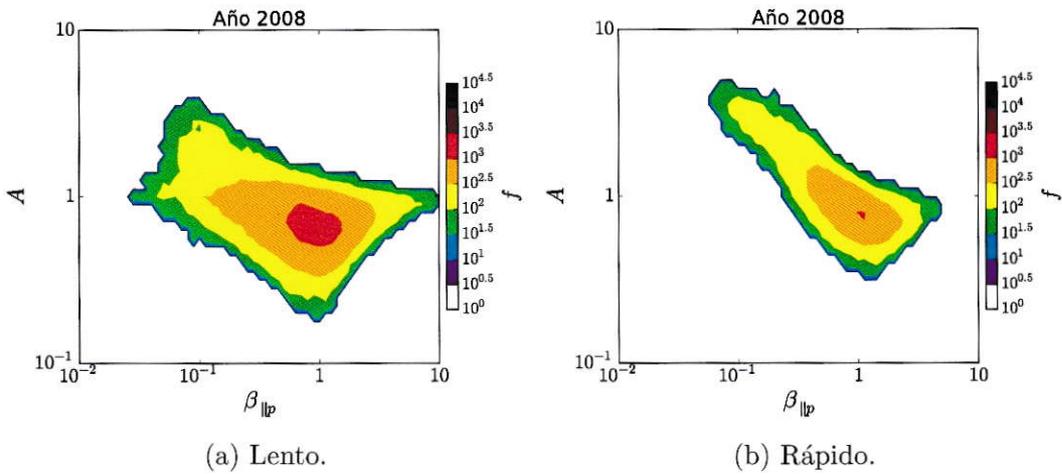


Figura 6.14: Comparación de distribuciones entre viento rápido y lento del año 2008.

En el caso de las fluctuaciones del campo magnético total con respecto al campo magnético de fondo, en la figura 6.15b observamos que el viento rápido posee una distribución prácticamente uniforme, donde la mayor concentración se encuentra entre $\beta_{\parallel p} = 1$ y 10 con $A = 1$.

Observamos que el viento rápido posee mayor área de fluctuaciones del campo magnético en el rango de amplitud de $10^{-0.5}$ a 10^0 que el viento lento.

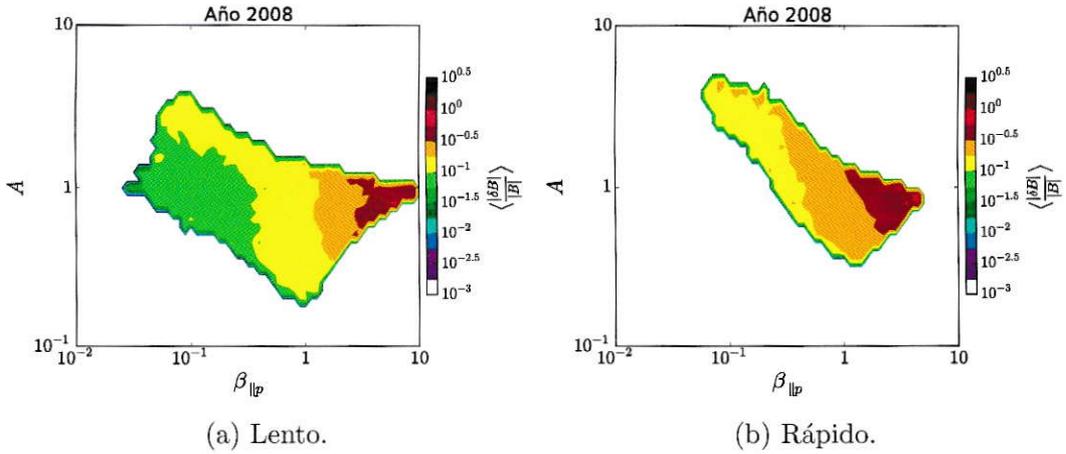


Figura 6.15: Comparación de amplitud de fluctuaciones magnéticas entre viento rápido y lento del año 2008.

En el caso de las fluctuaciones del campo magnético paralelo con respecto al campo magnético de fondo, observamos en la figura 6.16 que tanto el campo magnético medido en el viento solar rápido como en el viento solar lento presentan fluctuaciones semejantes, por lo que se puede concluir que tanto el viento rápido como el viento lento tienen la misma relevancia en las fluctuaciones paralelas.

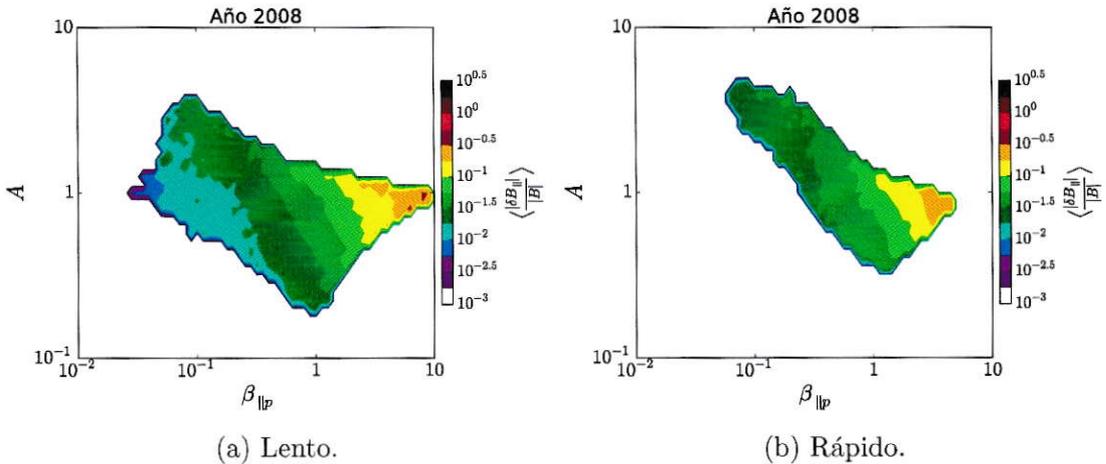


Figura 6.16: Comparación de amplitud de fluctuaciones magnéticas paralelas entre viento rápido y lento del año 2008.

En la figura 6.17 notamos que las fluctuaciones del campo magnético perpendicular con respecto al campo magnético de fondo, en el viento rápido nuevamente tienen un comportamiento semejante a las del viento lento y presentan además mayor amplitud. De lo anterior se desprende que la propagación paralela predomina en el viento rápido y en el caso del viento lento predomina para valores cercanos a los umbrales de las inestabilidades.

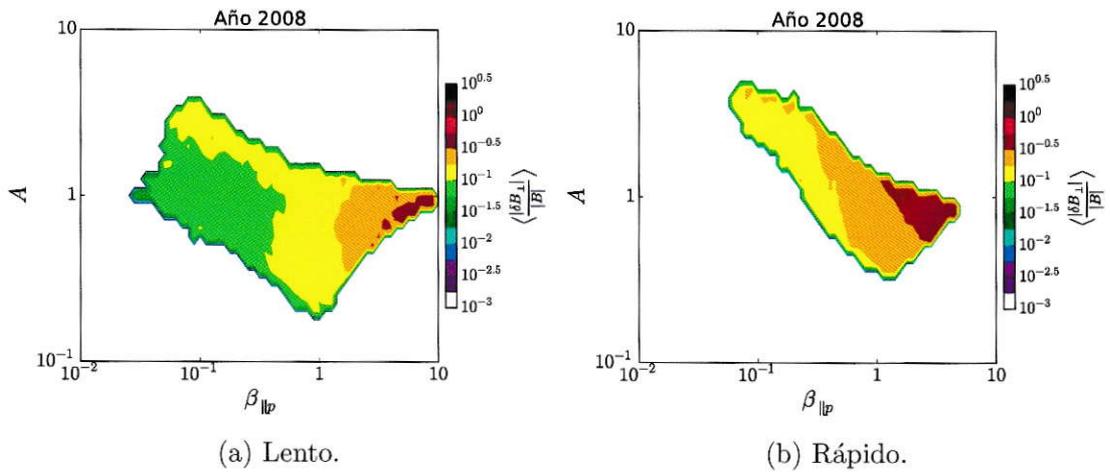


Figura 6.17: Comparación de amplitud de fluctuaciones magnéticas perpendiculares entre viento rápido y lento del año 2008.

Para el viento lento observamos un mayor índice de compresibilidad magnética en $A > 1$ y $\beta_{||p} > 1$ en los bordes, con un 60% de la compresibilidad como se puede apreciar en la figura 6.18. Para el viento rápido el mayor índice de compresibilidad es de un 45% y se concentra en $A = 1$ y $\beta_{||p}$ cercano a 5. De esto se puede decir que las fluctuaciones magnéticas paralelas tienen mayor relevancia para $A > 1$ y $\beta_{||p} > 1$ y por lo tanto la propagación oblicua se torna relevante para la inestabilidad *mirror*, pero para la inestabilidad *oblique firehose* podría considerarse relevante solo para el viento lento para valores de $\beta_{||} \geq 5$.

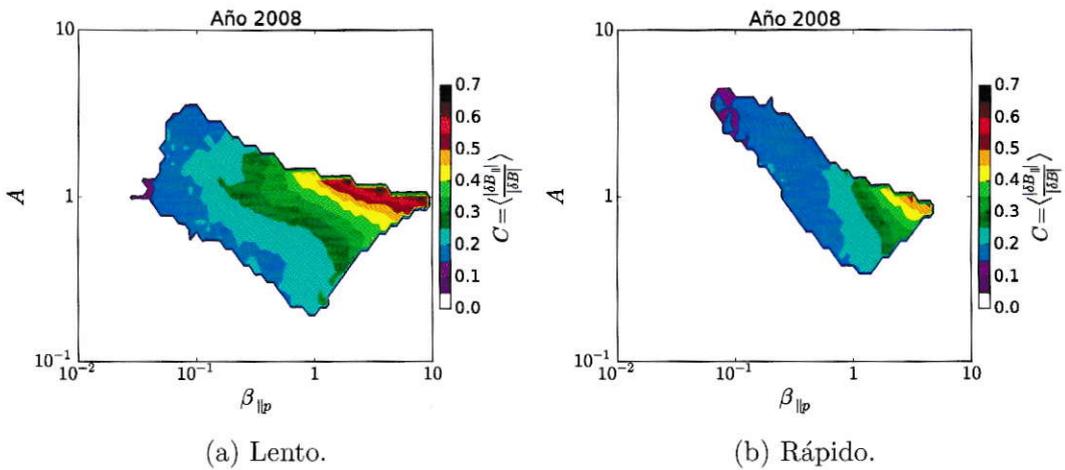


Figura 6.18: Comparación de índice de compresibilidad magnética entre viento rápido y lento del año 2008.

6.5. Año 2012

Para las distribuciones de este año notamos de la figura 6.19 que hay más datos de viento lento que de rápido. En el caso del viento rápido los datos no presentan una frecuencia de aparición mayor que $10^{2.5}$ a diferencia del viento lento, el cual presenta datos con apariciones mayores que 10^3 .

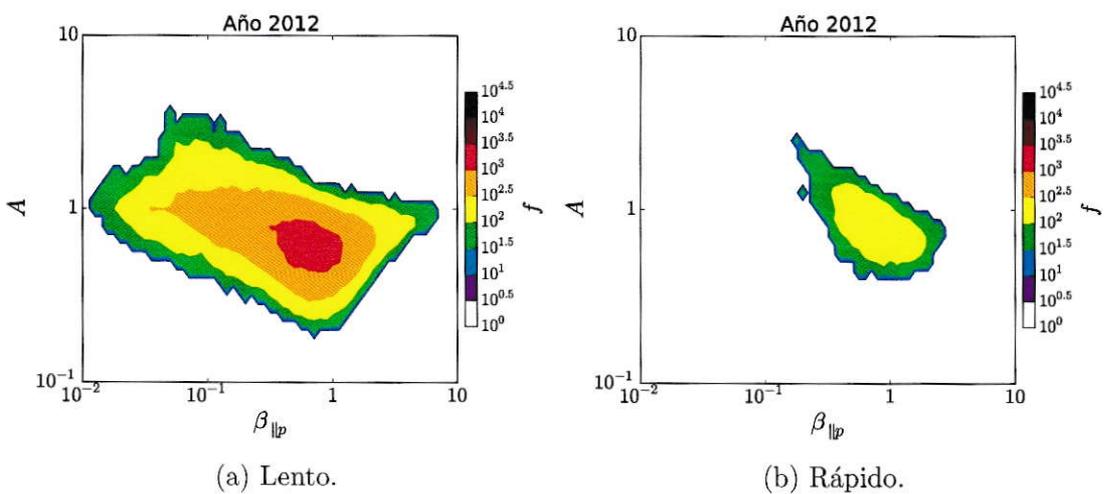


Figura 6.19: Comparación de distribuciones entre viento rápido y lento del año 2012.

De la figura 6.20 observamos que la amplitud de las fluctuaciones magnéticas con respecto al campo magnético de fondo del viento rápido tiene una distribución que casi no varía, a diferencia del viento lento que presenta una distribución en que la amplitud de las fluctuaciones aumenta. En ambas velocidades del viento solar la amplitud de las fluctuaciones aumenta en $\beta_{\parallel p} > 1$ y $A = 1$. Esto último es esperable de la teoría presentada en el capítulo 3 y de las observaciones realizadas por Bale *et al.* 2009 [42].

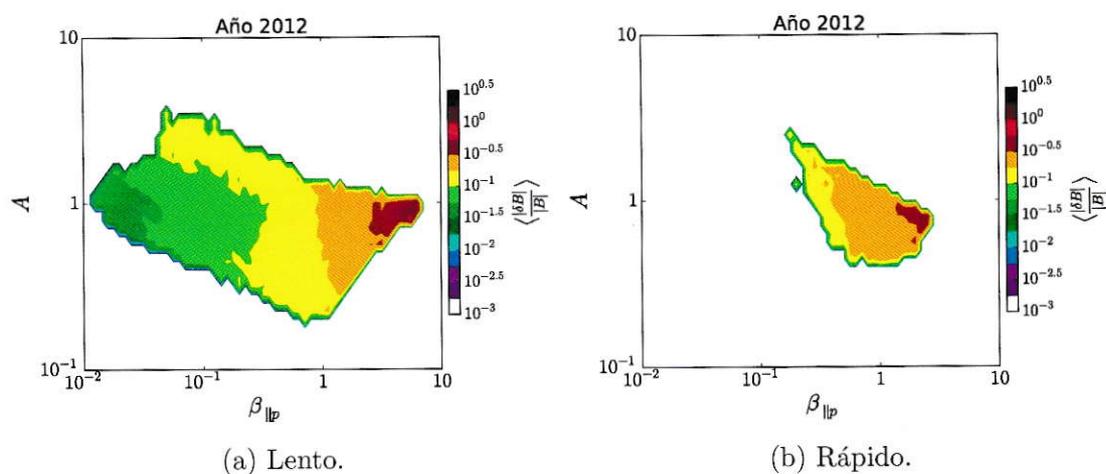


Figura 6.20: Comparación de amplitud de fluctuaciones magnéticas entre viento rápido y lento del año 2012.

En la figura 6.21 se observa para la amplitud de las fluctuaciones magnéticas paralelas un comportamiento muy semejante al analizado para la amplitud de las fluctuaciones magnéticas totales pero con un orden de magnitud de diferencia, es decir, para el viento rápido se tiene menor variación en la amplitud de las fluctuaciones magnéticas totales que el viento lento. Además notamos que en el viento rápido hay mayor cantidad de fluctuaciones paralelas que en el viento lento.

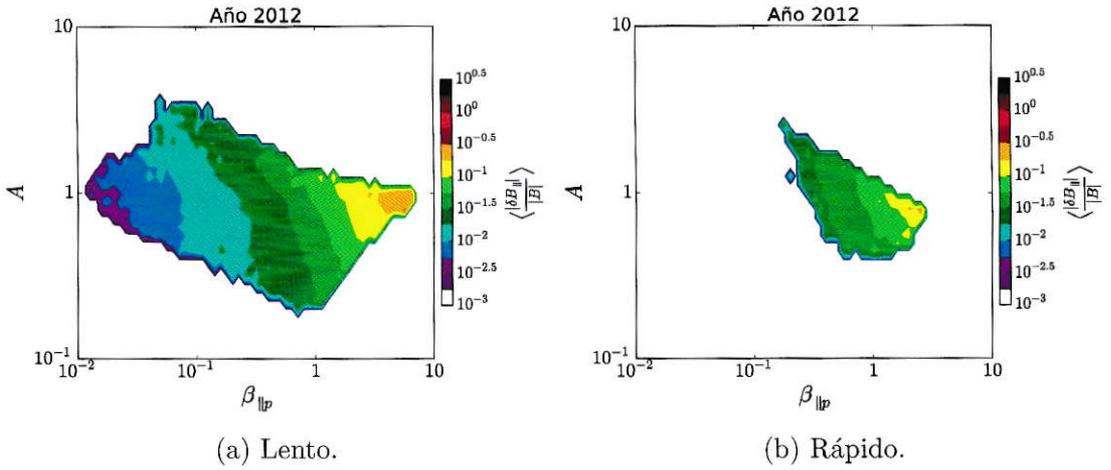


Figura 6.21: Comparación de la amplitud de fluctuaciones magnéticas paralelas entre viento rápido y lento del año 2012.

La amplitud de las fluctuaciones magnéticas perpendiculares tiene el mismo comportamiento que la amplitud de las fluctuaciones magnéticas totales, tal como se observa en la figura 6.22.

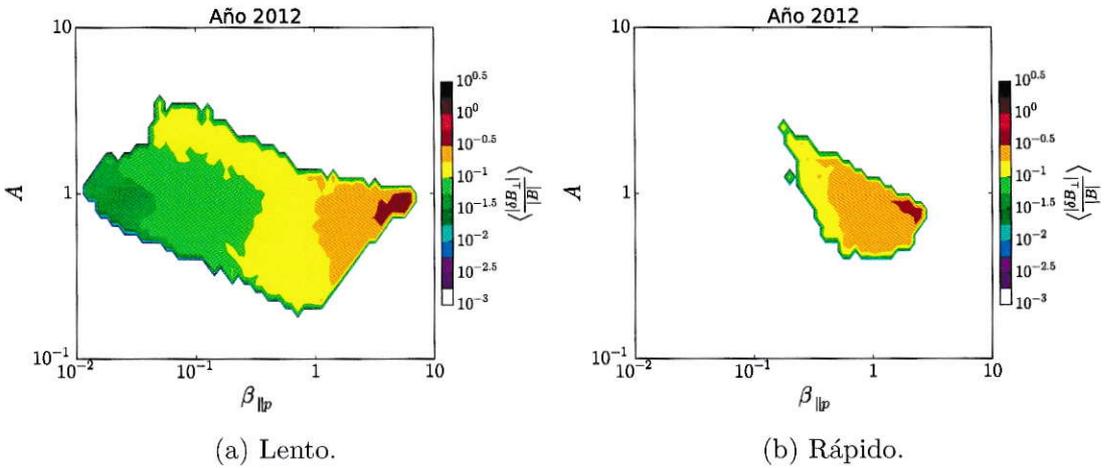


Figura 6.22: Comparación de la amplitud de fluctuaciones magnéticas perpendiculares entre viento rápido y lento del año 2012.

En cuanto al índice de compresibilidad, la figura 6.23 muestra que el viento solar

lento tiene un porcentaje mayor (45 %) que el viento solar rápido (30 %). En ambos casos el mayor índice de compresibilidad se presenta en $\beta_{\parallel p} > 1$ y $A = 1$, por lo que las fluctuaciones magnéticas paralelas son más relevantes en esa zona, lo que concuerda con el análisis realizado a los bordes cercanos a las inestabilidades presentado en la sección 6.1 de este capítulo al analizar los contornos de las distribuciones de ocurrencias de los datos en el diagrama A - $\beta_{\parallel p}$.

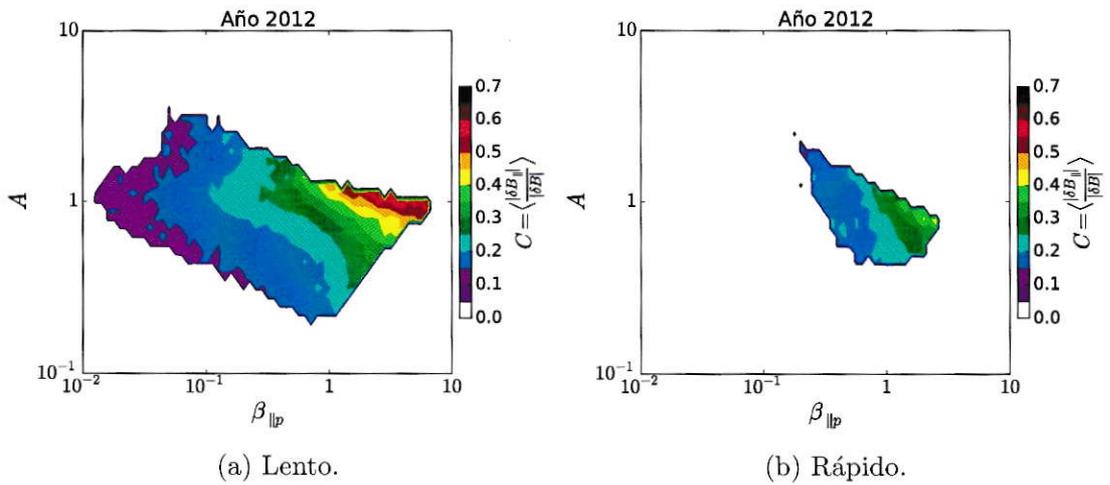


Figura 6.23: Comparación de índice de compresibilidad magnética entre viento rápido y lento del año 2012.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo de tesis estudiamos las fluctuaciones del campo magnético del viento solar y las distribuciones en el diagrama $A-\beta_{\parallel p}$, usando los datos del satélite Wind a 1 AU desde el Sol, considerando las direcciones paralelas y perpendiculares con respecto al campo magnético de fondo.

En primer lugar, generamos gráficos de variación de las distribuciones en el diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ en relación a los contornos delimitados por las inestabilidades para diferentes años durante un ciclo solar, separando viento rápido y lento. Al analizar estos gráficos, vimos que no se presenta una evidencia clara de que exista una relación entre el ciclo solar y la cantidad de viento rápido y lento, es decir, no se puede predecir si a medida que los años se van acercando al mínimo va aumentando o disminuyendo la cantidad de datos de viento rápido y lento. Hasta ahora no hemos encontrado referencia de algún estudio que analice la relación que puede haber entre la cantidad de datos de viento rápido y viento lento y el ciclo solar.

En segundo lugar, estudiamos la evolución de los contornos de las distribuciones de datos del viento solar en el diagrama $A-\beta_{\parallel p}$ para distintos años y los comparamos con las curvas de los umbrales de las inestabilidades. Luego realizamos el mismo estudio para viento rápido y viento lento. Al comparar los contornos de los datos de todos los años con las curvas de los umbrales de las inestabilidades, notamos

que para los tres casos estudiados se observa que las inestabilidades que regulan qué tan anisotrópico es el plasma son las inestabilidades oblicuas. Este resultado es consistente con Bale *et al.* 2009 [42].

Estos primeros resultados, al ser comparados con los que obtuvo Bale *et al.* 2009, nos dan una idea de que los cálculos realizados en esta tesis están bien ejecutados y además confirma que el comportamiento anisotrópico del viento solar se mantiene en el tiempo (2005–2013).

También notamos que al parecer el viento rápido es el causante de las inestabilidades respecto a la inestabilidad de *mirror* del plasma en los años 2005, 2006, 2007 y 2008, pues en el viento lento no presentan esta diferencia con respecto a los otros años. Estos años coinciden con ser cercanos a la actividad mínima del ciclo solar. Este resultado deja como pregunta abierta qué tan influyente puede llegar a ser el viento rápido para las inestabilidades en el viento solar.

Después estudiamos la amplitud de las fluctuaciones magnéticas en el diagrama $A\text{-}\beta_{\parallel p}$ y analizamos cuándo tienen relevancia las fluctuaciones paralelas y perpendiculares con respecto al campo magnético de fondo. Nuevamente vimos los casos de viento solar, viento solar lento y viento solar rápido. Observamos que la amplitud de las fluctuaciones magnéticas totales y de las fluctuaciones magnéticas perpendiculares tienden a ser parecidas en el viento solar rápido, lo que indica que tanto las fluctuaciones paralelas como las perpendiculares tienen la misma relevancia en este caso.

Según el análisis del índice de compresibilidad magnética, definido como $C = \langle |\Delta B_{\parallel}| / |\Delta B| \rangle$, las fluctuaciones paralelas para el viento solar en general y para los vientos rápido y lento tienen relevancia. En particular hay más relevancia cerca de los umbrales del diagrama $A\text{-}\beta_{\parallel p}$ ($\beta_{\parallel p}$ entre 1 y 10, $A > 1$). Además se observa que las fluctuaciones paralelas poseen más relevancia en el viento lento que en el viento

rápido, lo que puede llevar a pensar que cuando hay mayor actividad solar, entonces los datos del viento solar adquieren una mayor relevancia para las fluctuaciones paralelas.

Con esto finalmente podemos afirmar, que es importante incluir las fluctuaciones magnéticas paralelas en el modelamiento teórico de estudios a realizar en el futuro, pues al incluir estas fluctuaciones podemos dar un análisis más cercano al caso real y se puede obtener más detalle.

A modo de proyección nos parece interesante realizar este mismo análisis a las fluctuaciones magnéticas separando fluctuaciones magnéticas paralelas de perpendiculares para las partículas alfa, para luego complementarlo con los análisis ya realizados en protones [42] y electrones. Otro aspecto interesante es estudiar la importancia de la colisionalidad y compararlos con las observaciones obtenidas al separar viento rápido de viento lento, pues ambos factores son relacionados con la actividad solar.

Referencias

- [1] I. Langmuir, Proceedings of the National Academy of Sciences **14**, 627 (1928).
- [2] D. A. Gurnett y A. Bhattacharjee, *Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications* (Cambridge University Press, 2005).
- [3] E. Asseo, Plasma Physics and Controlled Fusion **45**, 853 (2003).
- [4] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Springer US, Boston, MA, 1984).
- [5] J. A. Alonso de Pablo y J. Sanchez Almeida, Revista Española de Física **27-4**, 15 (2013).
- [6] H. B. Callen y T. A. Welton, Physical Review **83**, 34 (1951).
- [7] K. W. Ogilvie, D. J. Chornay, R. J. Fritzenreiter, F. Hunsaker, J. Keller, J. Lobbell, G. Miller, J. D. Scudder, E. C. Sittler, R. B. Torbert, D. Bodet, G. Needell, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, J. H. Tappan, A. Mavretic y E. Gergin, Space Science Reviews **71**, 55 (1995).
- [8] R. P. Lepping, M. H. Acuña, L. F. Burlaga, W. M. Farrell, J. A. Slavin, K. H. Schatten, F. Mariani, N. F. Ness, F. M. Neubauer, Y. C. Whang, J. B. Byrnes, R. S. Kennon, P. V. Panetta, J. Scheifele y E. M. Worley, Space Science Reviews **71**, 207 (1995).

- [9] R. E. Navarro, P. S. Moya, V. Muñoz, J. A. Araneda, A. F. Viñas y J. A. Valdivia, *Physical Review Letters* **112**, 245001 (2014).
- [10] Y. Kamide y A. Chian, *Handbook of the Solar-Terrestrial Environment* (2007).
- [11] Kelvinsong, https://es.wikipedia.org/wiki/Sol#/media/File:El_interior_solar.svg.
- [12] K. Abhyankar, *A Survey of the Solar Atmospheric Models* (1977).
- [13] J. Hopkins y S. Chandrasekhar, *Glossary of Astronomy and Astrophysics* (University of Chicago Press, 1980).
- [14] NASA/ARC, <http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/Cycle22Cycle23Cycle24big.gif>.
- [15] L. Golub y J. M. Pasachoff, *The Solar Corona*, The Solar Corona (Cambridge University Press, 2010).
- [16] J. Kepler, *De cometis libelli tres* (Typis Andrea Apergeri, sumptibus Sebastiani Mylii bibliopola augustani, 1619).
- [17] G. Claridge, *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada* **31**, 337 (1937).
- [18] I. Morison, *Introduction to Astronomy and Cosmology* (Wiley, 2008).
- [19] W. Grotian, *Die Naturwissenschaften* **27**, 214 (1939).
- [20] B. Edlén, *Zeitschrift fur Astrophysics* **22**, 30 (1943).
- [21] M. Aschwanden, *Physics of the Solar Corona*, Springer Praxis Books (Springer Berlin Heidelberg, 2005).
- [22] D. John, *Astronomía* (Ltd., Parragon Books, 2007).
- [23] J. A. Araneda, *La Corona y el Viento Solar*.

- [24] M. Collovà y C. Zannelli, <http://www.carmelozannelli.com/site/?p=1> (1997).
- [25] H. Alfvén, *Nature* **150**, 405 (1942).
- [26] S. Chapman, *Smithsonian Contributions to Astrophysics* **2**, 1 (1957).
- [27] E. N. Parker, *The Astrophysical Journal* **128**, 664 (1958).
- [28] N. Meyer-Vernet, *Basics of the Solar Wind* (Cambridge University Press, 2007).
- [29] R. Schwenn y E. Marsch, editores, *Physics of the Inner Heliosphere I* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1990).
- [30] J. C. Kasper, M. L. Stevens, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg y K. W. Ogilvie, *The Astrophysical Journal* **660**, 901 (2007).
- [31] A. A. Schekochihin, S. C. Cowley, W. Dorland, G. W. Hammett, G. G. Howes, E. Quataert y T. Tatsuno, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **182**, 310 (2009).
- [32] NASA, https://es.wikipedia.org/wiki/Tormenta_geomagnética.
- [33] S. J. Bame, J. R. Asbridge, W. C. Feldman y J. T. Gosling, *Journal of Geophysical Research* **82**, 1487 (1977).
- [34] R. Schwenn, M. D. Montgomery, H. Rosenbauer, H. Miggenrieder, K. H. Mühlhäuser, S. J. Bame, W. C. Feldman y R. T. Hansen, *Journal of Geophysical Research* **83**, 1011 (1978).
- [35] D. J. McComas, H. A. Elliott, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug y B. E. Goldstein, *Geophysical Research Letters* **30**, 1517 (may 2003).

- [36] S. Cranmer, en *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*, editado por B. Fleck, T. Zurbuchen y H. Lacoste (2005), Vol. 592 de *ESA Special Publication*, pág. 159.
- [37] S. P. Gary, *Theory of Space Plasma Microinstabilities* (Cambridge University Press, New York, 1993).
- [38] P. L. Sulem, *Instabilities in anisotropic plasmas* (2013).
- [39] M. Kunz, *Firehose and Mirror Instabilities in a Collisionless Shearing Plasma*.
- [40] B. D. Fried y S. D. Conte, *The Plasma Dispersion Function* (New York: Academic Press, 1961).
- [41] J. C. Kasper, *Geophysical Research Letters* **29**, 1839 (2002).
- [42] S. Bale, J. Kasper, G. Howes, E. Quataert, C. Salem y D. Sundkvist, *Physical Review Letters* **103**, 211101 (2009).
- [43] B. A. Maruca, J. C. Kasper y S. D. Bale, *Physical Review Letters* **107**, 201101 (2011).
- [44] P. Hellinger, P. Trávníček, J. C. Kasper y A. J. Lazarus, *Geophysical Research Letters* **33**, L09101 (2006).
- [45] NASA, http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/.
- [46] NASA, <http://wind.nasa.gov/>.
- [47] K. C. Howell, *Celestial Mechanics* **32**, 53 (1984).
- [48] NASA, http://pwg.gsfc.nasa.gov/halo17d_xy2-bowshock.gif.

- [49] R. L. Aptekar, D. D. Frederiks, S. V. Golenetskii, V. N. Ilynskii, E. P. Mazets, V. N. Panov, Z. J. Sokolova, M. M. Terekhov, L. O. Sheshin, T. L. Cline y D. E. Stilwell, *Space Science Reviews* **71**, 265 (1995).
- [50] G. Gloeckler, H. Balsiger, A. Bürgi, P. Bochsler, L. A. Fisk, A. B. Galvin, J. Geiss, F. Gliem, D. C. Hamilton, T. E. Holzer, D. Hovestadt, F. M. Ipavich, E. Kirsch, R. A. Lundgren, K. W. Ogilvie, R. B. Sheldon y B. Wilken, *Space Science Reviews* **71**, 79 (1995).
- [51] T. T. Rosengvinge, L. M. Barbier, J. Karsch, R. Liberman, M. P. Madden, T. Nolan, D. V. Reames, L. Ryan, S. Singh, H. Trexel, G. Winkert, G. M. Mason, D. C. Hamilton y P. Walpole, *Space Science Reviews* **71**, 155 (1995).
- [52] A. Owens, R. Baker, T. L. Cline, N. Gehrels, J. Jermakian, T. Nolan, R. Ramaty, H. Seifert, D. A. Shephard, G. Smith, D. E. Stilwell, B. J. Teegarden, C. P. Cork, D. A. Landis, P. N. Luke, N. W. Madden, D. Malone, R. H. Pehl, H. Yaver, K. Hurley, S. Mathias y A. H. Post, *Space Science Reviews* **71**, 273 (1995).
- [53] J. L. Bougeret, M. L. Kaiser, P. J. Kellogg, R. Manning, K. Goetz, S. J. Monson, N. Monge, L. Friel, C. A. Meetre, C. Perche, L. Sitruk y S. Hoang, *Space Science Reviews* **71**, 231 (1995).
- [54] R. Harten y K. Clark, *Space Science Reviews* **71**, 23 (1995).
- [55] J. C. Kasper, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, K. W. Ogilvie y A. Szabo, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **111**, 1 (2006).