

Tesis de Posgrado

Modelado de fenómenos de plasma en la corona solar

Vásquez, Alberto Marcos

Tesis presentada para obtener el grado de de la Universidad
de Buenos Aires

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

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

Cita tipo APA:

Vásquez, Alberto Marcos. (). Modelado de fenómenos de plasma en la corona solar. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3443_Vasquez.pdf

Cita tipo Chicago:

Vásquez, Alberto Marcos. "Modelado de fenómenos de plasma en la corona solar". Tesis de . Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. .

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3443_Vasquez.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

**Modelado de Fenómenos de Plasma
en la Corona Solar**

por Alberto M. Vásquez

Directores de Tesis:
Dr. Daniel O. Gómez y Dr. John C. Raymond

Lugares de Trabajo:
Instituto de Astronomía y Física del Espacio,
Buenos Aires, Argentina.
Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics,
Cambridge, Massachusetts, USA.

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor en Ciencias Físicas
Marzo 2002

Resumen

La *corona* es la capa mas externa de la atmosfera del Sol, formada por un plasma relativamente tenue ($n_e \approx 10^8-9\text{cm}^{-3}$) y de alta temperatura ($T > 10^6-7\text{K}$). El plasma coronal, confinado y calentado por los campos magnéticos generados predominantemente en la región convectiva solar, exhibe una gran variedad de fenómenos de plasma que a su vez abarcan regímenes muy diversos (colisionales, colectivos, estacionarios, impulsivos, emisión térmica, emisión coherente, etc.). Así, el modelado del plasma coronal puede hallar su descripción más adecuada tanto en el enfoque cinético, como en la aproximación magnetohidrodinámica (MHD), dependiendo del fenómeno particular que se investigue.

En este contexto, presentamos el estudio y modelado de fenómenos coronales en dos escalas espacio-temporales muy diferentes. Por un lado, un modelo para la ordenada y estable estructura coronal a gran escala ($1 \rightarrow 10R_\odot$). Por otro lado, un modelo para fenómenos impulsivos de pequeña escala ($< 0.1R_\odot$) que tienen lugar durante *fulguraciones solares*.

Los estudios presentados requieren del uso de distintos marcos teóricos de física de plasmas (MHD en el primer caso, teoría cinética en el segundo), así como de datos observacionales de distinto rango espectral (ultravioleta y luz blanca en el primer caso, ondas de radio y rayos X en el segundo). En ambos casos desarrollamos modelos teóricos semi-empíricos, y derivamos predicciones observables que cotejamos con datos observacionales recientes.

PALABRAS CLAVE: Física de Plasmas, Física Solar.

Abstract

The *solar corona*, being the outer layer of the solar atmosphere, is formed by a relatively tenuous plasma ($n_e \approx 10^{8-9} \text{cm}^{-3}$) at very high temperatures ($T > 10^6-7 \text{K}$). The coronal plasma, confined and heated by the magnetic fields generated in the underlying convective region, exhibits a wide variety of plasma phenomena which, in turn, display a diversity of physical regimes (collisional, collective, stationary, impulsive, thermal emission, coherent emission, etc.). Hence, coronal plasma modeling may find its more appropriate description either by a kinetic approach, or under the magnetohydrodynamical (MHD) approximation, depending upon the particular processes under consideration.

Within this context, we present the study and modeling of coronal plasma phenomena at two very different space-time scales. On one hand, we present a model for the ordered and steady large-scale ($1 \rightarrow 10 R_\odot$) coronal structure. On the other hand, we present a model for small-scale ($< 0.1 R_\odot$) impulsive phenomena, which take place during *solar flares*.

The studies presented in this thesis require the use of different plasma physics theoretical frameworks (MHD in the first case, kinetic theory in the second one), as well as the use of observational data at different spectral ranges (ultraviolet and white light in the former case, radio waves and X rays in the later one). In both cases, we developed semi-empirical theoretical models and derived observable predictions that we compared with recently available observational data.

KEYWORDS: Plasma Physics, Solar Physics.

Contenidos

1	Introducción	5
1.1	El Sol	5
1.1.1	La corona solar y el viento solar	5
1.1.2	Fulguraciones solares	10
1.2	Física de plasmas	16
1.2.1	Descripción cinética .	16
1.2.2	Descripción MHD .	22
2	Modelo Global de la Corona Solar	26
2.1	El modelado de la corona solar	26
2.1.1	Datos observacionales: densidad electrónica	30
2.1.2	Datos observacionales: temperatura de protones y electrones	32
2.1.3	Hipótesis y ecuaciones básicas	36
2.2	Balance perpendicular de fuerzas	39
2.2.1	Formulación variacional del problema	41
2.2.2	Modelo semi-empírico de presión	44
2.2.3	Condiciones de contorno en el ecuador y el polo	46
2.2.4	Implementación numérica	51
2.2.5	Resultados del modelo	53
2.3	Balance paralelo de fuerzas. Ecuaciones de viento	60
2.3.1	Soluciones de viento solar	62
3	Emisividad Coronal en UV y LB	69
3.1	Solución iterativa del modelo .	69
3.1.1	Resultados del proceso iterativo	71
3.2	Procesos térmicos de emisión coronal	77
3.2.1	Intensidad de LB .	78
3.2.2	Intensidad UV colisional	80
3.2.3	Intensidad UV resonante	82
3.3	Cálculos de emisividad a partir del modelo	87

3.3.1	Imágenes artificiales de LB .	87
3.3.2	Imágenes artificiales de HI Ly α	91
4	Turbulencia de Langmuir en Fulguraciones Solares	97
4.1	Fulguraciones solares y turbulencia de plasma	97
4.1.1	Turbulencia de plasma	100
4.1.2	Ecuaciones dinámicas	101
4.1.3	Tiempos característicos involucrados	104
4.2	Modelo de generación de turbulencia de Langmuir .	107
4.2.1	Límite colisional . .	109
4.2.2	Límite no-colisional .	109
4.2.3	Procedimiento iterativo	110
4.2.4	Turbulencia en función de la profundidad .	114
4.2.5	Resultados promediados espacialmente	118
5	Emisividad Coronal en Radiofrecuencias	120
5.1	Procesos no-lineales y mecanismos de emisión-absorción .	120
5.2	Emisión de segundo armónico	122
5.2.1	Coefficientes de emisión y absorción	122
5.2.2	Aproximación de “choque frontal” . .	124
5.2.3	Aproximación de espectro constante .	125
5.3	Turbulencia generada por haces de electrones .	126
5.4	Predicciones para fulguraciones solares	129
5.4.1	Profundidad óptica y función fuente	131
5.4.2	Comparación con observaciones y modelos previos . . .	133
6	Conclusiones	136

Capítulo 1

Introducción

1.1 El Sol

1.1.1 La corona solar y el viento solar

El Sol, como toda estrella, es una esfera de plasma, generada por una gran cantidad de masa que se fue acumulando por auto-gravitación. Eventualmente, la presión y temperatura en su centro fueron lo suficientemente elevadas como para iniciar procesos de fusión nuclear. Actualmente el Sol se encuentra en un estado de equilibrio energético, la temperatura en su centro provee una tasa de producción de energía nuclear que balancea exactamente la tasa de emisión de energía por radiación en su superficie. Al mismo tiempo, el Sol se halla en equilibrio mecánico, la fuerza de explosión nuclear en el centro, balancea la implosión debida a auto-gravitación.

Denominamos “núcleo” solar entonces a aquella región del Sol en la cual la temperatura es lo suficientemente alta como para generar una tasa de producción de energía nuclear apreciable. El núcleo del Sol contiene aproximadamente un décimo de su masa total, y la temperatura llega a los 15 millones de grados. La energía allí producida comienza a viajar en forma de radiación hacia el exterior. En un punto de su viaje al exterior la radiación llega a una zona de la atmósfera solar muy densa en H^- , que se torna ópticamente gruesa en esa zona. El mecanismo de transporte energético por radiación se vuelve ineficiente y el Sol recurre a la convección. En la zona convectiva el plasma forma corrientes de plasma calientes ascendentes y más frías descendentes. Esta circulación de plasma no genera transporte neto de materia, pero si hay un transporte neto de calor hacia el exterior del Sol (transporte convectivo). La apariencia “granular” del Sol cuando es visto en luz blanca provee evidencia observacional de tales movimientos convectivos en las capas externas del Sol.

Por encima de la zona convectiva, el transporte radiativo es nuevamente

eficiente, a medida que la densidad de masa local disminuye. En un punto dado el Sol se torna ópticamente delgado, y los fotones logran escapar, esto define la denominada *fotósfera*. Localizada a unos 700.000 km ($1R_{\odot}$) del centro del Sol, el espesor de la fotósfera es de un milésimo del radio solar. De modo que la fotósfera es lo que vemos a simple vista como la “superficie” del Sol, que luce bien definida debido a su delgado espesor (en comparación con el radio solar).

La fotósfera es la superficie del Sol en cuanto a la radiación respecta, pero no se puede decir lo mismo de la materia. Existe plasma solar por encima de la fotósfera, conformando la *cromósfera*, la *región de transición* (RT) y, finalmente, la *corona*. La cromósfera es una zona de 2000km de espesor, caracterizada por una temperatura del orden de $8 \times 10^3\text{K}$, y una densidad decreciente de 10^{17}cm^{-3} a 10^{11}cm^{-3} . El límite superior de la cromósfera es la región de transición (RT), una delgada capa de unos 300km de espesor, en la que la temperatura crece abruptamente de $\sim 10^4\text{K}$ a $\sim 10^6\text{K}$, mientras que la densidad decrece de $\sim 10^{11}\text{cm}^{-3}$ a 10^9cm^{-3} , siendo la presión aproximadamente constante. Por encima de la RT, la corona se extiende hacia el medio interplanetario, con temperaturas y densidades basales del orden de 10^6K y 10^9cm^{-3} , respectivamente.

Debido a su alta temperatura, el plasma coronal se halla altamente ionizado, compuesto por un 90% de H, 10% de He, y menos de 1% de iones más pesados, como O, Mg, Si, etc. De los números característicos de densidades detallados más arriba, es evidente que existe un enorme gradiente de presión entre la fotósfera y el medio interestelar, lo cual no permitiría en principio la existencia de la corona. No obstante, los complejos movimientos convectivos del plasma solar por debajo de la fotósfera, dan lugar a una compleja distribución de líneas magnéticas. Estos se alzan, en forma de lazos cerrados, atravesando la RT y poblando la corona. Estos lazos coronales, firmemente “atados” por debajo de la cromósfera, ejercen fuerzas electromagnéticas sobre el plasma coronal ionizado. Es precisamente la existencia de esta intensa actividad magnética solar la que contiene al plasma coronal. Las líneas magnéticas son por supuesto todas cerradas, pero algunas se cierran muy cerca de la fotósfera, mientras que otras lo hacen en el espacio interplanetario o incluso el espacio interestelar. Estas líneas pueden considerarse como “abiertas” para el análisis de la dinámica coronal en las cercanías del Sol ($1 - 10R_{\odot}$). Las estructuras magnéticas cerradas se presentan en todas las escalas espaciales $\leq 1R_{\odot}$. El plasma coronal es confinado por las estructuras cerradas, y también escapa al medio interplanetario siguiendo las estructuras abiertas, formando el denominado *viento solar*.

La estructura coronal no presenta un estado estacionario, sino que su complejidad cambia con el tiempo en forma cíclica. La actividad coronal

Capítulo 1. Introducción

presenta un *ciclo de actividad* de unos 11 años, habiéndose alcanzado el último mínimo en 1996. Durante el mínimo de actividad la estructura coronal alcanza un estado espacialmente organizado. Las altas latitudes (regiones polares) están dominadas básicamente por campos magnéticos abiertos, y las latitudes más cercanas al ecuador por estructuras cerradas. Estas son configuraciones de arcos magnéticos cerrados con bases de polaridad opuesta en torno del ecuador, rodeadas por estructuras magnéticas abiertas que las rodean y se extienden al medio interplanetario. Estos arcos magnéticos cerrados, denominados *chorros* (o “*streamers*”) *coronales*, se alzan sobre la “línea neutra” ecuatorial (la región fotosférica en torno de la cual se invierte la polaridad magnética de las líneas que conforman los arcos cerrados). Durante el mínimo, un “cinturón” de streamers ecuatoriales domina la estructura coronal desde el ecuador hasta latitudes medias. La zona cerrada de estos streamers llegan a alturas de $1.5 - 2.5R_{\odot}$ por encima de la fotosfera, y la extensión latitudinal de la base de su zona cerrada puede extenderse hasta $\sim \pm 40^{\circ}$ alrededor del ecuador. Estas enormes estructuras son relativamente estables, siendo observadas durante meses en torno de los mínimos de actividad solar. Rodeando estas estructuras cerradas, se extienden estructuras magnéticas abiertas que se tornan paralelas al ecuador por encima del pico del streamer, conformando la hoja de corriente interplanetaria (ya que a ambos lados del ecuador las polaridades se invierten).

Para estudiar esta variación latitudinal de la morfología coronal durante el mínimo solar, se diseñó la misión espacial *Ulysses*. Fue lanzada en 1992, y es la única misión que ha salido del plano de la eclíptica, al menos a escala interplanetaria. *Ulysses* fue diseñada para orbitar en torno al Sol en un plano aproximadamente perpendicular al de la eclíptica, a fin de observar las variaciones del viento solar con la latitud. Entre 1994 y 1995, cerca de mínimo solar, *Ulysses* logró observar todas las latitudes entre el polo sur y el norte.

Entre los resultados más importantes, *Ulysses* encontró que el viento solar tiene dos componentes claramente diferenciadas. La denominada componente *rápida*, claramente asociada a los agujeros coronales polares, y caracterizada por ser relativamente uniforme y estable. Su velocidad media es de unos $\sim 800\text{km/sec}$. La componente *lenta*, mucho más variable en términos de temperatura, composición, e intensidad magnética, tiene una velocidad media de orden $\sim 400\text{km/sec}$, y se observa en las regiones ecuatoriales. La transición entre ambas componentes es muy abrupta (unos pocos grados), ocurriendo en unos $\pm 20^{\circ}$ en torno del ecuador. La componente rápida es considerada como la componente “normal” proveniente de las regiones polares, mientras que la componente lenta está asociada a estructuras abiertas transitorias, que emergen de las zonas que rodean a los streamers coronales.

La componente rápida exhibe anisotropías muy fuertes en la temperatura microscópica de los protones e iones pesados que la componen, mientras que la componente lenta es aproximadamente isotrópica. Las colisiones parecen cumplir un rol central en la componente lenta, manteniendo temperaturas y velocidades de viento aproximadamente iguales para todas las especies. Las zonas abiertas en torno de los streamers corales son presuntamente las fuentes de la componente lenta del viento.

A distancias del orden de $\sim 2\text{UA}$ en las que *Ulysses* se mueve, se verificó una intensidad magnética aproximadamente independiente de la latitud, indicando que a tales distancias el campo magnético solar es básicamente uniforme. Esto constituye un resultado muy importante e inesperado. *Ulysses* ha completado entre 2000 y 2001, cerca del máximo solar, su segundo barrido latitudinal. De esta forma, se esperan resultados muy interesantes en los próximos meses, cuando los datos de máximo sean comparados con los de mínimo solar mencionados precedentemente.

El estudio de los streamers corales resulta entonces muy relevante, ya que brinda la oportunidad de analizar el plasma coronal en su transición entre diversos regímenes. La dinámica de los streamers abarca así el equilibrio entre zonas magnéticas cerradas y abiertas, la transición del viento rápido al lento y, debido a su gran extensión radial, implica la consideración del gradiente radial de densidades. A pesar de esto, los streamers no han sido estudiados en tanto detalle como otros fenómenos solares más localizados y transitorios. El estudio de los streamers es especialmente relevante en la época de mínimo, cuando estas estructuras representan la característica más evidente de la estructura coronal global. El último período de mínimo solar (1996), contó con la entonces recientemente lanzada misión *SoHO*, lo cual contribuyó a reactivar el estudio de las propiedades del mínimo solar.

La radiación proveniente de la corona solar es extremadamente débil, el cociente entre el brillo coronal y el brillo medio del disco alcanza un valor máximo de $\sim 10^{-6}$, disminuyendo a 10^{-9} a un diámetro solar de distancia de la fotosfera. En un día típico, el brillo del cielo es 3 a 5 órdenes de magnitud superior al de la corona. El descubrimiento temprano de la corona (previo a la era espacial) se debe al hecho completamente fortuito de que la Luna y el Sol presentan a la Tierra un tamaño angular casi idéntico. Esto constituye a la vez una casualidad realmente extraordinaria y un arreglo muy conveniente para observar la corona desde la Tierra en todo su esplendor durante eclipses totales.

La emisión proveniente de la corona tiene diversos orígenes, suele pensarse como una combinación de 'diferentes coronas', contribuyendo cada una con una emisividad generada por un mecanismo físico particular. Dos de estas emisiones serán de interés en el caso del modelado global de la corona,

las denominadas corona-K y corona-E. La corona-K consiste en un espectro de emisión continuo fuertemente polarizado, que resulta de la deflexión de la intensa luz fotosférica por parte del gas coronal. Esta luz estaría polarizada en un 100% si el Sol visible fuera una fuente puntual, y la deflexión ocurriese en un ángulo de $\pi/2$. Debido al tamaño extendido del Sol y a la complicada geometría coronal, la corona-K presenta una polarización bastante menor que el 100% y variable, dependiendo de la parte de la corona que se observe. La corona-K es observable mediante coronógrafos terrestres y espaciales. La corona-E representa auténtica emisión coronal, es decir, resultado de decaimientos electrónicos que ocurren en los iones que constituyen el plasma coronal. La intensidad total de la corona-E, integrada en todo su rango espectral, es muy débil. Sin embargo, la emisión de la corona-E está concentrada en líneas aisladas espectralmente, lo cual hace que ésta sea visible utilizando filtros muy angostos centrados en las líneas de interés. La corona-E es mejor observada por telescopios espaciales equipados con coronógrafos y filtros adecuados, como los instrumentos UVCS (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer) y LASCO, ambos a bordo de la nave espacial *SoHO*.

En este contexto, presentamos el desarrollo de un modelo MHD, axisimétrico y estacionario, capaz de reproducir la estructura global del campo magnético coronal y del viento solar. Dicho modelo contendrá sólo los efectos físicos más relevantes a gran escala, y utilizará condiciones de contorno de campo magnético, densidad y temperatura derivadas observacionalmente. El objetivo es explorar la capacidad de predicción de las características globales salientes de la corona solar, mediante un modelo relativamente simple. Más específicamente, aspiramos a reproducir por un lado la estructura bimodal de la corona, determinada por agujeros polares y chorros (streamers) ecuatoriales, y por otro lado las componentes rápida y lenta del viento solar. El enfoque propuesto será de minimización Lagrangiana, a diferencia de los enfoques teóricos existentes que integran en forma numérica directamente las ecuaciones MHD (ej: Wang et al. 1998). La capacidad predictiva del modelo debe testearse con predicciones de emisividad en rangos espectrales relevantes a la corona extendida, siendo los más intensos la luz blanca polarizada y III Ly α (en el rango UV). Las emisividades en estos rangos testean tanto la distribución de densidades (luz blanca) como el campo de velocidades del viento (Ly α). Proponemos entonces obtener imágenes artificiales a partir de nuestro modelo en ambos rangos espectrales.

1.1.2 Fulguraciones solares

Las *fulguraciones solares* (FSs) son fenómenos muy espectaculares que involucran una rica variedad de procesos físicos. Durante las mismas, se liberan en la corona solar enormes cantidades de energía magnética (hasta 10^{33} erg) en lapsos relativamente breves (10^2 – 3 s). Como comparación, la potencia radiativa total en la superficie del Sol, es de unos 4×10^{33} erg sec⁻¹. Si bien parte de esta energía se transfiere a energía cinética y térmica del plasma coronal, una fracción importante de la misma (hasta 10^{28} erg) se invierte en la generación de haces de electrones de alta energía. Estos haces se propagan siguiendo las intensas líneas de campo magnéticas locales, provocando a su paso la ignición de diversos procesos no-lineales. Entre estos procesos se encuentran la generación de turbulencia de plasma y la emisión de radio ondas, temas de estudio de la presente tesis.

Las regiones activas (RAs) se extienden desde profundos niveles en la fotosfera hasta la corona, y se caracterizan por una intrincada distribución de arcos magnéticos, topológicamente entrelazados entre sí. Estas regiones almacenan enormes cantidades de energía magnética, que en presencia de inestabilidades puede liberarse en forma impulsiva durante FSs. Las observaciones más modernas, que tienen una alta resolución espacial, revelan que los arcos magnéticos son en efecto estructuras fundamentales de las regiones activas. En una región activa se encuentra una enorme y compleja población de arcos, que existen desde escalas espaciales muy pequeñas hasta estructuras del orden del radio solar. Como sabemos, en plasmas altamente conductores (tal el caso del plasma solar), se verifica la propiedad de *congelamiento de las líneas de campo magnético a la materia*, es decir, las líneas de campo magnético acompañan a la materia. De modo que cada vez que vemos una imagen solar en rayos X donde se observe un arco de materia, debemos recordar que están presentes, con la misma geometría, los arcos de campo magnético. La gran mayoría de las fulguraciones no son muy intensas en luz blanca, en realidad emiten en mucho mayor medida en líneas espectrales como H_{α} , así como en las bandas del ultravioleta extremo y rayos-X blandos. Con el advenimiento de las observaciones desde el espacio, desde 1960 hasta la fecha, el volumen disponible de datos observacionales sobre este fenómeno ha crecido dramáticamente. No obstante, el desarrollo de modelos teóricos que permitan comprender este volumen de observaciones no ha acompañado el crecimiento explosivo de las mismas.

Las fulguraciones son clasificadas para propósitos prácticos en dos grupos: las pequeñas (o compactas) y las grandes (o eruptivas). Una fulguración pequeña normalmente ocurrirá en forma de un pequeño arco en la baja corona y la emisión estará confinada básicamente al plasma en el arco. El mecanismo

de disparo y de liberación de energía se presume de todas maneras similar al de las fulguraciones grandes. En contraste, una fulguración grande está usualmente asociada con una prominencia eruptiva. Una prominencia es una estructura elongada de material con densidad y temperatura cromosféricas, soportada a alturas coronales por fuerzas magnéticas. Estas estructuras son claramente observables en imágenes en H_α ; en absorción para fulguraciones en el disco solar y en emisión para fulguraciones sobre el limbo. En estas fulguraciones eruptivas, la emisión en rayos X ocurre en una arcada a lo largo de la prominencia con los arcos individuales orientados más o menos en ángulo recto con respecto al eje más largo de la prominencia. Paralelamente, se enfatiza la emisión en H_α en las bases de los arcos, formando de esa manera dos “bandas” a ambos lados de la prominencia. Estas bandas de emisión se separan mientras la fulguración progresa con arcos cada vez más grandes y elevados que continúan emitiendo en rayos X.

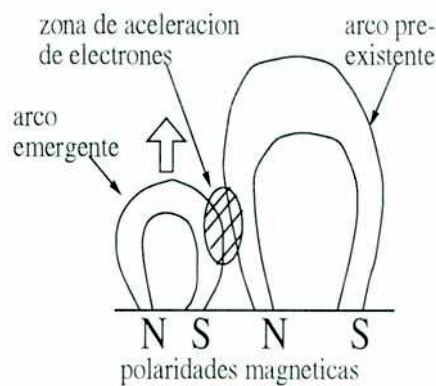


Figura 1.1: Arcos coronales en movimiento reconectan en regiones activasy aceleran electrones

El mecanismo físico que se presume vinculado con la liberación impulsiva de energía magnética durante fulguraciones solares es el de *reconexión magnética*. Típicamente, en una región activa puede darse una configuración de arcos en crecimiento y arcos pre-existentes, como se indica esquemáticamente en la Figura 1.1. A medida que dos líneas de campo magnético de sentido opuesto se acercan, se produce una región de rotor de campo magnético muy elevado y, lo cual implica una alta densidad de corriente. Por lo tanto existe también un campo eléctrico y una aceleración muy intensa de electrones, los cuales conforman un haz de alta energía que atravesará la corona solar guiado por las líneas de campo magnético que forman los arcos. Una vez que la energía magnética es liberada, el plasma coronal es calentado localmente a temperaturas del orden de 10^7K . Los haces de electrones viajan a

través de la corona y llegan hasta la cromósfera. Debido al rápido incremento en la frecuencia colisional, los haces de electrones son frenados en esta zona, transformando su energía fundamentalmente en energía térmica cromosférica, y una fracción menor en fotones X de alta energía (rayos X duros) por bremsstrahlung no térmico. De esta manera, luego de la fase impulsiva de la fulguración, la atmósfera solar local se encuentra muy perturbada respecto de la atmósfera de Sol tranquilo. Las densidades internas de los arcos magnéticos incrementan su densidad local a valores cercanos a los cromosféricos $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, proceso conocido como "evaporación cromosférica". Los físicos solares abocados al estudio de fulguraciones solares, generan modelos atmosféricos capaces de describir las observaciones SXT de las mismas.

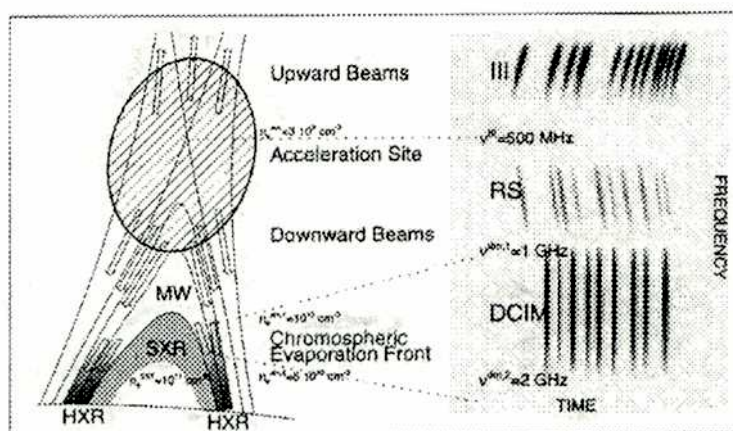


Figura 1.2: Esquema de una fulguración, y los diversos mecanismos de emisión asociados a la aceleración de electrones. La emisión decimétrica (DCIM: 1-3GHz) es generada en forma coherente por los haces de electrones acelerados. Las emisiones de radio III y RS corresponden al mismo fenómeno pero a mayores alturas (menores densidades). Las emisiones de rayos X-duros (HXR) se producen en la base de los arcos fulgurantes cuando los haces de electrones que generan emisión DCIM arriban a la cromósfera. Fuente: Bastian et al. (1998)

Los haces de electrones supratérmicos generados durante fulguraciones solares (FS) son entonces responsables de una variedad de mecanismos de radiación, desde rayos X duros (RXD) hasta radio frecuencias, indicados esquemáticamente en la Figura 1.2. El estudio de los distintos procesos provee información útil sobre aspectos complementarios de la función de distribución de los electrones del haz. Los haces de electrones supratérmicos son inyectados en la alta corona. A medida que atraviesan la atmósfera solar perturbada

generan turbulencia de Langmuir, perdiendo en este proceso (según veremos en la presente tesis) menos del 10% de su energía inicial. De modo que estos haces tienen energía suficiente para llegar a la cromósfera. En esta zona, la frecuencia colisional se incrementa abruptamente produciendo el rápido frenamiento colisional del haz con la consiguiente emisión de fotones por breemstrahlung supratérmico, generándose una importante emisión en rayos X duros (RXD). Las observaciones astrofísicas muestran que el espectro de RXD durante tales eventos sigue una ley de potencias, es decir

$$I(\epsilon) = a\epsilon^{-\beta} \quad (1.1)$$

donde $I(\epsilon)$ es el flujo de fotones (fotones $\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1} \text{keV}^{-1}$) en función de la energía ϵ (keV). La emisión de RXD viene determinada por el espectro en altas energías del haz de electrones inyectado, de modo que las observaciones nos proporcionan información sobre esta zona del mismo. A partir de consideraciones teóricas, puede mostrarse que para explicar el flujo medido de RXD, la zona de altas energías de la función de distribución del haz de electrones debe seguir también una ley de potencias (Tandberg-Hanssen & Emslie, 1988), es decir

$$F_{\text{haz}}(v) = Av^{-2\delta} \quad (1.2)$$

donde v es la velocidad de los electrones (suponemos un haz unidimensional perfectamente colimado). Además puede mostrarse (Tandberg-Hanssen & Emslie, 1988) que la relación entre δ y β es $\delta = \beta + 1$. A partir de análisis de espectros en RXD para diferentes eventos, se sigue que los valores de β típicamente están en el rango $3 \rightarrow 7$. Tomaremos como un β típico el valor $\beta = 4$. Consistentemente, cuando consideremos modelos particulares para la función de distribución, utilizaremos para la parte de altas energías precisamente la ley de potencias de la ecuación (1.2) con el valor $\delta = 5$ (Bastian et al., 1998).

Las observaciones de fulguraciones en RXD se realizan con gran resolución desde el espacio, como por ejemplo con los instrumentos HXRB-S/*SMM* (Hard X-Ray Burst Spectrometer a bordo de la Solar Maximum Mission), y del BATSE/*CGRO* (Burst and Transient Source Experiment a bordo del Compton Gamma Ray Observatory). Los datos en RXD revelan que las energías típicas de los electrones acelerados son $\geq 20\text{keV}$. Asimismo, el flujo total de energía de los haces involucrados se encuentra en el rango $10^7 - 10^{11} \text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (Aschwanden et al., 1995). Utilizaremos estos valores típicos en nuestros modelos.

Similares a los eventos de radio asociados a fulguraciones solares, los *eventos de tipo III* (Tandberg-Hanssen & Emslie, 1988) son uno de los eventos

solares más frecuentes en frecuencias de radio. Típicamente comienzan a frecuencias de algunos cientos de MHz y caen rápidamente a frecuencias menores a 1 MHz. A menudo se observan simultáneamente radiaciones cuyo cociente de frecuencias es como 1:2 aproximadamente. Estas emisiones se interpretan como el trazo del paso de haces de electrones que derivan alejándose del Sol y, consistentemente con ello, no se correlacionan fuertemente con eventos de RXD (a diferencia de los eventos de radio de FSs). Asimismo, se observan variantes de estos estallidos de tipo III que comienzan con frecuencias bajas y evolucionan a frecuencias altas, denominados eventos “RS” (reverse slope).

Los físicos solares coinciden en que la causa de los eventos de radio reseñados, se deben a la interacción de los haces de electrones supratérmicos mencionados con la atmósfera solar a medida que la atraviesan. La interacción coulombiana los hace inestables, dando lugar por ejemplo al crecimiento de ondas de Langmuir (ondas de plasma de frecuencia igual a la frecuencia de plasma electrónica), o de ondas iónico-acústicas (ondas iónicas de plasma, de muy baja frecuencia). Estas ondas de plasma pueden luego transformarse en radio ondas de frecuencia igual a la frecuencia de plasma local o sus armónicos. La generación de radio ondas de frecuencia igual a la de plasma es el resultado de la aniquilación de una onda de Langmuir y una onda iónico-acústica, mientras que la emisión de frecuencia doble a la del plasma es el resultado de la aniquilación de dos ondas de Langmuir. Para parámetros adecuados en lazos magnéticos fulgurantes sobre regiones activas, la frecuencia de segundo armónico resulta estar en el rango 0.5 – 3GHz.

Otro mecanismo posible para la generación de radio ondas, es la radiación girosincrotrón incoherente causada por electrones describiendo trayectorias espirales en torno de líneas de magnéticas. En regiones activas fulgurantes, los valores característicos para densidad de partículas e intensidad magnética son tales que las frecuencias ciclotrón pueden resultar comparables y mayores a las de segundo armónico de plasma. Sin embargo, se encuentra que las emisiones de giro-sincrotrón (y otros mecanismos incoherentes de emisión) tienden a ser fuertemente re-absorbidos (y su intensidad resultante fuertemente disminuída) a medida que la frecuencia decrece (Bastian et al., 1998). Así, la emisión de girosincrotrón en fulguraciones solares resulta ser preponderante a frecuencias en el rango 5 – 10GHz y mayores (rango centimétrico-milimétrico). Por debajo de los 3GHz (rango métrico-decimétrico), la emisión de radio ondas resulta dominada por el mecanismo coherente de emisión en segundo armónico de plasma (Bastian et al., 1998). Debido a su carácter de proceso incoherente, establecer la relación entre la energía de los electrones de haces y la emisividad de girosincrotrón resultante, es un cálculo relativamente directo que, si bien es muy engorroso, puede realizarse mediante computadoras de alto poder de cómputo. En el caso de la emisión debida

a turbulencia de plasma generada por los haces, y precisamente por deberse un mecanismo coherente, establecer esta relación causa-efecto (tema de la presente tesis) es un tema mucho menos directo.

Los haces de electrones juegan así un rol fundamental en las teorías de fulguraciones solares y eventos de tipo III, pudiendo en principio explicar una gran variedad de fenómenos que ocurren durante las mismas. Por supuesto que las radio ondas no son la única emisión que resulta de una fulguración solar. La correlación temporal de las observaciones a distintas frecuencias revela claramente que estas emisiones son las huellas del mismo haz de electrones en su paso a través de la atmósfera solar. La rica variedad de longitudes de onda generadas nos habla de la diversidad de fenómenos físicos involucrados en la interacción del haz con la atmósfera.

Existen desacuerdos significativos entre el número y la energía en electrones supratérmicos que se requieren para predecir correctamente las emisiones de radio y las de HXR asociadas. Suponiendo modelos de thick-target, las mediciones de HXR permiten estimar la energía de los haces de electrones involucrados. Para dichos haces, los modelos de turbulencia y radio ondas existentes predicen emisividades de radio dos o tres órdenes de magnitud más altas de lo que se observa (Emslie & Smith, 1984; Hamilton & Petrosian, 1987).

En este marco, y en parte con el objetivo de investigar las causas de este desacuerdo, desarrollamos un modelo no-lineal de generación de turbulencia de plasma por haces de partículas energéticas. Nuestros modelos, aplicables a fulguraciones solares y eventos de tipo III, son estacionarios y unidimensionales, considerando consistentemente las colisiones coulombianas (contra el plasma ambiental) y el efecto de la interacción no-lineal entre ondas de Langmuir y los electrones de alta energía (relajación cuasilineal). Asimismo, desarrollamos cálculos de emisividad en el segundo armónico de plasma debido a la turbulencia de Langmuir excitada. Estos modelos involucran diversos procesos no-lineales de interacción entre la turbulencia de Langmuir excitada por el haz y ondas iónico-acústicas, permitiendo que se produzca el fenómeno de emisión en el segundo armónico por coalescencia de ondas de Langmuir con distinto vector de onda. Un objetivo central de nuestro estudio será el de contribuir a una predicción de radio ondas consistente con las observaciones en HXR.

1.2 Física de plasmas

Un plasma es un gas a temperaturas lo suficientemente altas para que sus átomos constitutivos se encuentren mayoritariamente ionizados. El gas resultante está constituido por partículas no neutras, los iones (con carga positiva) y los electrones libres (negativos). De esta forma, una de las fuerzas de interacción entre las partículas es de largo alcance (coulombiana). Por este motivo, la física de plasmas resulta radicalmente diferente a la de fluidos neutros.

El estudio teórico de la física de plasmas abarca una variedad de fenómenos y una diversidad de regímenes. Referimos al lector a los libros clásicos en el tema, tales como Nicholson (1983) o Krall & Trivelpiece (1973). Asimismo, existen diversos libros que discuten la física de plasmas en el contexto específico de la corona solar, tales como Tandberg-Hanssen & Emslie (1988) o Priest (1982).

La presente sección introduce aquellos aspectos básicos de física de plasmas que serán utilizados en la presente tesis. Esta sección no pretende entonces constituir una introducción completa al tema, sino de ciertos aspectos teóricos de física de plasmas que serán centrales para nuestro trabajo.

1.2.1 Descripción cinética

Un plasma es un sistema de partículas cargadas con una densidad lo suficientemente alta como para que las fuerzas de largo alcance (coulombianas) entre ellas sea un factor determinante de la evolución y de las propiedades estadísticas de dicho sistema. Al mismo tiempo, la densidad debe ser lo suficientemente baja como para que la fuerza que cada partícula siente debido a sus vecinos cercanos sea despreciable frente a la ejercida por el resto del sistema.

Un plasma es pues un sistema de N partículas compuesto por distintas especies α , y para tratarlo puede recurrirse a una descripción estadística. Introducimos entonces la *función de distribución de una partícula de la especie α* , f_α , como la densidad de partículas de la especie α en función del tiempo en el espacio 6-dimensional $(\mathbf{x}, \mathbf{w})$, es decir, de tal manera que

$$n_\alpha(\mathbf{x}, t) [\text{cm}^{-3}] = \int d\mathbf{w} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{w}, t) \quad (1.3)$$

es la densidad volumétrica de partículas de la especie α . Ahora bien, las partículas del plasma están cargadas y son afectadas por los campos electromagnéticos externos presentes. Pero el propio plasma genera una densidad

de carga $\langle \rho_{int} \rangle$ y una densidad de corriente $\langle \mathbf{J}_{int} \rangle$, autoconsistentes con la distribución de partículas del mismo, dadas por las expresiones

$$\langle \rho_{int} \rangle(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int d\mathbf{w} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{w}, t) \quad (1.4)$$

$$\langle \mathbf{J}_{int} \rangle(\mathbf{x}, t) = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int d\mathbf{w} \mathbf{w} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{w}, t) \quad (1.5)$$

donde q_{α} es la carga eléctrica de la especie α . De modo tal que los campos totales que actúan sobre las partículas del plasma son

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_{ext}(\mathbf{x}, t) + \langle \mathbf{E}_{int} \rangle(\mathbf{x}, t) \quad (1.6)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}_{ext}(\mathbf{x}, t) + \langle \mathbf{B}_{int} \rangle(\mathbf{x}, t) \quad (1.7)$$

que satisfacen las ecuaciones de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = 4\pi \rho(\mathbf{x}, t) \quad (1.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}(\mathbf{x}, t) \quad (1.9)$$

donde

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \rho_{ext}(\mathbf{x}, t) + \langle \rho_{int} \rangle(\mathbf{x}, t) \quad (1.10)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{J}_{ext}(\mathbf{x}, t) + \langle \mathbf{J}_{int} \rangle(\mathbf{x}, t) \quad (1.11)$$

Con estas consideraciones, puede mostrarse que una ecuación cinética apropiada para el estudio de un plasma es la ecuación de Boltzmann (Krall & Trivelpiece, 1973)

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}_{\alpha}}{m_{\alpha}} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{w}} = \left(\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} \right)_c \quad (1.12)$$

$$\mathbf{F}_{\alpha} \equiv \mathbf{g} + q_{\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right)$$

donde m_{α} es la masa de la especie α , y $\mathbf{F}_{\alpha}$ representa la fuerza que sienten las partículas debido a las *fuerzas de volumen* de la gravedad y el efecto electromagnético conjunto de todo el plasma y el generado por las fuentes externas. El efecto colectivo de todo el plasma sobre una partícula está

considerado al escribir la fuerza de Lorentz incluyendo los campos autoconsistentes. El miembro derecho representa el efecto de unas pocas partículas muy cercanas a la posición $\mathbf{x}$. Como los campos $\mathbf{E}$ y $\mathbf{B}$ dependen de la función de distribución, la ecuación de Boltzmann acoplada con las ecuaciones de Maxwell constituyen un sistema de ecuaciones no-lineales para la función de distribución de partículas.

La ecuación de Boltzmann se deduce a partir de la ecuación estadística básica que describe el movimiento de N partículas en el espacio $\mathbf{x}, \mathbf{w}$ de las mismas (un espacio $6N$ -dimensional), denominada *ecuación de Liouville* (Krall & Trivelpiece, 1973). Para especificar el límite de validez de la ecuación de Boltzmann vamos a definir uno de los más importantes parámetros del plasma, la *longitud de Debye* λ_D . El potencial electrostático de una partícula aislada de carga q es $\phi = q/r$. En un plasma, los electrones son atraídos por los iones y *blindan* su campo electrostático del resto del plasma. Análogamente, un electrón en reposo es blindado por iones. Este efecto altera el potencial en la vecindad de una partícula cargada, de manera que el potencial electrostático de una carga en reposo en un plasma resulta estar dado por

$$\phi = \frac{q}{r} e^{-r/\lambda_D} \quad (1.13)$$

$$\lambda_D \equiv \left(\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (1.14)$$

donde n_e es la densidad de electrones, T_e es la temperatura de su distribución, k_B es la constante de Boltzmann y e es la carga eléctrica del electrón. Estas expresiones son válidas para un plasma constituido por electrones y protones (aproximadamente válido para la corona solar).

En primer lugar, la ecuación de Boltzmann utiliza la mecánica clásica para describir la dinámica de las partículas del plasma, suponiendo que el plasma es un sistema clásico y no cuántico. Para que esta suposición se cumpla debe ocurrir que la distancia media entre las partículas del plasma sea mucho mayor que la longitud de De Broglie asociada a las partículas. Es decir, para cada especie α del plasma debe cumplirse la siguiente desigualdad

$$(4\pi n_\alpha/3)^{-1/3} \gg h/(4m_\alpha k_B T_\alpha/3)^{1/2} \quad (1.15)$$

donde h es la constante de Planck y T_α la temperatura de la distribución de la especie α . En segundo lugar, existe la suposición de que el plasma está *débilmente acoplado*. Esto significa que los valores típicos de energías coulombianas de interacción entre partículas son mucho menores que la energía térmica de la distribución. A partir de las consideraciones que definen

la longitud de Debye, puede mostrarse que este cociente, denominado g , es del orden de la inversa del número de partículas que existe en una “esfera” de Debye (Krall & Trivelpiece, 1973)

$$g \equiv \left| \frac{\langle E_{inter} \rangle}{\langle k_B T_n \rangle} \right| \sim \frac{1}{4\pi n_a \lambda_D^3 / 3} \ll 1 \quad (1.16)$$

Este es uno de los parámetros adimensionales más importantes del plasma y recibe el nombre de *parámetro de plasma*. El parámetro de plasma g puede interpretarse como una medida del peso relativo de los fenómenos colectivos respecto de los efectos de partícula individual: si $g \ll 1$ ocurre que los primeros dominan sobre los últimos. El modelo de Boltzmann puede obtenerse desarrollando la ecuación completa y exacta de Liouville (ecuación estadística básica) en una cadena infinita de ecuaciones según potencias de g . Puede mostrarse que el orden cero de esta cadena es precisamente la ecuación de Boltzmann (Krall & Trivelpiece, 1973).

En este punto pueden tomarse dos caminos en la descripción teórica de un plasma. Por un lado se puede continuar con la descripción cinética (o microscópica), que considera cada partícula mediante un tratamiento estadístico que proporciona información sobre la función de distribución. Por otro lado se puede pasar a la descripción macroscópica (o “fluidística”), desarrollando las ecuaciones *magnetohidrodinámicas* (MHD). La elección del marco teórico adecuado dependerá del fenómeno particular de interés.

La descripción microscópica tendrá sentido al estudiar fenómenos que ocurren en escalas espacio-temporales menores que las colisionales, un ejemplo de esto será la interacción de haces energéticos con el plasma atmosférico coronal. Cuando se estudian fenómenos de gran escala espacio-temporal, para los cuales las longitudes características son mucho mayores que el camino libre medio de las partículas, el tratamiento macroscópico será el adecuado, tal es el caso del estudio de la estructura coronal global. Continuaremos introduciendo algunos elementos relevantes de la descripción microscópica, y haremos lo propio para la aproximación MHD en la próxima sección.

Un concepto central a la física de plasmas, es el de *fenómenos colectivos*, que involucran el efecto de un gran conjunto de partículas sobre otro conjunto. La razón de la existencia de estos fenómenos es precisamente la característica de largo rango de la fuerza de Coulomb que existe entre las partículas del plasma. Este es el caso de los fenómenos ondulatorios, que se presentan en muchas formas en los plasmas coronales. Un tipo básico de ondas, que además resultan relevantes para el presente trabajo, son los modos longitudinales de Langmuir. Si en una región del plasma se separan las cargas negativas de las positivas, estas partes se atraerán colectivamente unas a otras, proveyendo una fuerza que intentará llevar el plasma a su

situación cuasi-neutra inicial. Si las cargas se dejan libradas a la acción de estas fuerzas, obtendremos un movimiento oscilatorio. El movimiento ocurrirá básicamente en los electrones (ya que los iones son ~ 1850 veces más masivos), que oscilarán con una determinada frecuencia. Esta frecuencia ω_e es un parámetro central de la física de plasma, y se denomina frecuencia de plasma de electrones. La oscilación de la densidad de electrones producirá a la vez una oscilación $\mathbf{E}$ en el campo eléctrico que estos generan. Este vector eléctrico oscilante estará dirigido a lo largo (paralelamente) de la dirección de oscilación de los electrones, recibiendo por esto el nombre de modos de oscilación longitudinales.

La frecuencia de oscilación de plasma resulta ser mucho mayor que la colisional, de modo que un estudio detallado de sus efectos requiere del uso de la teoría cinética. Sin hacer un estudio detallado (que puede encontrarse por ejemplo en Krall & Trivelpiece, 1973), describiremos el tipo de cálculo para un ejemplo sencillo, y detallaremos algunos resultados importantes. El enfoque es perturbativo, la distribución inicial $f_0(\mathbf{x}, \mathbf{w}, t)$ es perturbada con una pequeña oscilación de electrones, representada por una distribución $\epsilon f_1(\mathbf{x}, \mathbf{w}, t)$ (con $\epsilon \ll 1$). Los campos electromagnéticos podrán también descomponerse en la suma de sus valores de equilibrio y una pequeña perturbación. Si se suplanta una descomposición de este tipo en la ecuación de Boltzmann y se desprecia el término colisional, puede obtenerse un sistema de ecuaciones *linealizado* no-colisional para las perturbaciones de los campos. Para resolver este sistema de ecuaciones diferenciales acopladas se utilizan transformaciones integrales. Se introducen las transformadas de Fourier (en los argumentos espaciales) y de Laplace (en los temporales) de las perturbaciones de la función de distribución y del potencial electrostático. El sistema de ecuaciones diferenciales queda reducido a un sistema de ecuaciones algebraicas en las transformadas de F-L. De este sistema transformado puede despejarse una expresión para la transformada F-L de la perturbación. Si luego se realiza la transformación de Laplace inversa de esta cantidad, se obtiene la evolución temporal del modo k -ésimo de Fourier de la perturbación. Finalmente, se obtiene la perturbación en función del tiempo por la transformada de Fourier inversa. Se encuentra que las oscilaciones de plasma electrónicas de vector de onda $\mathbf{k}$ se producen a la frecuencia

$$\omega(\mathbf{k}) \approx \omega_e \sqrt{1 + 3(k\lambda_D)^2} \quad (1.17)$$

$$\omega_e \equiv \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (1.18)$$

donde ω_e es la *frecuencia electrónica de plasma*, $\lambda_D \equiv v_{Te}/\omega_e$ es la longitud

de Debye de plasma, y v_{Te} es la velocidad térmica de los electrones. Asimismo, se encuentra que estos modos de Langmuir presentan una componente *imaginaria* ω_i en su frecuencia (el resultado de arriba es la parte real de la misma), que resulta

$$\omega_i \approx \frac{\pi}{2} \omega_e v^2 \frac{\partial g}{\partial v} \quad (1.19)$$

donde $v = \omega_e/k$ es la velocidad de fase de la onda, y $g(v)$ es la función de distribución de los electrones integrada en las direcciones perpendiculares a la de $\mathbf{k}$. Los campos perturbados presentan entonces un factor $e^{\pm i t}$. El exponente ω_i resulta positivo o negativo, dependiendo del signo de la derivada $\frac{\partial g}{\partial v}$ evaluada en el valor $v = \omega_e/k$. En zonas de la distribución con $dg/dv < 0$ se produce un *amortiguamiento* ("de Landau") de las ondas de Langmuir, mientras que si $dg/dv > 0$ se produce una excitación de ondas de Langmuir. Físicamente, las ondas intercambian energía con los electrones que se mueven con velocidad cercana a su velocidad de fase, tomando energía de las partículas algo más rápidas y cediéndole energía a las partículas algo más lentas. En zonas de pendiente positiva, existe un mayor número de partículas con velocidad ligeramente mayor a la onda que partículas con velocidad ligeramente menor, de modo que en el balance de intercambio las ondas ganan energía. Por otro lado, los electrones que ceden energía *difunden* a menores velocidades, y los que toman energía lo hacen a mayores velocidades, esto modifica la función de distribución, a través de un fenómeno difusivo.

El procedimiento linealizado descripto solo permite describir el problema mientras las perturbaciones sean pequeñas, es decir, en sus estadios iniciales. Por ejemplo, el factor $e^{\omega_i t}$ es el perfil de crecimiento (o amortiguación) inicial de las ondas. La descripción del estadio avanzado del acoplamiento entre la distribución de partículas y la densidad de energía por unidad de velocidad ($W(v)$) en ondas de Langmuir, es un problema no lineal. El tratamiento detallado no-lineal de la ecuación de Boltzmann, lleva al sistema de ecuaciones adecuado para describir la evolución temporal de la función de distribución y de las energías de las ondas. Si se desprecian los efectos colisionales, y las interacciones no-lineales entre distintas ondas, se obtiene el sistema de ecuaciones *cuasi-lineal* (Tandberg-Hanssen & Emslie, 1988; Kaplan & Tsytovich, 1973)

$$\frac{dg}{dt} = \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\pi \omega_e}{n_e m_e} v W \frac{\partial g}{\partial v} \right) \quad (1.20)$$

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\pi \omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial g}{\partial v} W \quad (1.21)$$

Como discutimos en el Cap. 1, esta interacción entre electrones y ondas de Langmuir es central a los modelos de fenómenos de radio en fulguraciones solares. Con la discusión precedente hemos pretendido simplemente mencionar algunos resultados básicos relevantes básicos a nuestro modelo de fulguraciones solares. Según veremos en el Cap. 4 de la presente tesis, la consideración simultánea del efecto de las colisiones es clave para una comprensión del fenómeno de haces de alta energía en fulguraciones solares. Asimismo, veremos que también son relevantes los efectos no-lineales entre ondas de Langmuir y entre ondas de Langmuir y otros modos ondulatorios. El sistema de ecuaciones (1.20-1.21) cuasi-lineal será completado con los términos apropiados. Un tratamiento adecuado y detallado puede hallarse en los textos de física de plasma. Para una introducción breve y clara a la aproximación cuasi-lineal no-colisional, referimos al lector al capítulo 3 del libro de Tandberg-Hanssen & Emslie (1988). Para un tratamiento más profundo y completo (incluyendo los efectos colisionales y no-lineales entre ondas) referimos al lector a los libros de Tsytovich (1970) y Kaplan & Tsytovich (1973).

En la próxima sección mencionaremos aspectos básicos de la aproximación MHD de plasma, relevantes a nuestro modelo global de la corona solar.

1.2.2 Descripción MHD

En la discusión siguiente nos restringiremos a un plasma compuesto por electrones (e) y protones (p), para tratar la estructura coronal global. Eventualmente, esta descripción puede extenderse a otras especies, considerando los iones más pesados y mucho menos abundantes. La densidad total será $n = n_e + n_p$, la presión total de gas $p = k_B(n_e T_e + n_p T_p)$, y la densidad total de masa $\rho = n_e m_e + n_p m_p \approx n_p m_p$.

Si $Q(\mathbf{w})$ representa el valor de una magnitud física Q para una partícula que se mueve con velocidad $\mathbf{w}$, estaremos interesados en sus *promedios macroscópicos* $\langle Q(\mathbf{x}, t) \rangle_\alpha$ para cada especie α . Estos promedios se definen, en forma análoga a la densidad volumétrica de partículas, por

$$\langle Q(\mathbf{x}, t) \rangle_\alpha \equiv \frac{1}{n_\alpha} \int d\mathbf{w} Q(\mathbf{w}) f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{w}, t) \quad (1.22)$$

La aproximación MHD no se interesa por la descripción microscópica, de modo que sus ecuaciones se deducen integrando la ecuación (1.12) de Boltzmann de cada especie en el espacio de velocidad microscópica $\mathbf{w}$. Para obtener las distintas ecuaciones MHD, se toman los *momentos* de la ecuación de Boltzmann. Es decir, se multiplica esta ecuación por funciones $Q(\mathbf{w})$ apropiadas

(potencias enteras de $\mathbf{w}$), y se integra en velocidad. Al realizar esta integración para cada uno de los cuatro términos de la ecuación (1.12), obtenemos

$$\int d\mathbf{w} \quad Q(\mathbf{w}) \quad \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (n \langle Q \rangle) \quad (1.23)$$

$$\int d\mathbf{w} \quad Q(\mathbf{w}) \quad \mathbf{w} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} = \nabla \cdot (n \langle Q \mathbf{w} \rangle) \quad (1.24)$$

$$\int d\mathbf{w} \quad Q(\mathbf{w}) \quad \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{w}} = - \left\langle \frac{\partial}{\partial \mathbf{w}} \cdot (Q \mathbf{F}) \right\rangle \quad (1.25)$$

$$\int d\mathbf{w} \quad Q(\mathbf{w}) \quad \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c \equiv \Gamma_Q \quad (1.26)$$

donde hemos suprimido el sub-índice α para compactar la notación. Γ_Q es el vector que describe (para la especie α) la transferencia de la magnitud Q debida a colisiones binarias. Tomando en la ecuación de Boltzmann el momento de orden cero, correspondiente a la cantidad $Q = 1$, se obtiene la ecuación de continuidad para cada especie α

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{V}) = 0 \quad (1.27)$$

En este caso, la integral que involucra la fuerza de volumen es nula, ya que $\frac{\partial}{\partial \mathbf{w}} \cdot \mathbf{F} = 0$ para el caso de fuerzas independientes de la velocidad (gravedad y eléctrica) y también para la forma particular de la fuerza magnética. Asimismo, como las colisiones no modifican el número de partículas de la especie, la integral de colisiones binarias también se anula.

Para obtener el balance de fuerzas, recurrimos al momento de orden uno. Más específicamente, multiplicamos la ecuación de Boltzmann por la cantidad $Q = m\mathbf{w}$, e integramos, para obtener

$$\frac{\partial}{\partial t} (nm \mathbf{V}) + \nabla \cdot (nm \langle \mathbf{w} \mathbf{w} \rangle) - n \mathbf{F} = \int d\mathbf{w} \quad m \mathbf{w} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \equiv \mathbf{P} \quad (1.28)$$

donde $\mathbf{P}$ describe la transferencia de impulso lineal por colisiones. Podemos descomponer las velocidades microscópicas $\mathbf{w}$ en función de su promedio $\mathbf{V} = \langle \mathbf{w} \rangle$ y su fluctuación estadística $\mathbf{u}$ (térmica) en torno del promedio, es decir

$$\begin{aligned} \mathbf{w} &= \mathbf{V} + \mathbf{u} \\ \langle \mathbf{w} \mathbf{w} \rangle &= \mathbf{V} \mathbf{V} + \langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle \end{aligned} \quad (1.29)$$

ya que $\langle \mathbf{V} \rangle = \mathbf{V}$ y $\langle \mathbf{u} \rangle \equiv 0$. Finalmente, introducimos el tensor de presiones $\bar{\bar{P}}$, que representa el promedio macroscópico del flujo de impulso debido a las fluctuaciones (térmicas) de velocidad cuadrática en torno del promedio,

$$\bar{\bar{P}} \equiv \langle nm\mathbf{u}\mathbf{u} \rangle \quad (1.30)$$

Así, para cada especie α , el momento de orden uno dado por la ecuación (1.28), se escribe (incorporando nuevamente el subíndice α que denota las especies)

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_\alpha m_\alpha \mathbf{V}_\alpha) + \nabla \cdot (n_\alpha m_\alpha \langle \mathbf{V}_\alpha \mathbf{V}_\alpha \rangle) + \nabla \cdot \bar{\bar{P}}_\alpha - n_\alpha \mathbf{F}_\alpha = \mathbf{P}_\alpha \quad (1.31)$$

Utilizaremos la descripción de *un solo fluido*, sin discriminar especies. Para ello, planteamos los momentos de orden cero y uno (ecuaciones (1.27) y (1.31)) para electrones y protones y las sumamos, obteniendo

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1.32)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\bar{P}} + \rho \mathbf{V}\mathbf{V}) = -\rho \nabla \Phi_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (1.33)$$

donde hemos hecho uso de las definiciones y aproximaciones

$$\begin{aligned} \rho &= n_e m_e + n_p m_p \\ \rho \mathbf{V} &= n_e m_e \mathbf{V}_e + n_p m_p \mathbf{V}_p \\ n_e &\sim n_p \rightarrow (n_p - n_e) \mathbf{E} \approx 0 \\ (n_p \mathbf{V}_p - n_e \mathbf{V}_e) e &\equiv \mathbf{J} = \frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{B} \\ \mathbf{P}_{ep} &= -\mathbf{P}_{pe} \end{aligned} \quad (1.34)$$

La suposición de cuasi-neutralidad $n_e \sim n_p$ conduce a la cancelación de la fuerza eléctrica, ya que el momento ganado por electrones y protones (en respuesta al campo eléctrico aplicado) será de igual módulo y sentido opuesto. La última condición plantea la cancelación de la suma de los términos de transferencia de impulso lineal entre las dos especies, es decir, la tercera ley de Newton.

La siguiente ecuación que puede obtenerse por este procedimiento, es la ecuación de transporte energético. Esta surge del momento de orden dos de la ecuación de Boltzmann, es decir, multiplicando por el tensor $\mathbf{w}\mathbf{w}$ e integrando. Notemos que al obtener el momento de orden uno han aparecido

momentos de orden dos de la función de distribución, a través del tensor de presiones. Análogamente, al plantear el momento de orden dos, se introducirán momentos de orden tercero, en las componentes del *tensor de flujo de calor*. De la misma forma, el momento de tercer orden acoplará con los de cuarto, etc. Se recurren a expresiones de *clausura* a fin cerrar el sistema de ecuaciones, es decir, se modela el término que acopla el momento de orden n con el $n + 1$, para concluir con un sistema de $n + 1$ ecuaciones.

Los modelos coronales generalmente recurren a expresiones teóricas o semi-empíricas para el tensor de presiones, de manera tal de formar un sistema de ecuaciones cerrado con los dos primeros momentos de la ecuación de Boltzmann (ecuaciones de continuidad y balance de fuerzas).

Aplicaremos la descripción MHD para nuestro modelo de corona solar global. Según veremos en el próximo capítulo, cerraremos el sistema de ecuaciones modelando en forma semi-empírica el tensor de presiones, recurriendo para ello a observaciones de densidad y temperatura, y suponiendo un comportamiento de gas ideal ($p = nk_B T$) para cada componente del tensor.

Habiendo concluido la introducción a los temas de la presente tesis, describimos brevemente la estructura de la misma. En el Cap. 2 presentamos el modelo MHD que describe la estructura estacionaria global de la corona. A partir de las soluciones de este modelo, en el Cap. 3 calculamos imágenes artificiales de la corona, en rangos ultravioleta y de luz blanca. El modelo cinético de generación de turbulencia de Langmuir en fulguraciones solares es descrito en el Cap. 4. La emisividad en radiofrecuencias generada en el segundo armónico de plasma es calculada en el Cap. 5. Finalmente, en el Cap. 6, reseñamos las conclusiones principales de la presente tesis.

Capítulo 2

Modelo Global de la Corona Solar

2.1 El modelado de la corona solar

Los primeros intentos de modelar la corona global incluyendo las estructuras de los chorros coronales, y de predecir la modulación del viento solar por tales estructuras, están basados en la MHD ideal y son de tipo *iterativo* (Pneuman & Kopp, 1971). Estos modelos resuelven las ecuaciones MHD estacionarias en forma iterativa, imponiendo condiciones de contorno para el campo magnético y las variables macroscópicas del plasma (densidad, temperatura) en la superficie del Sol y en el infinito. En tal tipo de trabajos, se especifica una distribución de corriente inicial y se calcula la configuración magnética correspondiente. Luego, usando las líneas de campo calculadas, se resuelven las ecuaciones de viento solar a lo largo de ellas. Con la integración de las ecuaciones, se calcula una nueva distribución de corriente. Esto completa una iteración, con esta nueva distribución de corriente se comienza el proceso. Esto se repite hasta que se alcanza una convergencia pre-establecida en la solución que surge de cada iteración.

Pneuman & Kopp (1971) (PK71), fueron los primeros en realizar este tipo de enfoque. Ellos consideran una corona isotérmica, en expansión estacionaria y con simetría en torno del eje de rotación. Como condición de contorno en la superficie solar, suponen un campo magnético dipolar. En particular, obtienen que la estructura cerrada del núcleo se extiende hasta unos $2.5R_{\odot}$, un valor razonable a partir de datos observacionales. En un trabajo posterior, Yeh and Pneuman (1977) (YP77), realizaron un acercamiento al tema desde el problema de las hojas de corriente, considerando que la interfase de separación entre las estructuras magnéticas cerradas del núcleo de los chorros y las regiones abiertas circundantes, debe contener importantes densidades de corrientes confinadas en un espacio de volumen muy pequeño. En su trabajo, YP77 postulan que la distribución de corriente más relevante es la de la hoja de corriente, y consideran despreciables las distribuciones de corriente

en volumen que PK71 consideraron en forma consistente. Sin embargo, esta simplificación de YP77 permite relajar la suposición de simetría axial del trabajo de PK71. Para mostrar compatibilidad entre ambos trabajos, YP77 resolvieron con su método la situación previamente analizada por PK71. Los resultados de ambos trabajos son muy comparables.

Posteriormente, Cuperman et al. (1990), eliminaron la limitación isotérmica de PK71, considerando flujos MHD térmicamente conductivos en las estructuras de los streamers. Su enfoque, sin embargo, mantiene la suposición de axisimetría. Para compensar la complejidad extra que acarrea la inclusión del flujo de calor, suponen una estructura magnética previamente fijada. Esto es una simplificación ya que, como hemos notado previamente, la formación de los chorros es el resultado de una compleja interacción entre la expansión del plasma coronal y los campos magnéticos anclados a la fotosfera. Sin embargo, los relativamente nítidos límites de los chorros, que se observan hasta varios radios solares, indican el rol dominante de los campos magnéticos en tales regiones coronales. Por lo tanto, la idea de considerar un campo magnético prescripto, sobre el cual se calcula la evolución del plasma del viento solar (sin modificar la estructura magnética), parece razonable. Este enfoque es al menos representativo de la vida “adulta” estacionaria de los chorros, requiriéndose un enfoque más general para describir el nacimiento y decaimiento de estas estructuras. Más recientemente, Cuperman et al. (1993) (CB93), realizaron un excelente trabajo, en el que extienden este tipo de modelos iterativos a un tratamiento 3D. En dicho trabajo desarrollan un formalismo matemático MHD estacionario, de aplicabilidad muy general y, por tanto, apropiado para futuros enfoques 3D al tema. Como ejemplo, los autores aplican su formalismo al caso axisimétrico, conciliando este con resultados de los trabajos previamente citados.

Un enfoque alternativo para modelar los chorros, es el de los modelos de *relajación*. En este tipo de modelos, se parte de una condición inicial consistente en una solución hidrodinámica de la ecuación estacionaria de movimiento radial (para un gas politrópico), acopladas con un campo magnético dipolar (o multipolar). La solución numérica de las ecuaciones dependientes del tiempo gradualmente se acerca a un estado cuasi-estacionario con características que se asemejan mucho a las de los chorros. En este caso, se imponen condiciones de contorno de simetría tanto en el polo como en el ecuador, y las ecuaciones se integran entre la superficie solar y unos $5-10R_{\odot}$. Un trabajo pionero en esta línea es el de Endler (1971), que analiza un caso isotérmico. Posteriormente, Washimi et al. (1987), consideran la extensión de aquel trabajo al caso politrópico y con simetría cilíndrica. Más recientemente, Linker et al. (1990), realizan el mismo tipo de enfoque pero con una geometría 3D.

En el enfoque de relajación temporal, un trabajo reciente muy interesante es el de Wang et al. (1993) (WW93). Este trabajo, es una resolución numérica de las ecuaciones MHD que presenta dos características nuevas muy interesantes. Una de ellas es su flexibilidad, ya que se presentan resultados para distintas configuraciones magnéticas: dipolar, cuadrupolar y hexapolar. Pero además, las condiciones de contorno se sitúan en el tope de la región de transición y en $15R_{\odot}$, representando una condición de contorno externa mucho más alejada que en los intentos previos. Este trabajo sigue la línea del trabajo previo por Steinolfson, Suess & Wu (1982) (SS82), pero con una diferencia muy importante. En su trabajo, SS82 mantienen la temperatura y la velocidad constantes en la base del streamer y permiten a la densidad que varíe de acuerdo a las relaciones de compatibilidad de las ecuaciones del modelo. En contraste, WW93 mantienen la densidad y la temperatura constantes en la base, permitiendo que la velocidad (y por tanto el flujo de masa) sea la que evolucione en forma consistente. Esto hace que en el trabajo de SS82 las densidades finales que se obtienen sean considerablemente más grandes que las iniciales, lo cual establece una diferencia cuantitativa importante con el modelo de WW93. En su trabajo, SS82 utilizan esencialmente una solución de viento estándar de tipo Parker. En cambio, el trabajo de WW93 conduce a flujos en los campos abiertos de los streamers, de densidad más alta y velocidad más baja que los flujos rápidos que provienen de los agujeros coronales. Esto apoya la imagen general de los streamers introducida en el capítulo 1, en referencia a su identificación como posible sitio de origen de la componente lenta del viento solar.

Los modelos actuales generalmente incorporan términos de deposición de calor y de momento lineal para lograr reproducir las características observadas en el viento solar. Ejemplos recientes de este tipo de modelos lo constituyen los trabajos de Suess et al. (1996) y Wang et al. (1998) (W98). En estos trabajos, los autores desarrollan una serie de modelos coronales globales destinadas a una simulación más realista de las propiedades de los agujeros coronales y los streamers. En sus trabajos incorporan términos de deposición de calor y de momento, logrando reproducir los vientos rápidos del polo y más lentos en torno de los streamers. Asimismo, predicen una transición del parámetro β de plasma al pasar de las zonas cerradas a las abiertas, siendo $\beta > 1$ en el interior del streamer.

Los trabajos descriptos más arriba, tanto aquellos basados en el enfoque iterativo estacionario como los basados en el enfoque de relajación temporal, representan importantes esfuerzos y contribuciones en el modelado de la corona global y el flujo del viento solar. Los modelos más tempranos (ej: PK71, SS82) generalmente realizan diversas simplificaciones en las ecuaciones de los modelos, y utilizaban condiciones de contorno que resultan poco realistas a

la luz de las observaciones espaciales más recientes, como las de la misión *SoHO*. A su vez, los modelos más recientes (ej: CB93, WW93, W98), debido al creciente poder de cálculo numérico, generalmente enfocan el problema incorporando un gran número de efectos físicos, modelando diferentes términos en las complejas ecuaciones MHD que resuelven numéricamente.

En este contexto, hemos desarrollado un modelo simple de la corona, incorporando condiciones de contorno observacionales realistas. El modelo desarrollado, es especialmente aplicable a la estructura coronal de gran escala durante el mínimo de actividad solar. El modelo, estacionario y axisimétrico, tiene en cuenta básicamente el balance entre los gradientes de presiones de gas y magnética. El modelo incluye condiciones de contorno, derivadas en forma semi-empírica, para el campo magnético en la base de la corona y las temperaturas y densidades en el ecuador y el polo. Estas condiciones son derivadas de datos empíricos provenientes de observaciones y análisis recientes.

La motivación inicial del trabajo es entonces el explorar la capacidad predictiva de un modelo simple, incluyendo solo los efectos físicos considerados más importantes a priori, y utilizando condiciones de contorno semi-empíricas realistas. Predicimos a partir del modelo emisividades coronales en rangos relevantes y se compara con datos observacionales, a fin de verificar la validez de las suposiciones realizadas y evaluar sus limitaciones.

En su implementación, el modelo se desarrolla a partir de un enfoque muy diferente al de los modelos anteriormente descritos. La solución de las ecuaciones se desacopla en sus componentes perpendicular y paralelas al campo magnético. El balance perpendicular es el responsable de la solución para la morfología del campo magnético, el balance paralelo es el responsable de las soluciones de viento solar. Ambas componentes, resueltas por separado, se incluyen luego en un enfoque iterativo para verificar la compatibilidad de ambas soluciones.

El enfoque matemático para el balance perpendicular, difiere radicalmente del de los modelos anteriores. En lugar de resolver directamente las ecuaciones MHD, se recurre a un enfoque de minimización de tipo Lagrangiano. Este enfoque considera básicamente el balance entre los gradientes de presiones de gas y magnética. Como resultado, se verifica que la morfología coronal global de mínimo solar (agujeros coronales en la zona polar y un cinturón de streamers en el ecuador) pueda entenderse exclusivamente como un balance entre estos dos efectos centrales. Para el balance paralelo tenemos en cuenta la anisotropía en la distribución de los protones, tal como se desprende de los resultados recientes del *SoHO*, y el efecto de la morfología del campo magnético sobre el viento solar. Recurriendo a un mínimo de efectos considerados, se pretende en particular reproducir la característica bi-modal

del viento solar. En particular, verificamos la reciente hipótesis de Noci et al. (1998), que propone que el viento solar lento podría deberse a propiedades geométricas especiales de la divergencia del campo magnético alrededor de los streamers.

En el capítulo 3, desarrollamos el esquema iterativo de las soluciones perpendicular y paralela para verificar la compatibilidad entre las mismas. Finalmente, modelamos la emisividad coronal en luz blanca polarizada y $H\text{-Ly}\alpha$ (los rangos espectrales más intensos de la corona extendida) a partir del modelo desarrollado, a fin de cotejar nuestros resultados con observaciones recientes.

2.1.1 Datos observacionales: densidad electrónica

Comenzamos por exponer datos observacionales que utilizaremos como guía de nuestro modelo semi-empírico. El modelo básicamente utiliza condiciones de contorno ecuatoriales y polares para las densidades electrónicas y las temperaturas electrónicas y protónicas.

La densidad electrónica coronal puede estimarse midiendo la polarización lineal de la LB, deflectada por efecto Thomson de los electrones coroneales sobre la emisión fotosférica (Minnaert, 1930; van de Hulst, 1950). Estas inversiones asumen axisimetría, de modo que sus inferencias son más precisas para los datos de mínimo solar a los cuáles nos restringiremos. A pesar de que las densidades de plasma pueden también inferirse de mediciones de líneas de emisión UV, estas contienen efectos combinados de densidad, temperatura, velocidad, y abundancia iónica, efectos difíciles de separar. Es importante entonces para los modelos coroneales semi-empíricos, incorporar información proveniente de mediciones de LB polarizada, que dependen solamente de la distribución de la densidad electrónica, y de la intensidad media fotosférica.

El producto de brillo polarizado, pB , se define como la intensidad total de polarización lineal (Cranmer, 2001b). Empíricamente, el pB se deriva de combinaciones de imágenes obtenidas de observaciones utilizando filtros polaroid de diferente orientación. Los instrumentos coroneales, como el UVC-S/*SoHO*, están equipados con canales LB provistos de tales filtros, a fin de obtener información sobre el estado de polarización de la LB observada.

Utilizando estas técnicas, Guhathakurta et al. (1996) y Sittler & Guhathakurta (1999) han derivado perfiles de densidad electrónica correspondientes al mínimo solar (período 1973-1974), utilizando datos de luz blanca obtenidos por la misión *Skylab* y por el observatorio de Mauna Loa. Sus datos, correspondientes a alturas en el rango $1 - 5R_{\odot}$, son extrapoladas a mayores alturas utilizando datos de mínimo solar de la misión *Ulysses*. Determinaciones de densidades electrónicas de mínimo solar de otros autores, también a partir

de datos de luz blanca, no difieren sustancialmente, excepto a muy bajas alturas. Cranmer et al. (1999) han desarrollado un modelo de la región polar, basada en datos de luz blanca del último mínimo solar (1996-1997) tomados con el instrumento UVCS/*SoHO* (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer/Solar and Heliospheric Observatory). Sus resultados, correspondientes al rango $1.5 - 4.R_{\odot}$, son consistentes con los de Guhathakurta et al. (1996) y Sittler & Guhathakurta (1999) por encima de $2R_{\odot}$. A alturas inferiores, las determinaciones de Cranmer et al. (1999) son mayores, alcanzando diferencias de factores de orden 2 por sobre las anteriores. No obstante, teniendo en cuenta las dificultades involucradas en la inversión de los datos en las relativamente débiles regiones polares del Sol (Cranmer et al., 1999), el acuerdo global es excelente.

Otros trabajos observacionales basados en diferentes datos de mínimo, llevan a resultados similares, como por ejemplo los trabajos por Allen (1973) y Newkirk (1967), ambos utilizando datos del *Skylab*. Sus resultados resultan intermedios a los reseñados más arriba, probablemente debido a diferencias de calibración absoluta de los diferentes conjuntos de datos. Saito et al. (1977) han utilizado el mismo grupo de datos calibrados que Sittler & Guhathakurta (1999), pero correspondientes a otro período, obteniendo resultados de orden 1/2 respecto de estos últimos. Notamos aquí que Sittler et al. han utilizado datos correspondientes a días durante los cuales el cinturón de streamers se observó aproximadamente de perfil, de modo que la intensidad fue mayor, mientras que Saito et al. tomaron promedios de diferentes días. Otros trabajos similares, como el de Munro & Jackson (1977), presentan resultados con igual o mayor nivel de acuerdo con Sittler et al. Más recientemente, Romoli et al. (comunicación privada) han analizado datos de luz blanca del UVCS seleccionados para datos de la región de streamers del pasado mínimo solar, poniendo especial cuidado en la calibración de los datos. Resultados preliminares indican resultados que presentan un acuerdo aún mejor con las determinaciones de Guhathakurta et al. (1996) y Sittler & Guhathakurta (1999).

En relación a variaciones latitudinales, densidades de plasma derivadas de datos de la misión *Ulysses* (1992-1994), muestran que la densidad de electrones presenta poca variación latitudinal dentro de la región polar, entre las latitudes $90^{\circ} - 40^{\circ}$. En el rango $40^{\circ} - 20^{\circ}$ las densidades crecen, manteniéndose luego estos altos valores relativos hasta la zona del ecuador. En base a estas observaciones, Sittler & Guhathakurta (1999) han desarrollado un modelo semi-empírico para las densidades del ecuador y el polo, obteniendo resultados en excelente acuerdo con Guhathakurta et al. (1996) and Guhathakurta & Holzer (1994).

Cranmer et al. (1999) han analizado estudios de luz blanca para los

360° longitudinales alrededor del Sol, con paso de 12°, y para las alturas 1.75, 2.00, 2.25, 2.5R_☉. Para una altura dada, encuentran que los perfiles de intensidad son aproximadamente constantes en el rango de latitudes 90–40°, a partir de 40° observan un crecimiento que puede aproximarse por un perfil gaussiano. Estas dependencias longitudinales están en muy buen acuerdo con los resultados de Sittler & Guhathakurta (1999) con datos del *Ulysses*. Guhathakurta & Holzer (1994) han analizado datos de luz blanca del *Sky-lab* del período de mínimo de 1973-1974. Su análisis muestra que la densidad en los polos muestra poca variación longitudinal, como indican los resultados anteriores.

Dada la naturaleza axisimétrica global de la corona solar durante el mínimo de actividad, es esperable que la densidad electrónica presente el mismo tipo de dependencia longitudinal que las imágenes de luz blanca (recordemos que las imágenes de luz blanca son la suma de la intensidad colectada en la línea de visión, debido a que la corona es ópticamente delgada en este rango espectral). Así, este tipo de variación longitudinal es supuesta a priori en diferentes modelos coronales, como el de Sittler & Guhathakurta (1999). En este sentido, nuestro enfoque será algo diferente. Haremos uso de perfiles de densidad polares y ecuatoriales derivados de observaciones. Luego modelaremos la dependencia en función de las líneas magnéticas (en lugar de la latitud). La dependencia con la latitud surgirá a posteriori, como resultado de obtener la topología magnética a partir de nuestro modelo.

2.1.2 Datos observacionales: temperatura de protones y electrones

Las temperaturas de plasma coronales pueden estimarse por observación de los perfiles de las líneas de emisión, o por cocientes de intensidades de líneas de diferentes iones. En el primer caso, el análisis del ancho de la línea provee información sobre la dispersión térmica de la misma. En el segundo caso, los cocientes de intensidades se traducen a información de abundancias relativas, determinándose la temperatura de plasma como aquella compatible con las abundancias observadas (a partir de cálculos de balance de ionización).

Una de las mayores sorpresas que proveyeron las observaciones del *SoHO*, es el hecho de que las temperaturas de los protones y los electrones se encuentran desacopladas a alturas muy modestas, en las regiones polares. Los electrones aparecen mucho más fríos que los protones e iones pesados, según muestran los datos de los instrumentos UVCS (observando el rango 1.5 – 5.0R_☉) y SUMER (observando el rango 1.03 – 1.6R_☉).

Ko et al. (1997) han deducido perfiles de temperatura electrónica polares.

como función de la altura, a partir de observaciones del instrumento SWICS/*Ulysses*. Sus resultados se expresan como una combinación de dos leyes de potencias (Cranmer et al., 1999)

$$T_e(r) = 10^6 K (0.35 r^{1.1} + 1.9 r^{-6.6})^{-1} \quad (2.1)$$

Estos resultados son consistentes con determinaciones derivadas de cocientes de intensidades de líneas de emisión de iones pesados. Utilizando datos de líneas de magnesio provistas por el instrumento SUMER/*SoHO*, Wilhelm et al. (1998) derivaron temperaturas electrónicas en la región baja $1.03 - 1.6R_\odot$, para datos de mínimo solar (1996-1997). Sus resultados confirman que los electrones son más fríos que los protones, y que apenas superan la temperatura coronal canónica de $10^6 K$.

Para condiciones coronales típicas, las estimaciones de la escala temporal de expansión coronal resultan mayores que los tiempos característicos para la ionización del hidrógeno y la recombinación protón-electrón (Withbroe et al., 1982; Allen, Habbal & Hu, 1998). Esto es estrictamente válido en las regiones ecuatoriales, donde las velocidades de expansión son menores y las densidades mayores, en relación a las regiones polares. No obstante, las estimaciones más detalladas de Allen, Habbal & Hu (1998) indican que la distribución de hidrógeno neutro tiende a reflejar la distribución protónica, incluso en las zonas polares. Por ejemplo, a $2.5R_\odot$ en un agujero coronal polar, un átomo recién creado de HI se moverá un centésimo de radio solar antes de ser ionizado (Withbroe et al., 1982). En general, los análisis de Allen, Habbal & Hu (1998) confirman que las mediciones de distribuciones de átomos de HI, inferidos de mediciones de la línea HI-Ly α , son una buena guía para estimar las temperaturas protónicas. Sus resultados indican que ambas distribuciones deben ser similares en las zonas ecuatoriales, y también en las regiones polares por debajo de unos $3R_\odot$. En los polos, y por encima de $3R_\odot$, la distribución protónica "sigue" a la de los átomos de HI, pero alcanzando valores máximos alrededor de 20% menores que los de aquellos: los HI alcanzan temperaturas mayores que $5 \times 10^6 K$ (ver también Olsen, Leer & Holzer, 1994; Olsen & Leer, 1996).

En conclusión, el análisis de los perfiles observados de HI-Ly α pueden utilizarse como un límite superior razonable para estimar las temperaturas protónicas, alcanzando estas temperaturas máximas un $\sim 20\%$ menores que aquellas. En lo que sigue, las temperaturas que se indican son las que se derivan de estos análisis de perfiles de HI-Ly α . Estas son entonces *temperaturas cinéticas efectivas*, que constituyen límites superiores para las temperaturas reales (ya que los perfiles observados incluyen ensanchamientos causados por movimientos no-térmicos). No obstante estos ensanchamientos

no-térmicos representan porcentajes minoritarios de los ensanchamientos observados. Las temperaturas efectivas indicadas entonces se relacionan con el ancho observado en velocidad, según $T_{p\perp} = (m_H/k_B)V_{1/e}^2/2$, lo cual incluye los efectos no-térmicos (ondas, proyecciones de velocidad del viento sobre la línea de visión, etc.). Asimismo, y al igual que para luz blanca, la atmósfera coronal es ópticamente delgada en este rango espectral. De modo que las temperaturas determinadas corresponden a un promedio de la línea de visión. Las determinaciones ecuatoriales y polares durante el mínimo solar presentarán menor contaminación por proyección, debido a que la diferenciación entre los polos y el cinturón de streamers resulta más claramente discernible (i.e., los datos representan exclusivamente al ecuador, o los polos, en forma más “pura”).

En la zona polar, las observaciones del UVCS, en el rango $1.5 - 5R_\odot$, indican un alto grado de anisotropía, así como mayores temperaturas para iones más pesados (apoyando los mecanismos de calentamiento coronal que diferencian la masa molecular en favor de las especies más pesadas). Los análisis de HI-Ly α indican temperaturas de varios millones de grados para los protones. Kohl et al. (1998) y Cranmer et al. (1999) han analizado datos polares del pasado mínimo solar (1996-1997). Los anchos observados en velocidad ($V_{1/e}$) crecen rápidamente de 190km/sec ($T_{p\perp} \sim 2.2\text{MK}$) en $1.5R_\odot$, a 240km/sec ($T_{p\perp} \sim 3.5\text{MK}$) en $2.5R_\odot$, luego disminuyendo lentamente a 250km/sec ($T_{p\perp} \sim 3.8\text{MK}$) en $4R_\odot$. Estos resultados son verificados por observaciones del instrumento (recuperable) gemelo del UVCS/*SoHO*, el UVCS/*Spartan-201*. Kohl et al. (1996b) han medido perfiles de HI-Ly α durante 1993. Si bien no era un período de mínimo, analizaron datos polares en momentos que los polos se hallaban dominados por agujeros polares muy amplios, similares a los de mínimo, en el rango $1.8 - 3.5R_\odot$. Encuentran temperaturas protónicas máximas de hasta $5 - 6\text{MK}$ en alturas de $2.0 - 2.5R_\odot$, luego disminuyendo a 3.5MK en $3.5R_\odot$.

En relación a la zona ecuatorial, las observaciones del UVCS correspondientes al último mínimo indican un escenario aproximadamente isotérmico en la zona cerrada de los streamers. Hemos analizado datos del UVCS, correspondientes a la campaña más detallada de streamers ecuatoriales de mínimo solar desarrollada por este instrumento en Julio de 1996 (Raymond et al., 1997). Encontramos que la temperatura es aproximadamente constante en el interior del streamer, con valores de 185km/sec ($T_{p\perp} \sim 2\text{MK}$) en $1.5R_\odot$ y 195km/sec ($T_{p\perp} \sim 2.2\text{MK}$) en $2.6R_\odot$. A mayores alturas, los anchos decrecen a 170km/sec ($T_{p\perp} \sim 1.75\text{MK}$) en $3R_\odot$ y 150km/sec ($T_{p\perp} \sim 1.35\text{MK}$) en $4.5R_\odot$. Las observaciones de streamers de Kohl et al. (1997), a un mes de diferencia de las analizadas por nosotros, indican resultados muy similares (2.2MK en $2R_\odot$, 1.5MK en $4R_\odot$).

Recordemos que los datos de III-Ly α que reseñamos, deben considerarse como cotas superiores para las temperaturas protónicas, alcanzando estos últimos valores máximos alrededor de 20-30% menores (debido al desacoplamiento protón-III, y al ensanchamiento no térmico). Así, nuestros modelos de temperatura, guiados por estos datos, presentarán valores sistemáticamente menores (en un 20-30%) que los indicados por estos datos.

Existen también estimaciones de temperatura derivadas de cocientes de intensidad entre líneas de iones pesados, las cuáles no son afectadas por ensanchamientos no-térmicos. Estas infieren temperaturas electrónicas, que sirven como guías de las protónicas sólo en la región ecuatorial (donde observaciones como las de la misión *Ulysses*, indican un escenario de termalización entre protones y electrones). Ejemplos de análisis de este tipo los constituyen los trabajos de Arnaud & Rothenflug (1985) y Arnaud & Raymond (1992). Para los streamers de Julio de 1996, cuyos perfiles de III-Ly α hemos analizado previamente, Raymond et al. (1997) y Li et al. (1998) han analizado cuidadosamente las abundancias de elementos pesados utilizando datos del UVCS. Sus estudios indican un escenario aproximadamente hidrostático para el núcleo del streamer, en el rango $1.5 - 2.5R_{\odot}$, con temperaturas (reales) máximas del orden de 1.6MK. Este escenario cercano al equilibrio hidrostático, es también confirmado por el trabajo de Gibson (1999b) sobre streamers ecuatoriales de mínimo solar, que indican temperaturas similares. Para los mismos streamers de Julio 1996, Raymond et al. (1997) y Li et al. (1998) han también analizado el ancho de III-Ly α . Logran estimar la componente térmica pura, y los resultados son similares a los indicados por cocientes de intensidades, indicando las temperaturas máximas de 1.6MK. Así, adoptaremos estos valores máximos típicos para streamers, y supondremos perfiles de temperatura similares a los correspondientes a equilibrio hidrostático. Los modelos ecuatoriales electrónicos serán iguales a los protónicos, dada la relativamente alta densidad y baja velocidad que se observa en estas regiones.

En resumen, nuestros modelos de temperatura presentarán las siguientes características centrales observadas: fuertes anisotropías para los protones en las regiones polares (con temperaturas perpendiculares significativamente mayores), y región ecuatorial esencialmente isotérmica y próxima al equilibrio hidrostático en las zonas cerradas de los streamers.

Con relación a las temperaturas paralelas, estas no pueden estimarse tan directamente. Un límite inferior razonable, es igualarlas a las temperaturas electrónicas adoptadas. Este límite inferior es fundamentado tanto en consideraciones observacionales como teóricas. Por un lado, las mediciones in-situ del viento solar extendido, muestran que $T_{p\parallel} > T_e$ (Marsh et al., 1982; Pilipp et al., 1987). Por otro lado, los mecanismos de calentamiento

coronal más postulados (complementarios a la conducción térmica) actúan preferentemente en los protones. Estos mismos mecanismos de calentamiento depositan más energía en temperatura cinética perpendicular que en paralela (Cranmer et al., 1999). Por lo tanto, esperamos que las temperaturas paralelas polares sean mucho menores que las altas temperaturas observadas en la dirección perpendicular, y similares a las temperaturas electrónicas. Consideraremos entonces a los electrones esencialmente isótropos, y modelamos las temperaturas paralelas protónicas iguales a las adoptadas para los electrones.

En relación a las dependencias latitudinales, las observaciones de perfiles de $\text{HI-Ly}\alpha$ presentan poca variación en el interior de los streamers, en forma similar a los datos de luz blanca.

Finalmente, un comentario sobre la determinación observacional del pico de los streamers. Esto es muy difícil de determinar, ya que no existen mediciones directas del campo magnético por encima de la fotosfera. Sin embargo, podemos inferir una idea de la localización del pico del streamer, a partir del análisis de intensidades de distintas líneas. En la zona ecuatorial, las observaciones de streamers de Julio 1996 con UVCS, muestran que el ancho de $\text{HI-Ly}\alpha$ comienza a decrecer con la altura en forma clara a partir de $\sim 2 - 2.5R_{\odot}$, estando este hecho probablemente conectado con la localización del pico del streamer. Esto se verifica también con observaciones de líneas de oxígeno. Estas presentan disminuciones de intensidad en la zona cerrada de los streamers (Raymond et al., 1997), debido a disminuciones de abundancia de iones pesados en zonas cerradas, y picos en las regiones abiertas que rodean al streamer. Hemos analizado la posición angular de estos picos de intensidad de oxígeno para diferentes alturas. Se observa que estos picos convergen al ecuador en alturas de alrededor de $2R_{\odot}$, indicando probablemente la localización del pico del streamer.

2.1.3 Hipótesis y ecuaciones básicas

Como se describió en el primer capítulo, durante el mínimo del ciclo solar la corona presenta una estructura magnética relativamente simple. Las latitudes polares se encuentra dominada por líneas magnéticas abiertas, mientras que la región ecuatorial se encuentran dominadas por el cinturón de streamers ecuatoriales que se alza sobre la línea neutral ecuatorial. Estos streamers ecuatoriales de mínimo solar son estructuras muy estables (observadas durante meses), que consisten en estructuras cerradas en forma de “casco”, con su *pico* localizado en alturas en el rango $1.5 - 2.5R_{\odot}$. Rodeando estas estructuras cerradas, se extienden estructuras magnéticas abiertas que se extienden paralelas al ecuador por encima del pico del streamer, conformando la *hoja de corriente interplanetaria* (ya que a ambos lados del ecuador las

polaridades se invierten).

Acorde con esta estable estructura simple de gran escala que domina el mínimo solar, nuestro modelo será estacionario y axisimétrico. Con el objeto de reproducir la estructura de gran escala, sin interesarnos en efectos microscópicos, planteamos nuestro modelo en el marco de la aproximación magnetohidrodinámica de plasma, como es habitual en modelos de gran escala coronal. En nuestro modelo tendremos en cuenta las fuerzas resultantes de gradientes de presión de gas, gravedad, fuerza de Lorentz, y efectos inerciales del movimiento del viento. Así, el balance de fuerzas en estado estacionario, será descrito por la siguiente ecuación general

$$\nabla \cdot (\bar{\bar{P}} + \rho \mathbf{V}\mathbf{V}) = -\rho \nabla \Phi_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

donde $\bar{\bar{P}}$ es el tensor anisótropo de presiones, $\mathbf{V}$ es la velocidad macroscópica neta del plasma a lo largo de las líneas magnéticas (representando movimientos netos de plasma, y no el movimiento de giro microscópico en torno de las líneas), $-\nabla \Phi_g = \mathbf{g} = -(GM_\odot/r^2)\mathbf{e}_r$ es la aceleración gravitacional del Sol (siendo $\mathbf{e}_r$ el vector unitario radial), y $\mathbf{B}$ es el campo magnético. El tensor de presiones puede escribirse convenientemente en una base de vectores unitarios, paralelo y perpendicular a las líneas de campo magnético, según

$$\bar{\bar{P}} = p_\parallel \mathbf{e}_s \mathbf{e}_s + p_\perp (\bar{\bar{\delta}} - \mathbf{e}_s \mathbf{e}_s) \quad (2.3)$$

donde $\bar{\bar{\delta}}$ es el tensor identidad, y $\mathbf{e}_s \equiv \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ es el vector unitario tangente a las líneas magnéticas. Suponiendo axisimetría, es decir $\partial/\partial\phi \equiv 0$ en coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) , el campo magnético puede escribirse en función del potencial vector $\mathbf{A}$ como

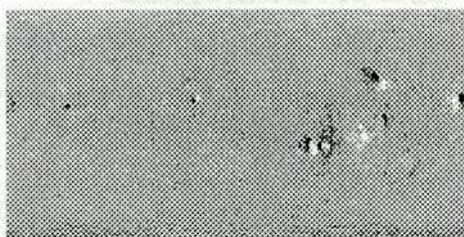
$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times (\mathbf{e}_\phi A_\phi) = \frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial(\sin(\theta) A_\phi)}{\partial \theta} \mathbf{e}_r - \frac{1}{r} \frac{\partial(r A_\phi)}{\partial r} \mathbf{e}_\theta \quad (2.4)$$

donde $[\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi]$ es la base de coordenadas esféricas. Para el campo magnético, haremos uso de condiciones de contorno derivadas observacionalmente de magnetogramas del pasado mínimo solar. La Figura 2.1(a) muestra un magnetograma del observatorio de Kitt Peak, correspondiente a Julio de 1996. La intensidad del magnetograma es proporcional a la intensidad de la componente radial del campo magnético en la fotosfera. El eje x indica longitudes y el eje y latitud, desde el polo sur (límite inferior) al norte (límite superior). Pueden verse manchones blanco-negros, que indican regiones activas intensas, pero localizadas, donde el campo se desvía fuertemente del perfil promedio de gran escala. Hemos seleccionado un período en el cual no

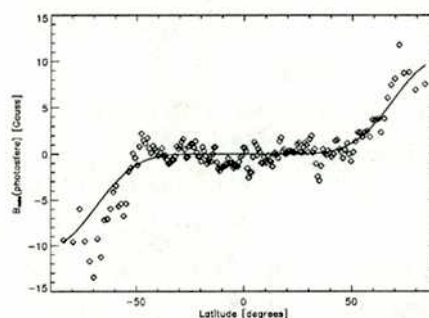
aparecen regiones activas importantes, para estimar un perfil representativo de la estructura de gran escala. En la Figura 2.1(b) mostramos el perfil promedio de los datos (diamantes), así como el mejor ajuste a los datos (trazo continuo), que resulta ser

$$B_r(r = R_\odot, \theta) = B_0 \cos^p(\theta) \quad (2.5)$$

donde $p = 7$ y $B_0 \sim 10G$. La componente radial del campo magnético varía entonces latitudinalmente entre un máximo de $\sim 10G$ en el polo y un mínimo de $0G$ en la línea neutra ecuatorial.



(a) Magnetograma tomado por el observatorio Kitt Peak, Julio 1996



(b) Perfil promedio de datos sin regiones activas intensas (diamantes) y mejor ajuste a los datos (trazo fino)

Figura 2.1: Un magnetograma de Julio 1996, cerca del mínimo de actividad solar

A partir de la suposición de axisimetría, se demuestra que la siguiente cantidad es constante a lo largo de cada línea magnética

$$A \equiv r \sin(\theta) A_\phi \quad (2.6)$$

Haciendo uso de la ecuación (2.5), podemos integrar en latitud (ángulo θ) la componente radial de la ecuación (2.4) en la base de la corona. De esta forma inferimos los valores del potencial magnético $A_\phi(R_\odot, \theta)$ en la base de la corona. Luego, utilizando la ecuación (2.6), podemos deducir la dependencia latitudinal de los invariantes de línea magnética, obteniendo

$$\begin{aligned} A(r = R_\odot, \theta) &= A_{eq} [1 - \cos^{p+1}(\theta)] \\ A_{eq} &\equiv B_0 R_\odot^2 / (p + 1) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Así, el valor de A crece monótonamente desde la línea radial polar ($A = 0$), hasta un valor máximo en la base coronal ecuatorial ($A = A_{eq}$). Utilizaremos el invariante de línea A como una variable central para nuestro método de solución del balance de fuerzas perpendiculares a las líneas de campo magnéticas.

2.2 Balance perpendicular de fuerzas

Comenzamos nuestro modelo aspirando a describir la estructura global de la corona de mínimo solar, agujeros coronales polares y cinturón de streamers ecuatoriales. Como el plasma coronal es un muy buen conductor, se verifica el “congelamiento” de las líneas de campo. De modo que la estructura magnética sigue al balance de fuerzas del plasma, y puede entonces hallarse resolviendo el balance de fuerzas del plasma en la dirección perpendicular a las líneas de campo.

A tal fin, como primer paso del modelado, despreciaremos inicialmente los efectos inerciales del viento en la estructura magnética global. Dentro del cinturón de streamers, las velocidades netas son nulas, debido a que el plasma se encuentra confinado magnéticamente y no experimenta el gradiente de presión con el medio interestelar. Como se mencionó en el Cap. 1, la componente lenta del viento solar se observa en las latitudes cercanas al ecuador. Esperamos entonces que en torno de los streamers el viento solar sea relativamente lento, y que los efectos de inercia sean mucho menos importantes, que los de gradiente de presión y fuerza magnética, para determinar la morfología magnética de los streamers. Posteriormente, encontraremos soluciones de viento solar en el marco de nuestro modelo, y verificaremos esta suposición. En las zonas polares, las observaciones indican que deben esperarse muy bajos valores del $\beta = p_{gas}/p_B$ de plasma, donde esperamos entonces que la estructura sea dominada por fuerzas magnéticas. Posteriormente desarrollaremos un procedimiento iterativo a fin de evaluar el efecto de la inercia del viento sobre la estructura magnética. Despreciando entonces los efectos de inercia, el balance de fuerzas puede escribirse como

$$0 = -\nabla p_{\perp} + \rho \mathbf{g} + \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \frac{d\mathbf{e}_s}{ds}(p_{\parallel} - p_{\perp}) + \mathbf{e}_s B \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{B} \right) \quad (2.8)$$

donde s es la distancia a lo largo de las líneas magnéticas, y hemos descompuesto la divergencia del tensor de presiones en un gradiente de la presión perpendicular, y dos términos proporcionales a la diferencia $(p_{\parallel} - p_{\perp})$, uno paralelo a las líneas magnéticas ($\propto \mathbf{e}_s$) y otro perpendicular a las mismas ($\propto \frac{d\mathbf{e}_s}{ds} \parallel \mathbf{e}_n$). En las regiones internas del streamer, y alrededor de los

misimos, se observa un incremento de intensidad de luz blanca, que indica densidades más altas que en los polos. Esperamos que en estas zonas ecuatoriales las colisiones juegen un rol más importante, y supondremos que el tensor de presiones se vuelve anisótropo cerca de los streamers (y en su interior). Como se ha mencionado en el Cap. 1, esto es corroborado por las observaciones ecuatoriales in-situ de la nave *Ulysses*, que ha verificado que el plasma que conforma el viento solar lento ecuatorial es esencialmente isotrópico. En cambio, en los polos se observan desviaciones significativas de la isotropía. No obstante, debido a los bajos valores de β , esperamos que en los polos el rol de la anisotropía de la presión de gas sea poco importante para la estructura magnética que resulta del balance perpendicular de fuerzas (no así, según veremos, para las soluciones de viento solar, que surgen del balance paralelo de fuerzas).

Consideraremos entonces que los términos proporcionales a $(p_{\parallel} - p_{\perp})$ no serán determinantes en la estructura global, determinada por el balance perpendicular de fuerzas. No obstante, cuando consideremos las soluciones de viento solar, tomaremos en cuenta no sólo los términos inerciales sino también los efectos de la anisotropía, que según veremos son relevantes para el balance paralelo. Nuevamente, los efectos de la anisotropía sobre la estructura magnética serán evaluados a posteriori, junto con los efectos inerciales, desarrollando un esquema iterativo. De estas consideraciones, para obtener una solución a la estructura coronal global, aproximamos entonces el balance de fuerzas por

$$0 = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.9)$$

donde p simboliza ahora la componente perpendicular del tensor de presiones. Para obtener una solución del balance de fuerzas dado por la ecuación (2.9), la descompondremos en sus componentes perpendicular y paralela a las líneas magnéticas. Para esto, es matemáticamente conveniente introducir la base no-ortogonal de vectores unitarios definida por

$$[\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_n] \equiv \left[\frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|}, \frac{\nabla A}{|\nabla A|} \right] \quad (2.10)$$

donde $\mathbf{e}_r$ es el vector unitario en la dirección radial, y $\mathbf{e}_n$ es el vector unitario en la dirección perpendicular a las líneas magnéticas (siendo A un invariante de línea magnética, evidentemente ∇A es perpendicular a las mismas). Acorde con el uso de esta base, consideraremos a la presión en función de las variables (A, r) , en lugar de las usuales (r, θ) . Escribimos ahora el gradiente de presiones en esta base en forma explícita, de manera que el balance de la ecuación (2.9) se escribe

$$\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_A \mathbf{e}_r + \rho \frac{\partial \Phi_g}{\partial r} \mathbf{e}_r = -\left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_r \nabla A + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.11)$$

El lado derecho de esta ecuación es evidentemente perpendicular a las líneas de campo magnéticas. Tomando entonces el producto interno de esta ecuación con el vector unitario $\mathbf{e}_s \equiv \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$, obtenemos la componente paralela de la misma

$$\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_A + \rho \frac{\partial \Phi_g}{\partial r} = 0 \quad (2.12)$$

relación entre presión y densidad válida *a lo largo* de cada línea magnética. Reemplazando la ecuación (2.12) en el balance de fuerzas de la ecuación (2.11), y haciendo uso de la axisimetría del campo magnético, obtenemos para el balance perpendicular de fuerzas

$$\left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_r \nabla A = (-B_\theta \mathbf{e}_r + B_r \mathbf{e}_\theta) \frac{(\nabla \times \mathbf{B})_\phi}{4\pi} = \frac{(\nabla \times \mathbf{B})_\phi}{4\pi} |\mathbf{B}| \mathbf{e}_n \quad (2.13)$$

Tomando la componente radial (o la tangencial) de la ecuación (2.13), y utilizando las ecuaciones (2.4) y (2.6), obtenemos la siguiente forma escalar del balance perpendicular de fuerzas

$$\sin(\theta) \left(\frac{\partial p}{\partial A}\right)_r = \frac{(\nabla \times \mathbf{B})_\phi}{4\pi} \quad (2.14)$$

2.2.1 Formulación variacional del problema

Para resolver el balance perpendicular de fuerzas expresado por la ecuación (2.14), seguiremos un enfoque del tipo de minimización *Lagrangiana*. Construimos el siguiente funcional integrado sobre todo el volumen coronal V

$$L = \int_V d^3\mathbf{r} \left[\frac{B^2}{8\pi} - p(r, A) \right] \quad (2.15)$$

Extremaremos este funcional, variándolo respecto del campo de potencial magnético A_ϕ y con condiciones de contorno fijas. Encontraremos que la ecuación (2.14) es precisamente la condición que los campos deben cumplir a fin de extremar este funcional. De esta forma, para hallar el campo magnético que resuelve la ecuación (2.14), minimizaremos el funcional dado por la ecuación (2.15). Escribimos la variación infinitesimal δL del funcional, debido a una variación infinitesimal δA_ϕ del potencial magnético, como

$$\delta L \equiv \int_0^{\pi/2} \int_{R_\odot}^{R_{\max}} dr d\theta r^2 \sin(\theta) \left[\frac{B_r \delta B_r + B_\theta \delta B_\theta}{4\pi} - \delta p(r, A) \right] \quad (2.16)$$

Utilizando la ecuación (2.4) podemos expresar el campo magnético en términos del potencial magnético, de modo que los términos dentro de la integral de δL se pueden escribir como

$$B_r \delta B_r + B_\theta \delta B_\theta = \frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial(\sin(\theta) A_\phi)}{\partial \theta} \frac{\partial(\sin(\theta) \delta A_\phi)}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r A_\phi)}{\partial r} \frac{\partial(r \delta A_\phi)}{\partial r} \quad (2.17)$$

$$\delta p(r, A) = \frac{\partial p}{\partial A}(r, A) r \sin(\theta) \delta A_\phi \quad (2.18)$$

Al sustituir estas expresiones en la ecuación (2.16), podemos integrar por partes los dos términos provenientes del campo magnético (ecuación (2.17)), a fin de extraer los factores δA_ϕ fuera de las derivadas $\partial/\partial\theta$ y $\partial/\partial r$. Para esto, debemos especificar las condiciones de contorno sobre el potencial vector. Las condiciones de contorno serán consistentes con una estructura dipolar como la esquematizada en la Figura 2.2.

Como se describió en la sub-sección 2.1.3, la condición de contorno en la base de la corona sobre el campo magnético $\mathbf{B}$, implica para el invariante de línea A la condición de contorno de la ecuación (2.7) en la base de la corona. El valor de A crece monotonamente desde la línea radial polar ($A = 0$), hasta un valor máximo en la base coronal ecuatorial ($A = A_{eq}$). De esta forma, la línea *separatriz*, delimitando la separación entre la zona cerrada y abierta, estará caracterizada por un valor *crítico* intermedio $A = A_c$, como se indica en el esquema de la Figura 2.2.

La línea separatriz es cerrada, alcanzando el ecuador en la posición r_{pico} del pico del streamer. De la ecuación (2.7) y la definición del invariante A , deducimos la condición de contorno sobre A_ϕ en la base de la corona, y obtenemos

$$A_\phi(r = R_\odot, \theta) = \frac{B_0 R_\odot}{p+1} \left(\frac{1 - \cos^{p+1}(\theta)}{\sin(\theta)} \right) \quad (2.19)$$

que crece de 0 en la línea polar a $B_0 R_\odot / (p+1)$ en la base coronal ecuatorial. Acorde con estas consideraciones, las condiciones de contorno que aplicaremos sobre A_ϕ durante la minimización del Lagrangiano L , son

$$\delta A_\phi(r = R_\odot, \theta) = 0 \quad (2.20)$$

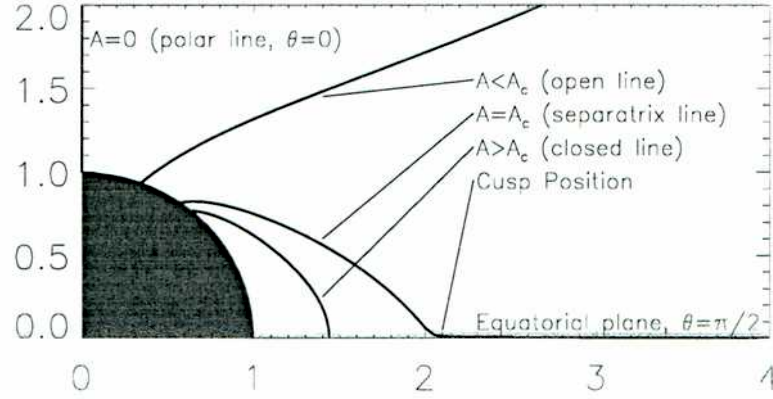


Figura 2.2: Esquema de una configuración coronal global.

$$r A_\phi(r, \theta = 0) = K = 0 \quad (2.21)$$

$$r A_\phi(r, \theta = \pi/2) = A_c, \quad r > r_{\text{pico}} \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial(\sin(\theta)A_\phi)}{\partial\theta}(r, \theta = \pi/2) = 0, \quad r < r_{\text{pico}} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial(rA_\phi)}{\partial r}(R_{\text{max}}, \theta) = 0 \quad (2.24)$$

Estas condiciones especifican (en partes complementarias de los límites de la corona) los valores del potencial vector o sus derivadas. La ecuación (2.20) mantiene fijo el valor del potencial en la base coronal dado por la ecuación (2.19). Las condiciones de contorno restantes se comprenden teniendo en cuenta la dependencia del campo magnético con el potencial magnético, ver ecuación (2.4). La condición de contorno de la ecuación (2.21) mantiene fijo el valor de $rA_\phi = K$ constante en la línea polar, a fin de mantener el campo magnético completamente radial en todas las alturas polares (ver segundo término de la ecuación (2.4)). El valor $K = 0$ surge de la ecuación (2.19).

Análogamente, la condición de la ecuación (2.22) fuerza al campo magnético a ser puramente radial en la zona ecuatorial por encima del pico r_{pico} del streamer. A su vez, la condición de la ecuación (2.23) fuerza al campo magnético a ser puramente tangencial en la zona ecuatorial por debajo del pico r_{pico} del streamer. La posición del pico del streamer, r_{pico} , será fijada inicialmente en forma arbitraria, y será variable durante la minimización.

Finalmente, la condición de la ecuación (2.24) fuerza al campo a tornarse completamente radial en el punto de grilla radial máximo $R_{\max}$.

Reemplazando las expresiones dadas por las ecuaciones (2.17-2.18) en la ecuación (2.16), integrando por partes a fin de extraer δA_ϕ fuera de las derivadas, y utilizando las condiciones de contorno de las ecuaciones (2.20-2.23), obtenemos

$$\delta L = \int_0^{\pi/2} \int_{R_\odot}^{R_{\max}} dr d\theta r^2 \sin(\theta) \delta A_\phi \left\{ \frac{(\nabla \times \mathbf{B})_\phi}{4\pi} - r \sin(\theta) \frac{\partial p}{\partial A} \right\}_r \quad (2.25)$$

Vemos que para que L sea extremo, es decir, para que $\delta L = 0$ para toda variación infinitesimal (arbitraria) del potencial magnético δA_ϕ , la expresión entre llaves $\{ \}$ debe ser idénticamente nula. Esta es precisamente la misma condición que impone el balance perpendicular de fuerzas dado por la ecuación (2.14). El funcional L suma diferencias de dos cantidades definidas positivas, de modo que su extremo será un mínimo. Así, la minimización del funcional L con respecto al potencial magnético A_ϕ , lleva a establecer el campo magnético correspondiente al equilibrio.

Para realizar la minimización, comenzaremos con una distribución inicial, completamente arbitraria, para el campo $A_\phi(r, \theta)$. Luego, introduciremos un campo de variaciones pequeñas $\delta A_\phi(r, \theta)$ y evaluaremos el cambio en L , buscando direcciones de decrecimiento de L , hasta alcanzar algún criterio de convergencia para esta minimización. Para evaluar L en cada paso, precisamos de un modelo para $p(r, A)$, la presión como función de la altura a lo largo de cada línea magnética. En la próxima sección desarrollamos un modelo semiempírico simple para el campo de presión de gas.

Una vez que la minimización haya sido implementada, obtendremos los campos del equilibrio entre la presión de gas y la fuerza magnética, es decir los campos $p(r, \theta)$ y $A_\phi(r, \theta)$ correspondientes al equilibrio. Podremos entonces obtener el campo magnético coronal $\mathbf{B}(r, \theta)$ a partir de la ecuación (2.4). Este resultado puede ser usado entonces para “trazar” las líneas de campo magnéticas, y luego calcular derivadas direccionales paralelas a las líneas. En particular, podremos calcular las derivadas de presión en la ecuación (2.12), y calcular así la densidad de masa.

2.2.2 Modelo semi-empírico de presión

Modelamos la presión en forma semiempírica. Utilizaremos perfiles de presión derivados de observaciones, $p_{\text{equa}}(r)$ en el ecuador y $p_{\text{pole}}(r)$ el polo, que detallamos en la próxima sección. Representaremos la transición de presión

creciente del polo al ecuador, que se infiere de las observaciones de densidad y temperatura, de la siguiente forma

$$p(\mathbf{r}, A) = p_{\text{pole}}(r) + [p_{\text{equa}}(r) - p_{\text{pole}}(r)] \Phi(A) \quad (2.26)$$

donde A es el invariante de línea magnética, y la función $\Phi(A)$, es una función continua que toma valores constantes a lo largo de cada línea magnética. Modelaremos esta función de modo que valga $\Phi = 0$ en el polo, $\Phi = 1$ en el ecuador, y crezca monótonamente entre ambos límites. Utilizaremos en particular la siguiente función

$$\Phi(A) = \frac{1 + \exp[-(A_{\text{eq}} - A_h)/A_w]}{1 + \exp[-(A - A_h)/A_w]} \quad (2.27)$$

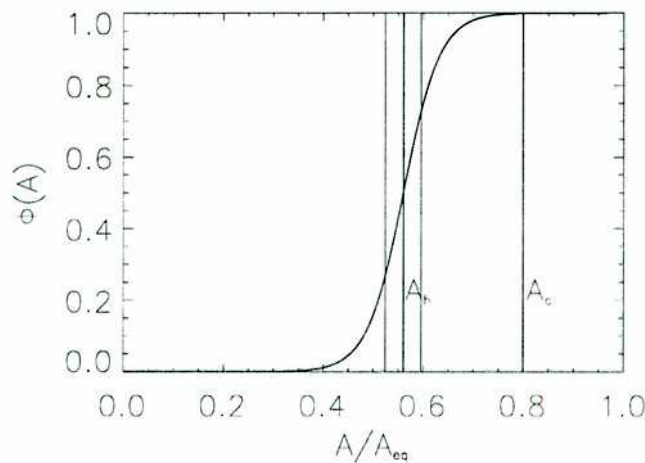


Figura 2.3: Dependencia del modelo de presión con el invariante de línea A .

La Figura 2.3 muestra Φ como función de A/A_c . Como vimos, $A/A_c = 0$ en el polo, $A = A_{\text{eq}} = 1$ en el ecuador, y toma algún valor intermedio A_c/A_{eq} para la línea separatriz, ver Figura 2.2. La función Φ depende de dos parámetros, A_h y A_w , que indican valores de A para dos líneas magnéticas en particular. El valor A_h corresponde a la línea magnética que se encuentra en la zona media del gradiente de presión, es decir $\Phi(A_h) = 0.5$. El valor A_w mide el ancho (en valores de A) de la región sobre la cual la presión se modifica significativamente. Más específicamente: $\Phi(A_h - A_w) \approx 0.25$ y $\Phi(A_h + A_w) \approx 0.75$. Para el ejemplo de la Figura 2.3 hemos tomado valores particulares para los valores particulares de los parámetros, y se indican

(como líneas verticales) los valores de A_c , A_h , y $A_h \pm A_w$, que detallamos en el siguiente párrafo.

De las definiciones del invariante $A(r, \theta)$ y la expresión de la componente radial del campo magnético en función del potencial magnético (ver la ecuación (2.4)) es sencillo demostrar que el cociente A_c/A_{eq} mide la fracción del flujo total de campo magnético que corresponderá a la zona de campo magnético abierto (líneas con $A < A_c$). Esta *fracción de flujo magnético abierto* A_c/A_{eq} , será uno de los parámetros libres de nuestro modelo (recordemos que el valor numérico de A_{eq} ha quedado determinado de las condiciones de contorno magnéticas). Así, el modelo tiene tres parámetros libres: A_c , A_h y A_w . Como ejemplo, el esquema de la Figura 2.2 toma los valores $A_c/A_{eq} = 0.8$, $A_h/A_c = 0.7$ y $A_h/(A_c - A_h) = 0.15$.

Los valores numéricos para estos tres parámetros libres, surgirán al intentar reproducir con nuestro modelo las características mas salientes de las observaciones corales de mínimo solar.

2.2.3 Condiciones de contorno en el ecuador y el polo

Como vimos en la sección anterior, nuestro modelo hace uso de condiciones de perfiles derivados de observaciones, para la presión del ecuador y el polo: $p_{equa}(r)$ and $p_{pole}(r)$. Para esto, utilizaremos las observaciones de densidad y temperatura que hemos detallado en las secciones 2.1.1 y 2.1.2, infiriendo la presión a partir de la ecuación de estado para un gas ideal. Las determinaciones de densidad y temperatura son a su vez dependientes de modelos simples (generados específicamente en cada análisis observacional), de modo que los perfiles $p_{equa}(r)$ and $p_{pole}(r)$ resultantes son semi-empíricos.

Las densidades electrónicas pueden estimarse de observaciones de luz blanca polarizada pB. Como explicamos en la sub-sección 2.1.1, la *inversión* que se realiza para determinar estas densidades hace uso de la suposición de axisimetría, aproximadamente válida en mínimo solar. De los diversos resultados observacionales correspondientes a los pasados dos mínimos solares, que comentamos en la sub-sección 2.1.1, adoptaremos los resultados de Sittler & Guhathakurta (1999). Sus densidades en el ecuador y el polo pueden aproximarse por la expresión

$$N_e(r) = a_1 e^{a_2/r} r^{-2} [1 + a_3/r + a_4/r^2 + a_5/r^3] \quad (2.28)$$

con la distancia heliocéntrica r dada en unidades de radio solar (que utilizaremos de aquí en más, a menos que se indique lo contrario). Estas expresiones se comportan exponencialmente muy cerca de la base coronal, donde esperamos que el plasma este en equilibrio hidrostático (altas frecuen-

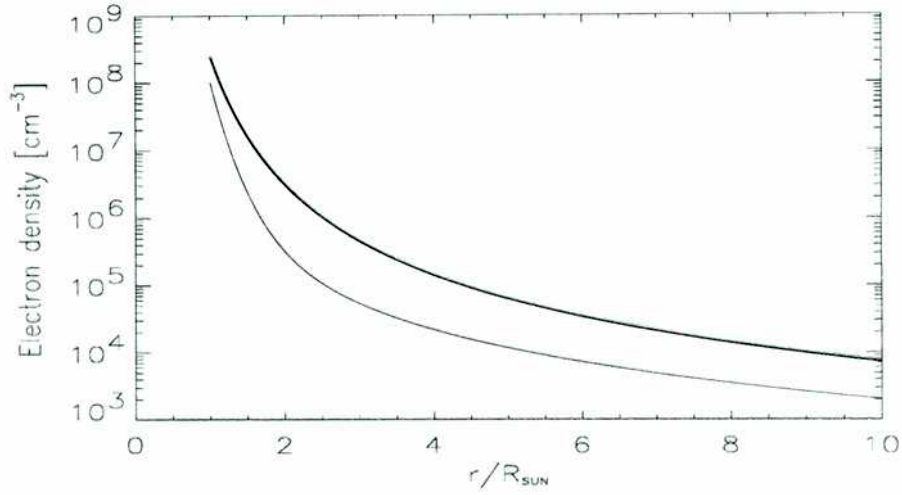


Figura 2.4: Perfiles de densidad en función de la altura derivados de observaciones, para el polo (trazo fino) y el ecuador (trazo grueso).

Región	$a_1 [\times 10^5 \text{cm}^{-3}]$	a_2	a_3	a_4	a_5
Ecuador	3.26	3.67	4.89	7.61	5.99
Polo	1.29	4.80	0.30	-7.17	12.32

Tabla 2.1: Valores numéricos de los parámetros utilizados en los perfiles de densidad en el ecuador y el polo.

cias colisionales y bajas velocidades netas), y decaen como $1/r^2$ muy lejos del Sol. Las constantes $a_{i=1,\dots,5}$, para los mejores ajustes a los datos derivados de observaciones, se indican en la Tabla 2.1. La Figura 2.4 muestra los correspondientes perfiles. Como se ha mencionado, las observaciones de pB alcanzan alturas máximas de unos $5R_\odot$, los ajustes a alturas mayores han sido determinados utilizando mediciones in-situ de *Ulysses*, a distancias del orden de $1\text{UA} \sim 215R_\odot$ (Sittler & Guhathakurta, 1999). No obstante el interés de nuestro modelo es la región $1 - 5R_\odot$.

En la sub-sección 2.1.2 discutimos las observaciones de temperatura, destacando las anisotropías observadas, que conducen a anisotropías de presión. Las observaciones que utilizaremos corresponden a distintos trabajos, y hemos desarrollado modelos propios que resumen la diversa información semi-empírica disponible. Para los cálculos de esta parte del modelo, solo precisamos datos de componentes perpendiculares de temperatura. Sin embargo necesitaremos también de modelos de temperatura paralelos cuando resolvamos las

ecuaciones de viento solar. De esta forma, desarrollamos modelos de temperatura, paralelo y perpendicular a las líneas de campo magnético, en el polo y el ecuador. Hemos por lo tanto incorporado características centrales indicadas por las observaciones: fuerte anisotropía de la temperatura protónica en el polo (con temperaturas perpendiculares mayores que las paralelas) e isotropía en la zona ecuatorial.

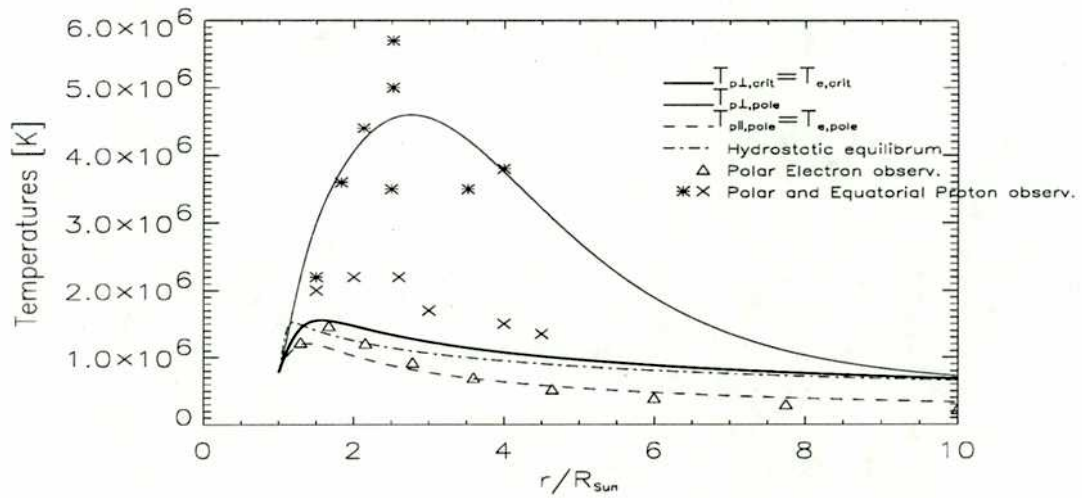


Figura 2.5: Perfiles de temperatura en función de la altura derivados de observaciones, para el polo y el ecuador. Los perfiles del ecuador son indicados con subíndices “crit”, ya que son a la vez los perfiles adoptados a lo largo de la línea magnética crítica.

Modelamos las distintas componentes de las temperaturas (paralela y perpendicular), para las dos especies consideradas (protones y electrones), utilizando la siguiente función

$$T(r) = T_0 \frac{(a+1)}{a + br^\alpha + (1-b)r^{-\beta}} + T_1 \frac{(r-1)^2 \exp(-(r-1)/\Delta r)}{(r_{max}-1)^2 \exp(-(r_{max}-1)/\Delta r)}. \quad (2.29)$$

El primer término consiste básicamente en dos leyes de potencia, dando una función que empieza en el valor T_0 en la base coronal $r = 1$, crece rápidamente con una ley de potencias r^β , alcanza un máximo no lejos de la superficie del Sol, luego decreciendo con una ley de potencia -más suave- r^α . La constante a permite cambiar el máximo de temperatura alcanzado por el perfil si modificar los comportamientos asintóticos cerca y lejos de la superficie solar $r = 1$.

	protones polares	electrones polares	protones ecuatoriales	electrones polares
T_0	$8 \times 10^5 \text{K}$	$8 \times 10^5 \text{K}$	$8 \times 10^5 \text{K}$	$8 \times 10^5 \text{K}$
a	0.	0.	0.1	0.1
b	0.23	0.23	0.47	0.47
β	6.6	6.6	6.6	6.6
α	0.7	0.7	0.55	0.55
T_1	$3 \times 10^6 \text{K}$	0.	0.	0.
Δr	$1R_\odot$			

Tabla 2.2: Valores numéricos de los parámetros utilizados en los perfiles de temperatura en el ecuador y el polo.

El segundo término principal comienza en el valor cero en la superficie solar, crece cuadráticamente a bajas alturas, luego decrece exponencialmente a alturas mayores. Este término nos permite imponer un crecimiento rápido a temperaturas más elevadas y en un rango más ancho de alturas, como se observa en la región polar (p.ej. con el UVCs). Estos picos de temperaturas más elevadas serán de orden T_1 , y el parámetro Δr gobierna el ancho de alturas sobre la cual existen estas temperaturas más elevadas. Este segundo término será utilizado solamente para la temperatura polar perpendicular de los protones. Para los demás perfiles tomaremos $T_1 = 0$. En todos los casos, tomaremos una única potencia $\beta = 6.6$ y un único valor $T_0 \sim 8 \times 10^5 \text{K}$, de modo que todos los perfiles serán asintóticamente iguales al acercarnos a la superficie solar $r = 1$. En la Tabla 2.2 indicamos los valores numéricos de todos los parámetros utilizados en los perfiles de temperaturas de electrones y protones, tanto perpendiculares como paralelas, en el ecuador y el polo.

Para los protones de la zona polar los perfiles de temperatura perpendicular alcanzan temperaturas máximas del orden de $\sim 5 \times 10^6 \text{K}$ en alturas del orden de $r \sim 2.5R_\odot$. Esto es consistente con las observaciones de UVCs/*SoHO* (indicadas con asteriscos), que discutimos en la sección 2.1.2. El modelo para la temperatura protónica perpendicular en el polo está representada por la línea continua de trazo fino en la Figura 2.5.

En la zona ecuatorial, hemos seleccionado los valores de los distintos parámetros no solo para que los perfiles sean consistentes con los datos observacionales, sino también para que se parezcan a un perfil hidrostático en las zonas cerradas del streamer. Como hemos discutido en la sección 2.1.2, estudios detallados de streamers ecuatoriales de mínimo solar (Raymond et al., 1997; Li et al., 1998; Gibson, 1999b), indican que en estas regiones los perfiles de temperaturas son consistentes con una situación cercana al equilibrio hidrostático, alcanzando temperaturas máximas del orden de $1.6 \times 10^6 \text{K}$ en

posiciones del orden de $r = 1.5R_{\odot}$. Bajo equilibrio hidrostático, el gradiente de presiones es completamente compensado por la gravedad, y de la ecuación (2.9) obtenemos $dp/dr = -m_p g_{\odot} n_e(r)/r^2$, donde $g_{\odot}$ es la aceleración gravitatoria del Sol en su superficie. Utilizando los perfiles ya derivados de densidades ecuatoriales, obtenemos el perfil de presión hidrostática por integración directa,

$$p(r) = p_0 - m_p g_{\odot} \int_{R_{\odot}}^r dr \frac{n_e(r)}{r^2} \quad (2.30)$$

Para fijar el valor de p_0 , requerimos que la presión resultante a una cierta altura de referencia r_0 sea consistente con las temperaturas y densidades observadas a esa altura. Con esta presión, y los perfiles de densidad, obtenemos los perfiles de temperatura consistentes con equilibrio hidrostático. La Figura 2.5 muestra la solución hidrostática compatible con las densidades ecuatoriales de la Figura 2.4 como una línea punteada-rayada. El modelo de temperatura que utilizamos para el ecuador está indicado como un trazo continuo grueso, que presenta un perfil cercano a la solución hidrostática.

Como se discutió en la sección 2.1.1, las determinaciones observacionales de temperaturas cinéticas ecuatoriales provenientes de análisis de anchos de $\text{H I-Ly}\alpha$, mostrados como cruces en la Figura 2.5, tienden a ser mayores que los valores correspondientes al modelo hidrostático. Los perfiles de línea están afectados por ensanchamientos no-térmicos, y constituyen en realidad límites superiores para el ancho térmico. Los valores determinados a partir de cocientes de intensidades de líneas de iones pesados (no afectados por efectos no-térmicos), tienden a ser sistemáticamente menores en el ecuador. Estos valores menores son los utilizados por estudios como los de Raymond et al. (1997) y Li et al. (1998), que avalan el escenario ecuatorial cercano al equilibrio hidrostático. Teniendo estas consideraciones en cuenta, y dadas las relativamente altas incertezas ($\sim 30\%$) de las estimaciones de temperatura basadas en análisis de perfiles de líneas de emisión, nuestro modelo es también consistente con estas observaciones.

La zona cerrada del streamer se caracteriza por densidades relativamente altas y no hay movimiento neto (viento solar) del plasma, esperamos que en esta región sea razonable suponer isotropía y temperaturas electrónicas similares a las protónicas. La misma suposición de isotropía e igual temperatura de electrones y protones, es razonable en la zona ecuatorial pero por encima del streamer, en la zona de viento lento, tal como lo indican las observaciones de la misión *Ulysses* en la región ecuatorial extendida.

Para las temperaturas electrónicas en los polos, seleccionamos los parámetros que nos llevan a un mejor ajuste con las observaciones reseñadas en la sección 2.1.2 (Ko et al., 1997; Cranmer et al., 1999). El modelo se indica como línea

rayada, y los datos observacionales como triángulos.

Con relación a las temperaturas paralelas, estas no pueden estimarse tan directamente. Un límite inferior razonable, es igualarlas a las temperaturas electrónicas adoptadas. Este límite inferior es fundamentado tanto en consideraciones observacionales como teóricas. Por un lado, las mediciones in-situ del viento solar extendido, muestran que $T_{p\parallel} > T_e$ (Marsh et al., 1982; Pilipp et al., 1987). Por otro lado, los mecanismos de calentamiento coronal más postulados (complementarios a la conducción térmica) actúan preferentemente en los protones. Estos mismos mecanismos de calentamiento depositan más energía en temperatura cinética perpendicular que en paralela (Cranmer et al., 1999). Por lo tanto, esperamos que las temperaturas paralelas polares sean mucho menores que las altas temperaturas observadas en la dirección perpendicular, y similares a las temperaturas electrónicas. Consideraremos entonces a los electrones esencialmente isótropos, y modelamos las temperaturas paralelas protónicas iguales a las adoptadas para los electrones.

Finalmente, modelamos la transición de densidades y temperaturas en función de las líneas de campo magnéticas, de la misma forma que lo hacemos para las presiones en la ecuación (2.26). De esta forma, los perfiles (en función de la altura) a largo de la línea crítica A_c (que separa la zona cerrada de la abierta) coinciden con los perfiles ecuatoriales que hemos discutido. Así, no habrá variación latitudinal apreciable dentro de la zona cerrada, donde las variables dependerán básicamente de la altura. Esto es consistente con las observaciones de streamers coronales, discutidas en las secciones 2.1.1 y 2.1.2, que indican que las temperaturas y densidades no muestran drásticos cambios latitudinales en la región cerrada de los streamers.

Habiendo descripto los modelos semi-empíricos polares y ecuatoriales del modelo, en la próxima sección describimos la implementación numérica del problema de minimización Lagrangiana.

2.2.4 Implementación numérica

Para llevar a cabo la minimización del Lagrangiano dado por la ecuación (2.15), discretizamos la corona con una grilla fija de N_r puntos radiales y N_θ puntos latitudinales. El Lagrangiano es un funcional del campo $A(r, \theta) = A_\phi r \sin(\theta)$, es decir del campo A_ϕ , ya que (r, θ) constituyen una grilla fija). Su versión discretizada es entonces una función de $N = N_r \times N_\theta$ variables $A_\phi(i, j)$, donde $i = 1, \dots, N_\theta$ y $j = 1, \dots, N_r$. Así, el problema de minimizar el balance perpendicular, se transforma en el problema de minimizar una función de N variables.

Los algoritmos de *minimización multidimensional* (como se denomina a este tipo de problemas) pueden dividirse en forma general en dos grandes cat-

egorías, dependiendo del uso (o no) de las primeras derivadas de la función a minimizar. Nosotros haremos uso de las primeras derivadas, basándonos en un algoritmo muy robusto de este tipo, conocido como *algoritmo de Polak-Ribiere* (*Numerical Recipes*, 1997). Los N valores del campo A_ϕ son tratados como un único vector perteneciente a un espacio N -dimensional. Partiendo de un valor arbitrario para este vector (que definen la condición inicial del campo magnético), se propone una variación δA_ϕ (también un vector de N componentes). Luego, se realiza una minimización uni-dimensional a lo largo de la *dirección* que δA_ϕ define en el espacio N -dimensional. Es decir, buscamos el valor del escalar λ para el cual el funcional L presenta un mínimo en el sub-espacio $A_\phi + \lambda \delta A_\phi$. Partiendo de este punto del espacio N -dimensional, se elige otra dirección δA_ϕ , y se repite el procedimiento, minimizando a lo largo de otra dirección. El proceso continúa hasta alcanzar el mínimo global.

La elección de las sucesivas direcciones, a lo largo de las cuales realizamos las minimizaciones uni-dimensionales, son evidentemente un aspecto clave del algoritmo. Estas se eligen mediante el método de los *gradientes conjugados*, que hace uso de las primeras derivadas de la función L que se minimiza. Las minimizaciones sucesivas, a lo largo de las direcciones definidas por los gradientes conjugados, se realizan mediante el método de *Brent* (o *golden-search*). Referimos al lector al Capítulo 10 del libro *Numerical Recipes* (1997) para detalles sobre el método de los gradientes conjugados y el método de Brent. La combinación de los mismos, optimiza la búsqueda del mínimo, y hacen que el algoritmo sea muy robusto.

La minimización está sujeta a las condiciones de contorno del campo A_ϕ que discutimos en detalle previamente, (ver ecuaciones (2.20-2.24)). Estas condiciones son tratadas numéricamente de la siguiente forma. El vector de variaciones δA_ϕ propuesto siempre tiene componentes nulas en los límites de la grilla coronal. Inmediatamente antes de la evaluación del funcional L , los valores de contorno para A_ϕ son actualizados de la siguiente forma. En las zonas donde se requiere $\delta A_\phi = 0$ los valores no son modificados, y son re-calculados apropiadamente en los puntos de grilla de contorno donde las condiciones aplican sobre derivadas de A_ϕ . Es en este punto del cálculo en el que las ecuaciones (2.20-2.24) son utilizadas. Los valores de contorno requeridos para A_ϕ se hallan en función de sus valores actuales en los puntos de grilla inmediatamente interiores, utilizando versiones discretas de los operadores diferenciales apropiados en cada caso. Para aplicar las condiciones de contorno en el ecuador, precisamos actualizar la altura del pico del streamer, r_{pico} . Este valor se actualiza comparando los valores de A_ϕ en los puntos inmediatamente interiores al ecuador con el valor A_c , esta comparación que indicará cual debe ser la nueva posición del pico del streamer.

Una vez que el campo A_ϕ es actualizado en todos los puntos, se calcula el funcional L . Para ello, precisamos calcular el módulo del campo magnético y la presión de gas en cada punto de grilla. Esto se realiza a través de rutinas apropiadas que calculan ambas cantidades a partir de su dependencia con el campo A_ϕ , dada por las ecuaciones (2.4) y (2.26) respectivamente.

También fijamos la *tolerancia* ϵ de la minimización, un pequeño parámetro adimensional, tal que la minimización se detiene cuando el cambio relativo del valor del funcional L se vuelva menor que la tolerancia. Es decir, el proceso se detiene cuando la diferencia ΔL , de los valores L resultantes de dos minimizaciones-unidimensionales consecutivas, cumple: $\Delta L/L < \epsilon$.

2.2.5 Resultados del modelo

Los parámetros libres de nuestro modelo son la intensidad máxima del campo magnético radial en la base polar de la corona, B_0 ; el valor de la línea crítica A_c (tal que A_c/A_{eq} mide la fracción de flujo magnético que será abierta); el valor de línea A_h que indica el punto central donde se produce el gradiente de presiones perpendicular a las líneas; y el valor A_w que indica el ancho transversal (a las líneas magnéticas) de la zona del gradiente de presiones.

Las condiciones de contorno de presión ya han sido determinadas para el polo y el ecuador. Fijados entonces los valores de los parámetros libres, nuestros algoritmos encuentran la configuración de campo magnético y presión de gas que minimiza el funcional L , es decir, la configuración correspondiente al equilibrio perpendicular de fuerzas

Hemos desarrollado los códigos numéricos apropiados (en lenguaje IDL), utilizando la técnica numérica descrita en la sub-sección 2.2.4. Los códigos de minimización parten de una distribución de campo magnético completamente arbitraria, y el usuario debe fijar los valores de los parámetros libres. Para los cálculos hemos utilizado una grilla de $N^2 = N_r \times N_\theta = 180^2$ puntos. La grilla latitudinal es regular y abarca el rango polo-ecuador (sus últimos dos puntos en realidad rodean la línea del ecuador). La grilla radial abarca el rango $1 - 10R_\odot$ y es irregular, siendo más densa en el rango de pequeñas alturas ($1 - 3R_\odot$). Fijamos la grilla de esta forma para poder determinar la altura del streamer con suficiente precisión, siendo esa zona la que presentará una morfología magnética más compleja. Hemos corrido nuestros códigos en una CPU SPARC Ultra-20, en el Center for Astrophysics, donde disponemos de licencias IDL para uso continuo. Una corrida típica de los códigos de minimización toma unas 24hs de cálculo (tiempo real). Hemos realizado diversas corridas de los códigos a fin de determinar como se ven afectados los resultados para diversas combinaciones de valores de los parámetros del modelo. La Tabla 2.2.5 indica valores numéricos particulares que utilizamos en los

resultados que mostraremos.

Como hemos visto, para el campo magnético radial en la base de la corona utilizamos el perfil observacional de la ecuación (2.5), fijando la intensidad máxima del campo magnético en el polo $B_0 = 10\text{G}$, y $p = 7$ para el perfil latitudinal. Utilizaremos estos valores característicos en los resultados que mostraremos. Como hemos explicado, fijada esta condición de contorno del campo magnético en la base coronal, queda determinado numéricamente el valor máximo A_{eq} del campo $A = A_\phi r \sin(\theta)$, que tiene lugar en el ecuador ($r = R_\odot$, $\theta = \pi/2$).

Como vimos, el valor de A_c/A_{eq} determina la fracción del flujo magnético total que resulta abierto. La selección de este valor determina entonces el ancho en latitud de la base del streamer. Cuánto mayor sea la fracción de flujo abierto, tanto mayor será la superficie de la zona basal del agujero coronal, y menor la del streamer. Por lo tanto, a medida que aumentamos A_c el agujero coronal crece, y esperamos que el streamer deba soportar una creciente presión magnética de la región abierta. El aumento de A_c resulta entonces también en una disminución de la altura del streamer. Inversamente, fijado A_c , una disminución de B_0 implicaría un aumento en la altura del streamer, ya que disminuiría la presión magnética externa sobre el streamer.

Para el valor fijado de B_0 , realizamos diversos experimentos para el parámetro A_c . Para el rango $A_c/A_{eq} = [0.70, 0.90]$ obtenemos alturas de streamer resultantes en el rango $r_{\text{pico}} = [2.4, 1.5]R_\odot$, respectivamente. El valor escogido para los resultados que se muestran es un valor intermedio de $A_c/A_{eq} = 0.80$, implicando que un 80% del flujo magnético total en la base de la corona es abierto. Según veremos, esto implicará una altura del streamer en torno de $r_{\text{pico}} = 2R_\odot$, y predicciones de intensidad en luz blanca en buen acuerdo con observaciones típicas de mínimo solar.

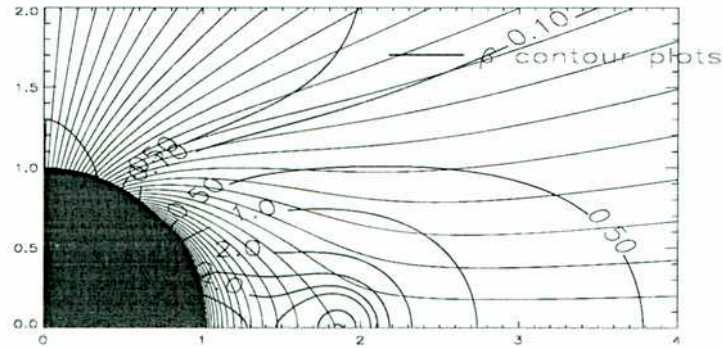
El valor de A_h indica la línea magnética central de la región de gradiente latitudinal de presión (ver sección 2.2.2). Al aumentar A_h , nuestro modelo de presión implica que la zona de presión de gas alta disminuya, implicando también una disminución del tamaño del streamer. Por lo tanto hemos realizado diversos experimentos para A_h también. De hecho, los experimentos para A_c indicados en el párrafo anterior corresponden a un valor promedio de $A_h/A_c = 0.70$. Este valor será utilizado en los resultados que mostraremos, al ser menor que la unidad indica que el centro del gradiente latitudinal de presión ocurre para una línea con valor $A < A_c$, es decir en la zona abierta que rodea al streamer. El valor de A_h/A_c tendrá entonces implicancias en la variación latitudinal de las predicciones de intensidad de luz blanca coronal. Según veremos, el valor $A_h/A_c = 0.7$ producirá perfiles latitudinales consistentes con las observaciones.

Finalmente, el valor de A_w indica el ancho de la región de líneas mag-

$$\begin{aligned}
B_0 &= 10 \text{ G} \\
A_c/A_{eq} &= 0.80 \\
A_h/A_c &= 0.70 \\
A_w/(A_c - A_h) &= 0.15
\end{aligned}$$

Tabla 2.3: Valores numéricos utilizados para los parámetros libres del modelo

néticas en la cual ocurre el gradiente latitudinal de presión, ver sección 2.2.2. Al aumentar A_w , nuestro modelo de presión implica que la zona de gradiente $[A_h - A_w, A_h + A_w]$ se ensanche. Según detallamos, la transición latitudinal de perfiles de temperatura polares a perfiles ecuatoriales es también gobernada por este mismo ancho. Según veremos al resolver las ecuaciones de viento solar, el cambio de los modelos de temperatura, en conjunción con la morfología resultante del campo magnético cerca del streamer, tendrá consecuencias importantes en las soluciones de viento solar. Las soluciones del viento resultarán más lentas cerca del streamer, tal como indican las observaciones latitudinales de viento solar. El ancho de la región de soluciones lentas estará dado en definitiva por A_w , y hemos realizado diversos experimentos para este valor. El valor de $A_w/(A_c - A_h) = 0.15$ indicado en la Tabla 2.2.5, resulta un valor intermedio para el cual el ancho de la región de velocidades lentas estará en el orden de los $20 - 30^\circ$ en torno del ecuador, consistente con las observaciones de la nave *Ulysses*.

Figura 2.6: Configuración de líneas magnéticas resultantes (trazos fino) y contornos de nivel del β de plasma resultante

El proceso de minimización parte de una distribución magnética completamente arbitraria, y la configuración magnética final sólo depende de los valores que se fijan para los tres parámetros libres descriptos más arriba. Esto

se ha verificado realizando corridas con los mismos valores de los parámetros, y partiendo de distribuciones iniciales muy diferentes.

Para los valores de la Tabla 2.2.5, la Figura 2.6 muestra la estructura coronal final que resulta una vez que la minimización ha convergido. La figura muestra la corona entre el polo y el ecuador y un cuarto del disco solar (en color negro). La extensión de la figura es de $4R_{\odot}$ en el ecuador y $2R_{\odot}$ en el polo, a fin de mostrar con claridad la estructura del streamer. Los trazos finos indican las líneas de campo magnéticas, con la posición del pico del streamer resultando estar en $r_{\text{pico}} \approx 1.88R_{\odot}$, sobre el ecuador. Los trazos gruesos representan el parámetro β de plasma, que mide el cociente de presión de gas y magnética. Los contornos de nivel graficados corresponden a valores que varían desde ~ 0.01 (en la región polar), a ~ 1 en la región de transición entre la zona abierta y la cerrada, alcanzando valores de ~ 10 en torno del pico del streamer y la zona central del mismo.

La Figura 2.7 muestra los resultados del modelo extendiéndose a $5R_{\odot}$ en el ecuador y el polo, mostrando la mitad de la corona. En cada imagen el color del pixel es proporcional al valor de la magnitud representada. La escala va de azul (valores mínimos) a rojo (valores máximos). La Figura 2.7(a) indica presión perpendicular de gas $p_{\perp}$ resultante y la Figura 2.7(b) indica presión magnética resultante $p_{\text{mag}} \equiv B^2/(8\pi)$, se han tomado raíces quintas de las presiones a fin de optimizar la escala de colores. Superpuestas a los mapas de intensidad indicamos líneas de campo magnético resultantes, con su valor A en unidades de A_c . Se indica la línea separatriz $A = 1A_c$ entre la zona cerrada del streamer y la zona abierta de los agujeros coronales. Se indican algunas líneas cerradas y abiertas, estas últimas se vuelven radiales en el punto de grilla radial máximo $10R_{\odot}$. Las tres líneas abiertas que aparecen agrupadas en torno de unos $\sim 15^\circ$ por encima (y por debajo) del ecuador, indican la línea central del gradiente de presión $A_h = 0.7A_c$, y las líneas $A_h \pm A_m$ que delimitan la zona donde se produce el 50% del gradiente de presión (ver sección 2.2.2).

Se puede ver el incremento de la presión de gas dentro del streamer, donde la presión magnética es mínima. Lo opuesto ocurre en el polo, donde la presión de gas es mínima y la magnética es máxima. En la imagen de presión magnética puede verse claramente un mínimo en el punto del pico del streamer. Esto se debe a una intensa divergencia local del campo magnético para las líneas abiertas que pasan muy cerca del pico del streamer (ver Figura 2.6). Esta intensa divergencia local de B tendrá importantes consecuencias sobre la solución de viento solar, según veremos en la próxima sección.

La Figura 2.8(a) muestra el cociente entre las presiones de gas y magnética, $\beta = p_{\perp}/p_{\text{mag}}$, en escala logarítmica para optimizar la escala de colores. Encontramos que la transición de valores de β bajos (azul) a valores

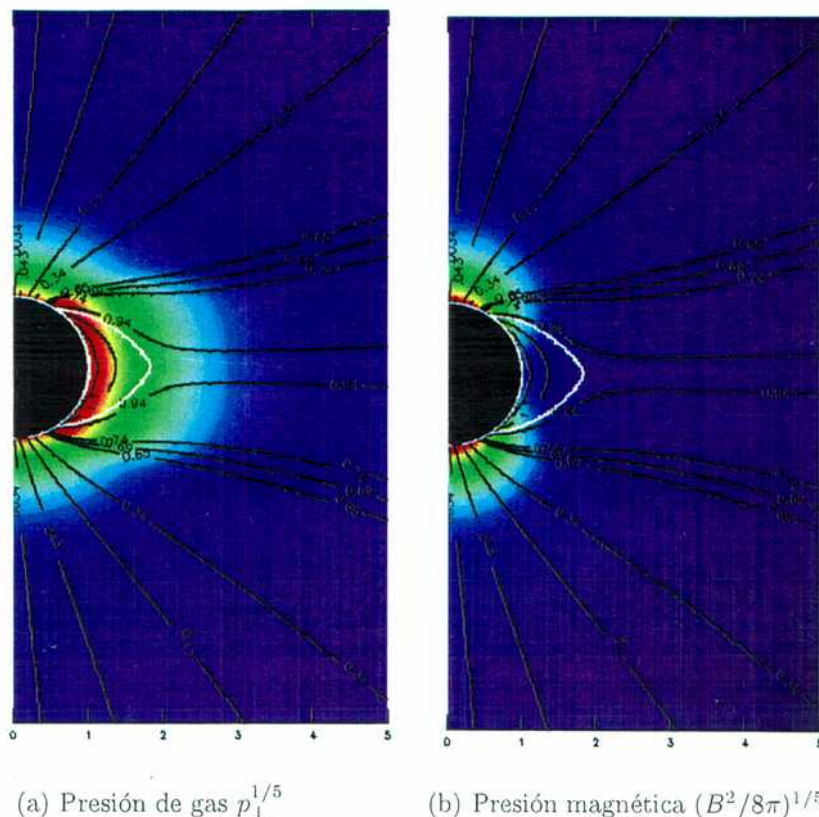


Figura 2.7: Resultados de la minimización Lagrangiana. En cada imagen el color del pixel es proporcional al valor de la magnitud representada. La escala va de azul (valores mínimos) a rojo (valores máximos). Superpuestas se hallan las líneas de campo magnético resultantes, con sus correspondientes valores de A/A_e .

altos (rojo), se produce a lo largo de la línea magnética $A_h = 0.7A_e$, que es precisamente la zona media del gradiente de presión.

Se ven claramente los altos valores de β en la zona central del streamer. Los valores de β llegan a sus valores máximos en torno del pico del streamer. Este es el efecto de la intensa divergencia local del campo magnético, donde el mínimo de presión magnética local (ver Figura 2.7(b)) genera valores de $\beta > 10$. Estos valores de β son preliminares, ya que cuando calculemos las soluciones de viento solar las densidades de masa serán corregidas, y por lo tanto las presiones de gas también. Luego desarrollaremos un proceso iterativo para verificar la compatibilidad de las soluciones de presión de la minimización con las del viento solar. Encontraremos que el valor de β es

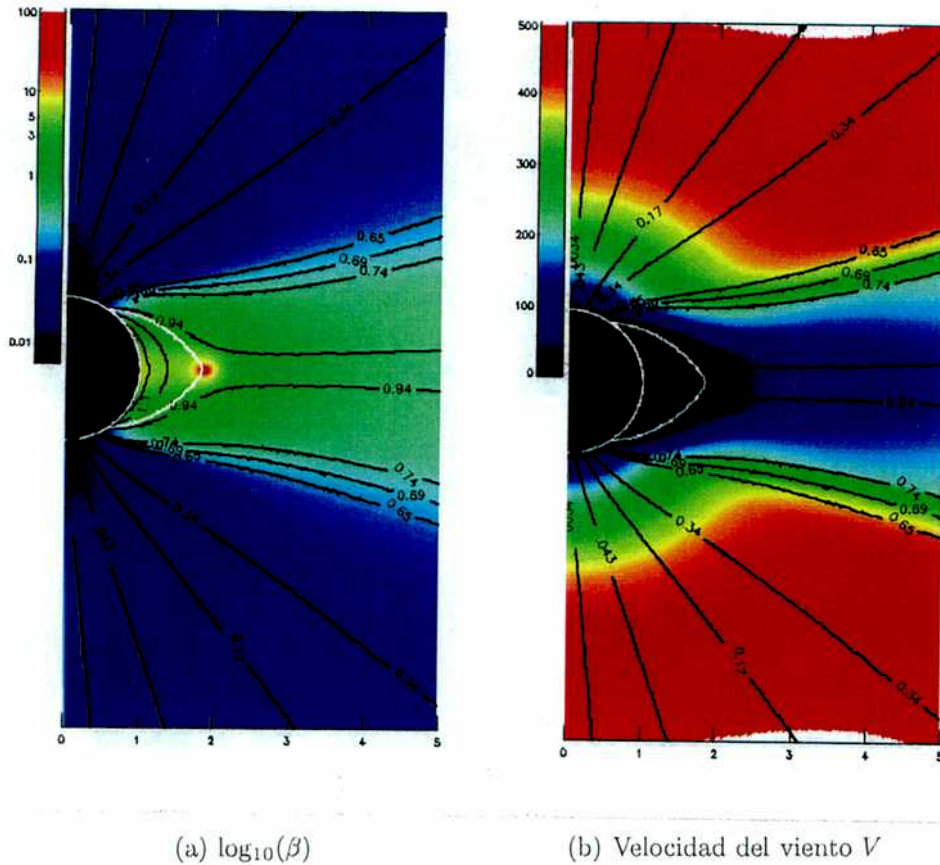


Figura 2.8: Resultados de la minimización Lagrangiana y el viento solar. En cada imagen el color del pixel es proporcional al valor de la magnitud representada. La escala va de azul (valores mínimos) a rojo (valores máximos). Superpuestas se hallan las líneas de campo magnético resultantes, con sus correspondientes valores de A/A_c .

efectivamente alto dentro del streamer y especialmente en la localización del pico del mismo. Estos resultados de $\beta > 1$ en streamers son coincidentes con resultados obtenidos de modelos que realizan integración numérica directa de ecuaciones MHD más complicadas que las analizadas por nosotros, como por ejemplo en los trabajos por Wang et al. (1998) y Suess et al. (1996).

Estimar β en forma empírica en streamers es un problema difícil, debido a la ausencia de mediciones directas del campo magnético en la corona. Para streamers ecuatoriales del pasado mínimo solar, Li et al. (1998) han combinado estimaciones observacionales de las propiedades del plasma (utilizando el instrumento ultravioleta UVCS/*SoHO* y el SXT/*Yohkoh*) con un modelo magnético potencial. Sus resultados indican valores de $\beta = 5$ en la base

del streamer, y $\beta = 3$ en $r = 1.5$. Nuestros resultados son consistentes con esta estimaciones, indicando el rol central de la presión de gas dentro de los streamers. Por otro lado, la región abierta de los agujeros polares, está caracterizada por valores bajos de β . Así, el cinturón de streamers puede visualizarse como una zona de presión de gas relativamente alta, confinada por un fuerte “envase” magnético externo (ver también Suess et al., 1999b).

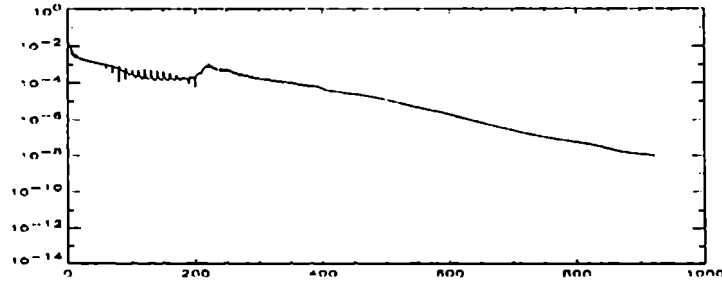


Figura 2.9: Minimización Lagrangiana: $\Delta L/L$ versus número de iteración

Para evaluar la convergencia de nuestra técnica de minimización, la Figura 2.9 muestra la evolución de la diferencia del valor del funcional L entre dos iteraciones sucesivas. Graficamos $\Delta L/L \equiv (L_{i+1} - L_i)/(1/2)(L_{i+1} + L_i)$ en función del número de iteración i . Las iteraciones se detienen cuando el criterio de convergencia $\epsilon = 10^{-8}$ ha sido alcanzado. La técnica de minimización ha sido implementada para resolver el balance perpendicular de fuerzas, dado por la ecuación (2.14). La validez del resultado final puede entonces cotejarse a partir de la evaluación numérica de ambos miembros de la ecuación (2.14), utilizando para esto los resultados finales de la minimización. Para alturas seleccionadas entre los puntos mínimo y máximo de la grilla radial, la Figura 2.10 muestra la evaluación de ambos miembros de la ecuación (2.14), en función de los invariantes de línea A/A_c . El miembro izquierdo de la ecuación (2.14) es proporcional a $dp_{\perp}/dA$. Por ello, en cada altura el término presenta un pico en torno de $A_h/A_c = 0.7$ (la zona central del gradiente de presión). La línea continua y los diamantes corresponden a los miembros izquierdo y derecho de la ecuación (2.14) respectivamente, verificándose un muy buen acuerdo entre ambos miembros dentro de la precisión de la convergencia de la minimización.

Finalmente; la Figura 2.8(b) muestra las soluciones de viento solar que surgen de nuestro modelo en la próxima sección. Posponemos hasta entonces el análisis de esta figura.

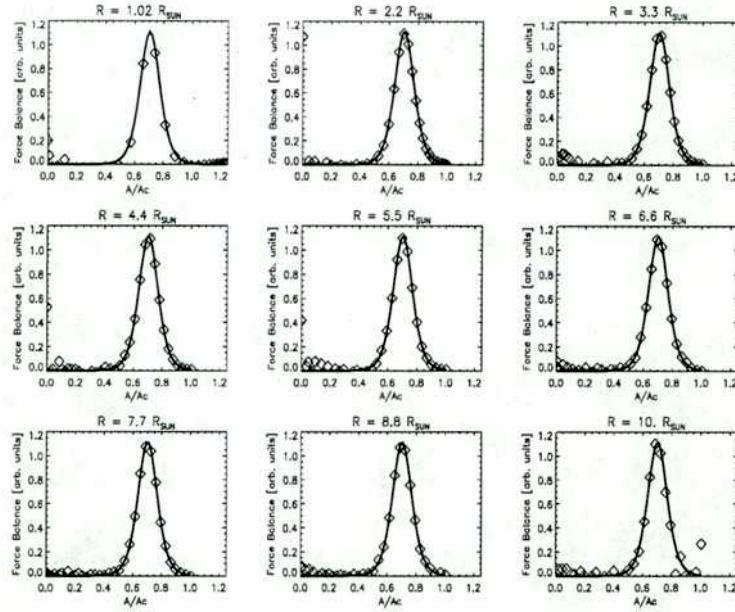


Figura 2.10: Utilizando los resultados de la minimización, y para las alturas indicadas, evaluación numérica de ambos miembros del balance perpendicular de fuerzas de la ecuación (2.14). El trazo continuo corresponde al miembro izquierdo, los diamantes al miembro derecho.

2.3 Balance paralelo de fuerzas. Ecuaciones de viento

Encontraremos ahora soluciones de viento solar para la estructura magnética que surgió como resultado de nuestro modelo en la sección 2.2. La estructura que encontramos no ha considerado los efectos de la inercia del viento y de la anisotropía de las presiones. Como hemos anticipado, para resolver el balance paralelo de fuerzas a lo largo de las líneas magnéticas halladas, volvemos a considerar el balance de fuerzas completo dado por la ecuación (2.2). En el balance suponemos ahora conocido el campo magnético $\mathbf{B}$, dado por la solución del problema de minimización Lagrangiana. Reemplazando la expresión del tensor anisótropo de presiones dado por la ecuación (2.3), y reordenando términos, obtenemos

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) \left[\left(\frac{p_{\parallel} - p_{\perp} + \rho V^2}{B} \right) \mathbf{e}_s \right] + \nabla p_{\perp} = -\rho \nabla \Phi_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.31)$$

donde $B \equiv |\mathbf{B}|$. Tomamos ahora el producto interno del balance de fuerzas con el vector unitario $\mathbf{e}_s$ paralelo a las líneas de campo magnéticas. Haciendo

uso de $\mathbf{e}_s \cdot \partial \mathbf{e}_s / \partial s = 0$ (donde $\partial / \partial s$ es la derivada direccional a lo largo de las líneas de campo), obtenemos el balance paralelo de fuerzas,

$$B \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\rho}{B} (C_{\perp}^2 + V^2) \right) + \rho C_{\perp}^2 \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial s} = -\rho \frac{\partial \Phi_g}{\partial s} \quad (2.32)$$

donde s es la distancia medida a lo largo de las líneas, y hemos introducido las velocidades sónicas paralela y perpendicular a las líneas, definidas por

$$C_{\perp}^2 \equiv \frac{p_{\perp,i}}{\rho} = \frac{k_B (T_{p,\perp,i} + T_{e,\perp,i})}{m_p} \quad (2.33)$$

donde T_p y T_e son las temperaturas electrónicas y protónicas respectivamente, V es la velocidad del plasma a lo largo de las líneas, y Φ_g es el potencial gravitatorio solar. Es posible extraer la densidad de masa fuera de las derivadas de la ecuación (2.32) utilizando la conservación del flujo de masa a lo largo de las líneas magnéticas, que para el estado estacionario se escribe

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\rho V}{B} \right) = 0 \quad (2.34)$$

De las ecuaciones (2.32-2.34), obtenemos entonces la siguiente ecuación diferencial para la velocidad paralela del plasma

$$\left(1 - \frac{C_{\perp}^2}{V^2} \right) V \cdot \frac{\partial V}{\partial s} = \frac{\partial f}{\partial s} \quad (2.35)$$

$$f(s) \equiv \frac{GM}{r(s)} - C_{\perp}^2(s) - \int_0^s \frac{C_{\perp}^2(s')}{B(s')} \frac{\partial B}{\partial s} ds' \quad (2.36)$$

El último término en la ecuación (2.36) representa el efecto de la fuerza magnética sobre el viento. Alternativamente, esta misma ecuación de viento para un solo fluido (sin discriminar especies), puede obtenerse de las ecuaciones cinéticas de Boltzman de electrones y protones, y suponiendo que ambas especies poseen una velocidad similar. Para encontrar las soluciones en el marco de nuestro modelo, calcularemos la función $f(s)$ a lo largo de las líneas magnéticas, utilizando los modelos de temperaturas $T_{\perp,i}(r, \theta)$ desarrollados previamente en la sub-sección 2.2.3 y la intensidad magnética $\mathbf{B}(r, \theta)$ que surgió del balance perpendicular de fuerzas.

Para esto debemos primeramente calcular las cantidades necesarias a lo largo de las líneas magnéticas, es decir, $B(s, A)$, $C(s, A)$, $r(s, A)$. Debemos entonces “trazar” las líneas de campo numericamente, es decir, debemos evaluar las coordenadas polares (r, θ) a lo largo de cada línea magnética. De la solución del balance perpendicular de fuerzas, hemos obtenido el campo $A(r, \theta)$. Podemos invertir numéricamente este resultado, para hallar la

posición angular de una dada línea de campo a una altura dada (es decir, $\theta[A, r]$). Podemos ahora calcular la longitud de camino s a lo largo de cada línea, e invertir para hallar $r[A, s]$, con lo cual podemos ahora calcular $\theta[A, s]$. Hemos así hallado las coordenadas polares a lo largo de cada línea magnética. Con estas funciones es ahora posible evaluar el valor de cualquier campo físico, ya conocido en la grilla fija, a lo largo de cada línea magnética. Es decir, dado el campo en la grilla fija: $\Phi(r, \theta)$, podemos calcular: $\Phi(A, s) \equiv \Phi(r[A, s], \theta[A, s])$.

Hemos desarrollado los códigos necesarios para trazar numéricamente las líneas de campo magnético que resultan de nuestro modelo y evaluar los resultados de presión, temperatura y campo magnético a lo largo de las mismas. Con estos resultados podemos integrar las ecuaciones (2.35-2.36) de viento solar. En la siguiente sección mostramos los resultados obtenidos.

2.3.1 Soluciones de viento solar

Mostramos ahora el resultado de trazar los distintos campos a lo largo de las líneas magnéticas. Calculamos los resultados a lo largo de dos líneas en particular: a) la línea polar y b) la línea *crítica*, que es la línea abierta más cercana a la separatriz entre las regiones abierta y cerrada. Esta línea crítica rodea al streamer desde su base, pasa muy cerca al pico del mismo, y se aleja paralela al ecuador, tornándose radial apenas por encima del pico del streamer.

El panel superior de la Figura 2.11 muestra el resultado de trazar la intensidad magnética $B = |\mathbf{B}|$ a lo largo de estas dos líneas, en función de la distancia $r/R_\odot$ en cada punto del trazado. El trazo fino corresponde a la línea polar, el grueso corresponde a la línea crítica. La altura $r_{\text{pico}} \approx 1.88R_\odot$ del pico del streamer aparece como referencia, indicada por líneas discontinuas verticales. Vemos claramente el mínimo en B cuando pasamos muy cerca del pico del streamer, correspondiente al mínimo sobre el ecuador en la Figura 2.7(b) de presión magnética. La línea polar no presenta ese comportamiento por hallarse muy lejos del streamer.

El panel intermedio de la Figura 2.11 muestra la función $f(s[r])$ de la ecuación (2.36) a lo largo de la línea crítica (trazo grueso) y polar (trazo fino). Vemos claramente un máximo local en f cuando pasamos muy cerca del pico del streamer, que se explica de la siguiente forma. Muy cerca del pico del streamer, la intensidad del campo magnético presenta una divergencia local muy grande, como se ve claramente en el primer panel.

El término de la derivada logarítmica domina el comportamiento de f cerca del pico del streamer, donde vadrá: $\partial f / \partial s \propto -\partial \ln(B) / \partial s$ en torno de la posición s_{pico} de máxima aproximación al pico del streamer (ver e-

cuación (2.36)). Inmediatamente debajo del pico, el campo magnético diverge rápidamente ($B(s)$ decrece localmente), mientras que encima del pico converge rápidamente ($B(s)$ crece localmente). Este cambio de comportamiento en el campo magnético al pasar cerca del pico del streamer implica que, en el máximo acercamiento al mismo, tendremos $\partial \ln(B)/\partial s(s_{cusp}) \propto \partial f/\partial s(s_{cusp}) = 0$. Este comportamiento ocurre sólo para líneas suficientemente próximas al pico del streamer, y por lo tanto no aparece a lo largo de la línea polar (trazo fino).

Para integrar las ecuaciones de viento numéricamente, precisamos identificar previamente los *puntos sónicos* a lo largo de cada línea, es decir, la posición s_c tal que $V(s_c) = C_1(s_c)$. Estos puntos servirán como condición inicial para dos integraciones de línea de la ecuación (2.35), que se realizarán alejándose del punto sónico, hacia alturas menores y mayores respectivamente.

Examinando la ecuación (2.35) notamos que a lo largo de cada línea, el miembro izquierdo se cancela en el punto sónico y también donde $V(s)$ presente un extremo local. Del miembro derecho de la misma ecuación, resulta claro que en esos puntos tendremos $\partial f/\partial s(s) = 0$. Así, encontrando los puntos donde $f(s)$ presente extremos, habremos localizado el punto sónico y los extremos locales de $V(s)$.

El panel central de la Figura 2.11 muestra que a lo largo del polo (trazo fino) la función f presenta sólo un extremo local, un mínimo absoluto. En este caso la única posibilidad es que este punto sea el sónico, y que la velocidad no presente extremos locales, creciendo en forma monótona. Hemos pues hallado el punto sónico a lo largo de la línea polar.

A lo largo de la línea crítica (trazo grueso) la situación es muy diferente. Como vimos, el máximo local de $f(s)$ no se relaciona con el punto sónico, sino con la morfología magnética cerca del pico del streamer. De lo cual se desprende que la velocidad $V(s)$ presenta un extremo local en este punto. El punto sónico tendrá que estar localizado entonces en la posición de uno de los dos mínimos locales de la función $f(s)$. Exploramos ambas posibilidades, eligiendo uno de los dos mínimos de f , suponiendo que $V = C_1$ en el punto elegido, e integrando la ecuación (2.35) para obtener $V(s)$ en todos los puntos. Encontramos que la ecuación puede integrarse en forma completa (para todas las alturas) solo si se parte del mínimo absoluto, es decir, del menor de los dos mínimos locales. Hemos encontrado así que el punto sónico, para las líneas magnéticas muy cercanas al streamer, es el mínimo local de f ubicado por arriba del pico del streamer. El mínimo de f por debajo del pico del streamer, así como el máximo local de f , corresponderán a extremos locales de $V(r)$ a lo largo de la línea crítica. Con esto completamos la búsqueda de los puntos sónicos y podemos integrar las ecuaciones de viento solar.

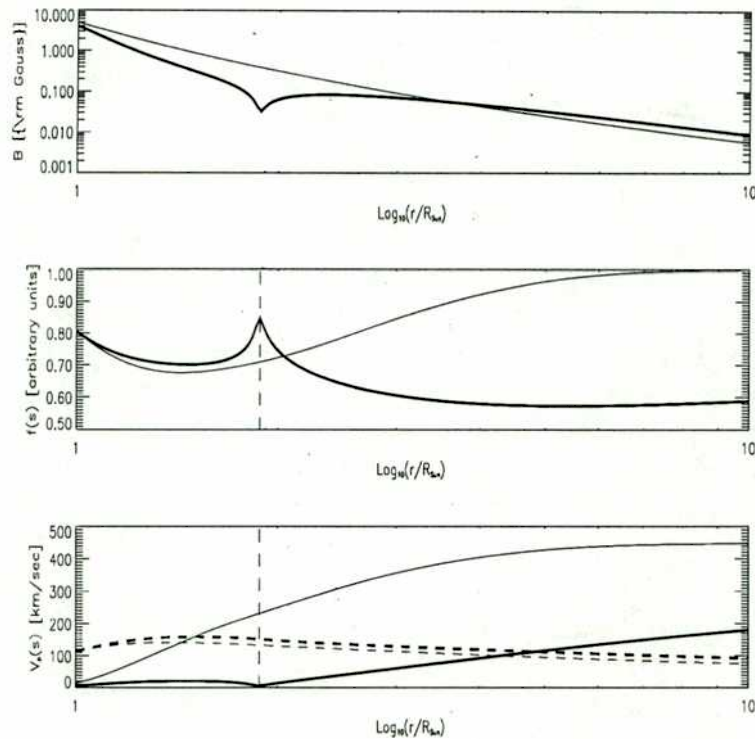


Figura 2.11: Campo magnético $B(s)$, función $f(s)$ y solución de viento $V(s)$ lo largo de las líneas magnéticas crítica (trazo grueso) y polar (trazo fino). La línea magnética vertical indica la posición del pico del streamer. En el tercer panel, las líneas punteadas indican la velocidad sónica paralela en cada línea magnética analizada.

El panel inferior de la Figura 2.11 muestra la velocidad de viento $V(r)$ resultante para las líneas polar (trazo fino) y crítica (trazo grueso). Hemos incluido el trazado de los perfiles de velocidad sónica paralela a lo largo de ambas líneas. El trazo discontinuo fino indica la velocidad del sonido a lo largo de la línea polar, y el trazo discontinuo grueso a lo largo de la línea magnética crítica. Vemos que, a lo largo de la línea crítica, la velocidad de viento se torna supersónica por arriba del pico del streamer. Para la línea polar el viento se torna supersónico por debajo del pico del streamer. A lo largo de la línea crítica vemos que la solución de viento alcanza un máximo local en el primer mínimo de f , y un mínimo local en el máximo de f , tal como anticipamos previamente. Encontramos que las velocidades a lo largo de la línea polar alcanzan velocidades de 500 km/sec en los $10 R_{\odot}$. A lo largo de la línea crítica, la solución de viento alcanza velocidades significativamente

menores, llegando a unos 200 km/sec en los 10 $R_{\odot}$.

Estos valores numéricos dependen de los perfiles de temperatura modelados en la Figura 2.5. Para diversos modelos de temperatura razonables, de los cuales el utilizado presenta valores intermedios, los resultados de viento son muy similares a los aquí presentados. En todos los casos, se encuentra una solución lenta en torno del streamer y una rápida a lo largo del polo. La velocidad asintótica a grandes distancias para ambas soluciones presenta diferencias de factores entre 2 y 3. Este resultado es consistente con mediciones *in-situ* realizadas en el espacio a 1UA, que indican velocidades en torno de 400km/sec y 800km/sec, para las componentes lenta y rápida del viento solar respectivamente. Nuestro modelo de viento es bastante simple, incluyendo dos efectos físicos centrales: la anisotropía de las temperaturas cinéticas y el efecto de divergencia magnética local en torno del pico del streamer. Nuestro modelo incluye la deposición de energía en forma semi-empírica (a través de los modelos de temperatura), pero no incluye términos de deposición de impulso lineal. Debido a esta simpleza, resulta natural que el modelo no reproduzca los valores numéricos observados para las velocidades del viento, y que nuestros resultados sean menores.

Lo que es interesante notar es que el modelo sí predice una diferencia cualitativa notable entre el viento solar en torno de los streamers, donde la solución es “lenta”, y el viento polar, donde la solución es “rápida”. A la altura del pico del streamer, la solución lenta presenta velocidades extremadamente bajas, debido al frenado del efecto magnético local (efecto de *botella magnética*). El viento rápido se vuelve supersónico en alturas de orden $1.5R_{\odot}$ (por abajo del pico del streamer), mientras que la solución lenta lo hace a alturas mucho mayores de orden $\sim 5R_{\odot}$ (muy por arriba del pico del streamer).

Este comportamiento tan diferente para las soluciones a lo largo de las líneas magnéticas abiertas que pasan cerca del streamer, puede entenderse como el efecto de la morfología de éstas sobre el viento. Vimos que al pasar cerca del pico del streamer debe ocurrir un extremo local en $V(s)$. El tercer panel de la Figura 2.11 efectivamente muestra un mínimo local para la solución, precisamente donde $f(s)$ presenta el máximo local. Vimos que en esta zona, df/ds está dominada por la derivada logarítmica del campo magnético. Considerando esto en la ecuación (2.35), y puesto que el régimen es subsónico, obtenemos que cerca del pico del streamer $\partial V/\partial s \propto \partial \ln(B)/\partial s$. Así, vemos que el mínimo local de V es consecuencia del mínimo local de B . El efecto de *botella magnética* sobre un flujo subsónico es el de des-acelerar el flujo. Este tipo de efectos han sido previamente explorados en el contexto del viento solar por Wang (1994), cuyos resultados son consistentes con los nuestros.

Hemos analizado las soluciones a lo largo de la línea polar ($A = 0$) y la línea crítica ($A = A_c$). Para las líneas intermedias ($0 < A < A_c$), se produce una transición gradual desde el tipo de solución rápida en los polos, a la solución lenta cerca del streamer. A medida que A decrece las líneas magnéticas pasan cada vez más lejos del pico del streamer, y el efecto de botella magnética es cada vez menor. Eventualmente el efecto desaparece y se pasa a la solución rápida.

Realizando la integración para todas las líneas magnéticas trazadas, y luego “destrazando” los resultados (es decir, volviendo a la grilla fija r, θ), hallamos el módulo del viento en todos los puntos de nuestro modelo coronal. La Figura 2.8(b), muestra un mapa de colores de la intensidad del viento obtenida en toda la corona (azul es mínimo, rojo es máximo). Vemos claramente que el campo de velocidades es relativamente lento alrededor del streamer, en comparación con los valores mucho más altos alcanzados en latitudes más altas. Vemos además que la transición a altas velocidades (verde-amarillo) se produce a menores alturas a medida que aumenta la latitud. Es decir, los puntos sónicos son menores a mayor latitud. Se ve claramente que la transición entre los regímenes lento y rápido se produce en torno de la línea $A_h = 0.7A_c$, que define el punto medio de la transición de presión a través de las líneas magnéticas.

Recientemente, Suess et al. (1999a) analizaron la dependencia latitudinal de las observaciones de viento solar de la misión espacial *Ulysses*. Su análisis muestra que la componente lenta del viento solar se halla en la zona de campos abiertos que se extienden por encima de los streamers (el ecuador en nuestro modelo axisimétrico). El valor de A_h , como se anticipó, se ha elegido a fin de reproducir un ancho de la zona de viento lento del orden de la observada por las observaciones del *Ulysses*. Este parámetro determina además la zona intermedia del gradiente de presión. Según veremos, en torno de la línea A_h nuestro modelo predice para la emisión de luz blanca una transición entre emisión intensa (zona ecuatorial) y débil (zona polar). Esto es consistente con los resultados observacionales de Suess et al. (1999a), que precisamente muestran que la zona de viento lento corresponde a la zona de mayor brillo, y la transición de intensidad del viento y de brillo se producen aproximadamente en las mismas regiones.

Los resultados de viento de nuestro modelo presentan diferencias cualitativas fuertes entre las líneas polares y las que rodean al streamer. Las soluciones que surgen alrededor de los streamers (y se expanden cerca del ecuador) presentan soluciones claramente más lentas, con velocidades asintóticas del orden de $1/2$ de las soluciones asintóticas polares. Asimismo, las soluciones en torno de los streamers se tornan supersónicas en alturas ($\sim 5R_\odot$) muy por arriba del pico de los streamers, mientras que las polares lo hacen a al-

turas mucho menores ($\sim 1.5R_{\odot}$). Esta gran diferencia de los puntos sónicos es otra de las predicciones interesante de nuestro modelo. Esta diferencia aparece debido a que las soluciones de viento lenta alcanzan un mínimo en torno del pico del streamer. Este mínimo se debe a la alta divergencia del campo magnético en esta zona, que como vimos tiene el efecto de desacelerar el flujo. La transición entre ambos tipos de soluciones de viento es bastante abrupta, ocurriendo en torno de $\pm 20^\circ$. Nuestros resultados son consistentes con las observaciones de mínimo solar de la misión *Ulysses*, que observó la variación latitudinal del viento solar.

En conclusión, a pesar de su simplicidad, nuestro modelo es capaz de generar resultados consistentes con las observaciones, tanto respecto de la transición entre solución lenta y rápida, como en el ancho típico de la región de soluciones lentas. Notemos que hemos modelado las temperaturas cinéticas paralelas de manera muy similar en el polo y ecuador. Una inspección de las ecuaciones (2.35-2.36) indica entonces que la diferencia más relevante entre las líneas polares y cercanas al streamer se encuentra en el tercer término de f , en las temperaturas perpendiculares y la intensidad de la derivada logarítmica de la intensidad magnética B . Nuestros resultados favorecen así la tesis, aún no establecida en forma contundente, de que el origen del viento lento lo constituyen las regiones abiertas muy cercanas a los streamers. Más aún, parecen indicar que tal diferencia es esperable exclusivamente como efecto de la anisotropía de temperaturas (en los polos) y la intensa divergencia local de campo magnético cerca del pico del streamer (en el ecuador). Nuestros resultados constituyen así una verificación de la reciente hipótesis de Noci et al. (1998), que propone que el viento solar lento podría deberse a propiedades geométricas especiales de la divergencia del campo magnético alrededor de los streamers.

Con las velocidades de viento calculadas a lo largo de las líneas magnéticas, podemos ahora utilizar la conservación del flujo de masa de la ecuación (2.34) para re-calcular las densidades. Para ello, precisamos especificar la densidad en una altura de referencia. Tomamos como referencia los valores de densidad en la base coronal $r = 1$ que utilizamos para la minimización Lagrangiana, ya que son valores guiados observacionalmente. La Figura 2.12 muestra la densidad de electrones que surge de considerar el flujo de masa (trazos continuo) a lo largo del ecuador (trazo grueso) y del polo (trazo fino). Los trazos punteados representan las densidades polares y ecuatoriales utilizadas en la resolución del balance perpendicular de fuerzas, es decir de la Figura 2.4). Como era de esperar, las soluciones de densidad consistentes con la solución de viento solar difieren de las densidades obtenidas con la minimización Lagrangiana. Esto se debe a que estrictamente hemos resuelto en forma desacoplada los balances paralelo y perpendicular de fuerzas.

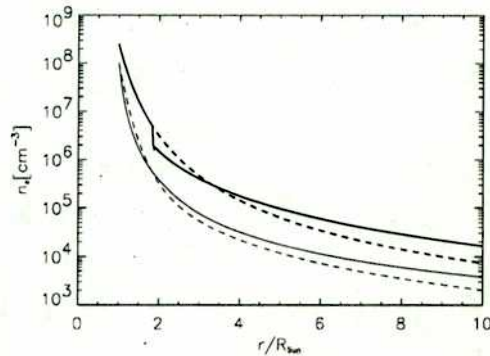


Figura 2.12: Densidades electrónicas a lo largo del polo (trazo fino) y el ecuador (trazo grueso). Los trazos punteados son los resultados de la minimización, los trazos continuos corresponden a los resultados de viento solar.

El desacuerdo no es grave, pero hemos desarrollado un método iterativo para corregir los resultados a fin de que las soluciones de ambos problemas sean consistentes. Mostramos estos resultados corregidos en el próximo capítulo. Posteriormente mostramos las predicciones de emisividad ultravioleta y de luz blanca a partir de nuestro modelo, y comparamos con datos observacionales de mínimo solar.

Capítulo 3

Emisividad Coronal en UV y LB

3.1 Solución iterativa del modelo

En el capítulo anterior, hemos resuelto el balance de fuerzas desacoplándolo en dos problemas independientes. En primer lugar resolvimos el balance perpendicular de fuerzas dado por la ecuación (2.9), y posteriormente resolvimos el balance paralelo de las ecuaciones (2.35-2.36). Para alcanzar un mayor nivel de consistencia entre las soluciones para la estructura magnética (solución al balance perpendicular) y las soluciones de viento solar (solución al balance paralelo), hemos desarrollado un método iterativo. Haciendo uso de las metodologías descritas en el capítulo anterior, formulamos el siguiente proceso numérico iterativo para resolver las ecuaciones del problema completo (ver el diagrama de flujo de la Figura 3.1):

1. Fijamos los valores de los parámetros libres del modelo.
2. Prescribimos un modelo de presiones $p_{\perp}(A, r)$ mediante los modelos semi-empíricos de densidades y temperaturas del capítulo anterior. Fijamos una configuración magnética inicial $A_{\phi}(r, \theta)$ completamente arbitraria.
3. Resolvemos el balance perpendicular de fuerzas sin efectos inerciales ($V = 0$) y suponiendo isotropía ($p_{\perp} = p_{\parallel} \equiv P$; $\nabla \cdot \bar{\bar{P}} = \nabla P$). Como resultado, obtenemos el campo magnético $\mathbf{B}(r, \theta)$ y el campo de presión de gas $P(r, \theta)$, y podemos “trazar” las líneas magnéticas resultantes, es decir, calculamos $\theta(r, A)$.
4. Prescribimos los perfiles semi-empíricos de $T_{\perp, \parallel}(r, A)$.
5. Resolvemos el balance paralelo de fuerzas a lo largo de cada línea de campo magnética resultante (soluciones de viento). Como resultado,

obtenemos la solución de viento $V(r, A)$, y actualizamos las densidades $\rho(r, A)$.

6. Con estas densidades actualizadas por las soluciones de viento, y los modelos de temperaturas semi-empíricos, actualizamos las presiones a lo largo de las líneas magnéticas: $p_{\parallel, \perp}(r, A)$.
7. Tomamos el campo actual $p_{\perp}(A, r)$ (actualizado por viento solar), como el nuevo modelo de presión perpendicular, y el campo actual $A_{\phi}(r, \theta)$ como la nueva configuración magnética inicial. Regresamos al punto (3). Iteramos hasta alcanzar convergencia.

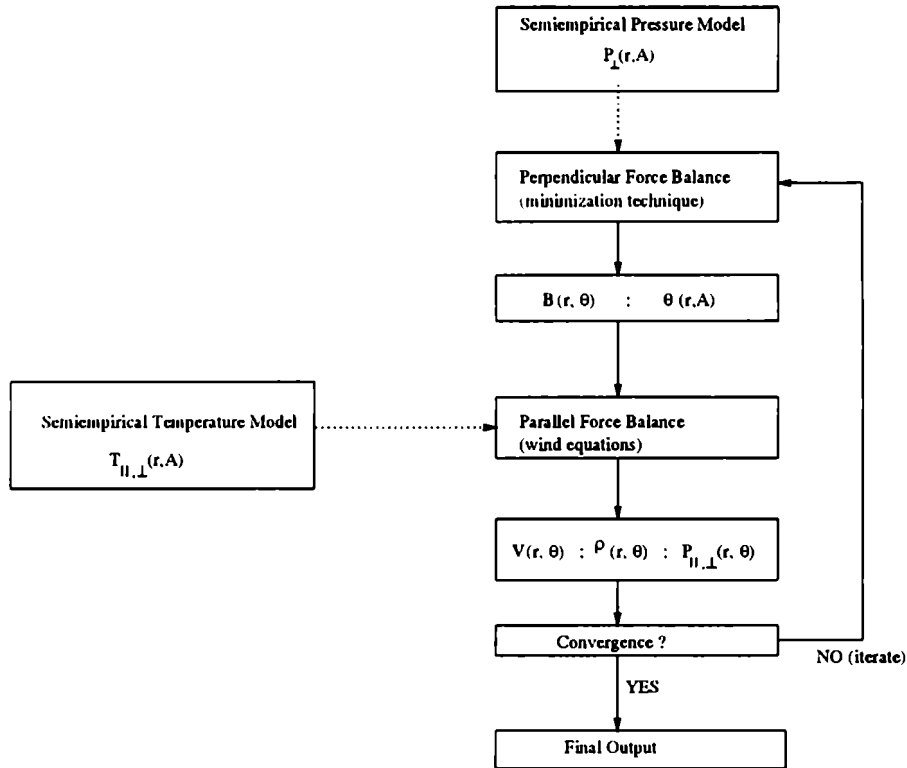


Figura 3.1: Diagrama de flujo del método iterativo

Este proceso iterativo es realizado utilizando esencialmente los códigos desarrollados para el capítulo 2. La alteración más significativa en los mismos ocurre en los de minimización Lagrangiana, más específicamente en la subrutina que calcula el campo de presiones $p_{\perp}(A, r)$ como función de la línea magnética y la altura. En el capítulo anterior, el campo de presiones fue

modelado en forma analítica para la primera minimización. Sin embargo, a partir del punto (7) del esquema de minimización, el campo de presiones es prescripto numéricamente en cada iteración a partir del resultado final de la iteración anterior.

3.1.1 Resultados del proceso iterativo

Hemos procedido a realizar 20 iteraciones del modelo, en una CPU SPARC Ultra-20. El tiempo total de cálculo resulta ser del orden de 1 semana. Si bien la primera minimización emplea aproximadamente 24 hs., las siguientes ocurren mucho más rápidamente, debido a que la mayor parte del trabajo se ha realizado en la primera iteración, como veremos a partir del análisis que sigue.

Para mostrar la convergencia en forma gráfica evaluaremos al final de cada iteración completa, el cociente entre los campos de presión que surgen de la solución del balance perpendicular $p_1^{(a)}$ (resultado del paso 3 de la iteración), y del que surge de la actualización posterior a la solución del balance paralelo $p_1^{(b)}$ (resultado del paso 6 de la iteración). La Figura 3.2 muestra el cociente $p_1^{(b)}/p_1^{(a)}$ como función de los puntos de la grilla (r, θ) , para las primeras 6 iteraciones. En estos gráficos, el eje x corresponde a los puntos de grilla latitudinales, y el eje y a los puntos de grilla radiales. Mostramos los cocientes en una grilla reducida de 30×30 puntos, en lugar de la grilla de 180×180 puntos utilizada para los cálculos.

Vemos que para la primera iteración, los dos campos presentan diferencias de hasta un factor 4. Esto es esperable del análisis previo de la Figura 2.12 (que muestra este cociente de la primer iteración, pero para las densidades). A medida que las iteraciones avanzan, vemos que el cociente entre los dos campos tiende a la unidad en todos los puntos de grilla. En la iteración 6 los dos campos difieren en menos del 5%, luego de la iteración 10 difieren en menos del 3%, y luego de la iteración 20 difieren en menos del 1%. Las iteraciones subsiguientes no producirán cambios importantes en los resultados, de modo que detenemos las iteraciones una vez que hemos alcanzado una convergencia del 1% (iteración 20).

Más aún, el resultado final (iteración 20), no difiere demasiado de las soluciones iniciales del capítulo anterior. Esto indica que la mayoría del trabajo fue realizado en la primer iteración, y que las suposiciones realizadas, para separar el problema inicial en dos problemas independientes resultan razonables. Esto es esperable a partir del siguiente análisis físico. Llamemos l a una distancia característica para los gradientes espaciales del problema, y C a una velocidad sónica característica. Consideramos el problema completo,

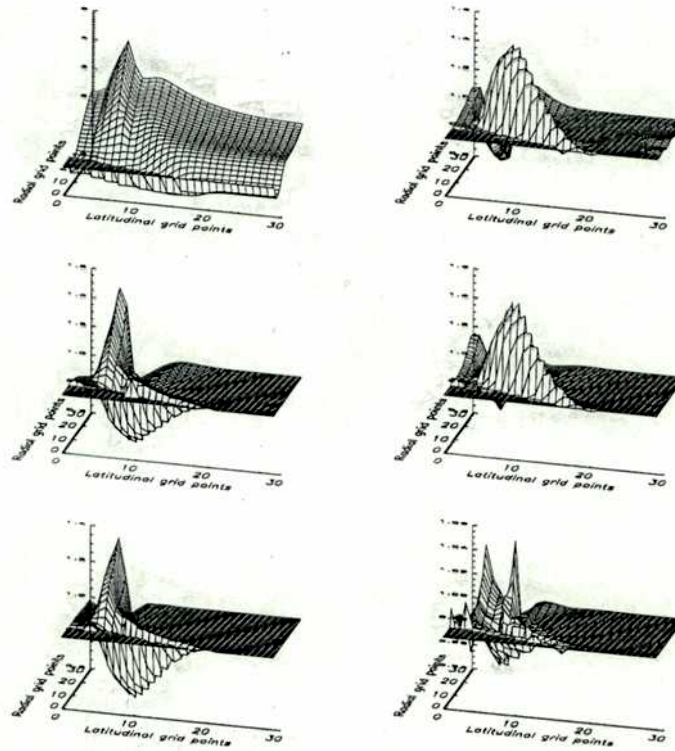


Figura 3.2: Para las iteraciones 1 a 6, graficamos el cociente entre las presiones que surgen de las soluciones de viento solar sobre los que surgen de la solución perpendicular.

dado por el balance de fuerzas de la ecuación (2.2). Podemos realizar el siguiente análisis de órdenes de magnitud para los distintos términos del problema completo

$$\begin{aligned} |\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V})| &\sim \frac{\rho V^2}{l} \quad , \quad |\nabla \cdot \bar{\bar{P}}| \sim \frac{\rho C^2}{l} \\ \left| \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right| &\sim \frac{B^2}{4\pi l} \quad , \quad |\rho \nabla \Phi_g| \sim \rho g \end{aligned} \quad (3.1)$$

Utilizando estas estimaciones, comparamos el cociente de los distintos términos

$$\frac{|\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V})|}{|\nabla \cdot \bar{\bar{P}}|} \sim \left(\frac{V}{C} \right)^2 \quad , \quad \frac{|\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V})|}{\left| \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right|} \sim \left(\frac{V}{V_A} \right)^2 \quad (3.2)$$

$$\frac{|\nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V})|}{|\rho \nabla \Phi_g|} \sim \left(\frac{V}{V_{free}} \right)^2, \quad \frac{|\nabla \cdot \bar{\mathbf{P}}|}{|\frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|} \equiv \beta$$

donde hemos introducido la velocidad de Alfven $V_A \equiv B/\sqrt{4\pi\rho_M}$ y la velocidad gravitatoria de caída libre $V_{free} \equiv \sqrt{gl}$. Para ver como compiten las distintas fuerzas en toda la corona, en la Figura 3.3 evaluamos estos cuatro cocientes a lo largo de las líneas polar (trazos finos) y crítica (trazos gruesos). Los cálculos son realizados con los resultados de la iteración 20.

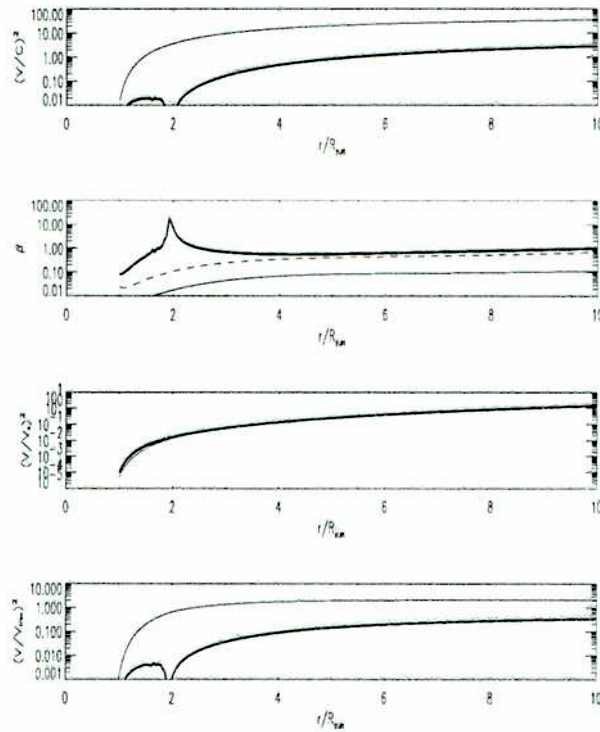


Figura 3.3: Diferentes cocientes de fuerzas a lo largo de las líneas polar y crítica.

Consideremos primero la región polar. El panel superior de la Figura 3.3 muestra que el flujo es supersónico más allá de $\sim 1.5R_\odot$, indicando que los términos inerciales son potencialmente relevantes. Por otro lado, el segundo panel, muestra que $\beta < 0.1$ en todas las alturas, indicando que la fuerza magnética domina sobre la presión de gas. Finalmente, el tercer panel indica que el viento resultante es siempre menor que la velocidad de Alfven local, de manera que esperamos que las fuerzas de Lorentz dominen por sobre los términos inerciales. Así, encontramos que la región polar es efectivamente

dominada por la fuerza magnética, de modo que el plasma de bajo β se mueve siguiendo las (relativamente intensas) líneas magnéticas.

Veamos ahora la situación a lo largo de la línea crítica. Por debajo del pico del streamer (indicado por el máximo local en β , alrededor de $2R_{\odot}$), el flujo es subsónico, y los efectos inerciales no son importantes. El β de plasma toma valores muy altos en el pico del streamer, pero en esas mismas regiones las velocidades son extremadamente bajas. Esto significa que si bien alrededor del pico del streamer, la presión de gas es muy importante, el efecto inercial es despreciable. Por sobre el pico del streamer la situación es menos definida. Los primeros tres paneles muestran cocientes de orden ~ 1 . Es entonces en esta región ecuatorial, por arriba del streamer, donde podemos esperar que las diferentes fuerzas puedan jugar roles comparables (en particular las de inercia). Consistentemente, la Figura 3.2 muestra que es en esta región donde se producen los ajustes más persistentes en los resultados de las sucesivas iteraciones.

Veamos la situación en función de la latitud. La línea punteada del segundo panel, muestra β a lo largo de la línea A_h , el punto intermedio de la región de gradiente latitudinal de presión. Vemos que, a la altura del pico del streamer, no aparecen altos valores de β , ya que a esta altura la línea pasa a unos $\sim 15^\circ$, que resulta ser suficientemente lejos para que el efecto de la alta divergencia magnética local del pico del streamer no sea importante. Así, con excepción de una franja angosta en torno del ecuador y arriba del streamer, encontramos que las suposiciones hechas a priori (en la sección 2.2) para desacoplar los problemas perpendicular y paralelos, resultan aproximadamente válidas en toda la corona.

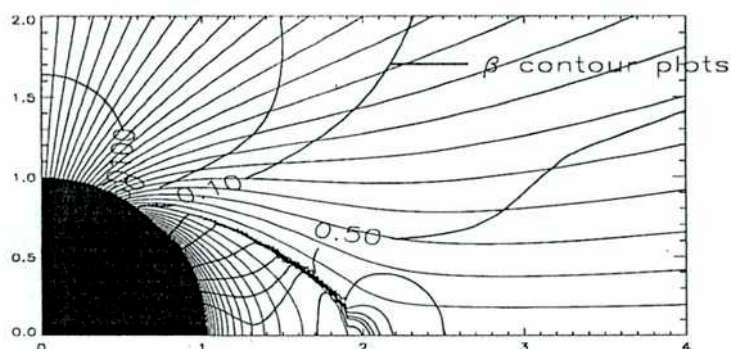


Figura 3.4: Estructura magnética y contornos de nivel de β , luego de 20 iteraciones.

La Figura 3.4 muestra las líneas de campo magnéticas y contornos de β

luego de 20 iteraciones. Comparando con la Figura 2.6, vemos que los únicos cambios apreciables ocurren en torno del pico del streamer, como esperamos del análisis anterior. Por un lado, la altura del pico ha aumentado en un $\sim 5\%$ respecto de la solución inicial, valiendo ahora $r_{\text{pico}} \approx 1.95R_{\odot}$. Esto es a su vez compatible con que en la región de campos abiertos, los valores de β extremadamente altos ocurren solamente muy cerca del pico del streamer. Esto ha aumentado el contraste de presiones entre las zonas cerradas y abiertas, lo cual ha permitido una ligera expansión extra del streamer. A la vez, los valores de β han crecido en general en toda la zona cerrada del mismo.

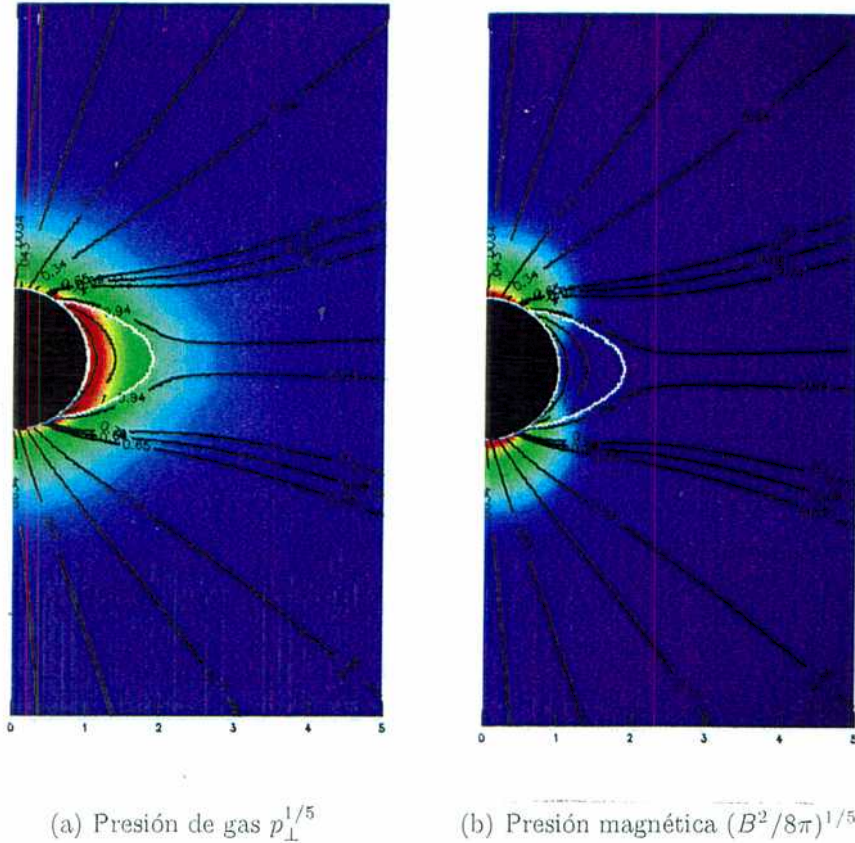


Figura 3.5: Resultados luego de 20 iteraciones. En cada imagen el color del pixel es proporcional al valor de la magnitud representada. La escala va de azul (valores mínimos) a rojo (valores máximos). Superpuestas se hallan las líneas de campo magnético resultantes con sus correspondientes valores de A/A_c .

Estos cambios pueden verse en los cuatro paneles de las Figuras 3.5 y 3.6, que muestran los resultados luego de 20 iteraciones. Mostramos, como en el capítulo 2, los mapas de intensidad de las presiones de gas y magnética, así como de β de plasma y la solución de viento solar. Se encuentra en todos los casos ligeras modificaciones (de orden $< 5\%$) en torno del pico del streamer. La región que rodea el streamer disminuye su presión respecto de la solución inicial, debido a la corrección de viento solar.

Esto se evidencia en un contraste más intenso entre las presiones dentro y fuera del streamer a lo largo de la línea separatriz. Este contraste, algo mayor al de la solución inicial, ha expandido ligeramente el streamer, lo cual ha aumentado ligeramente su altura, como mencionamos más arriba. Consistentemente, encontramos una fuerte transición del β de plasma al pasar de la zona abierta de agujeros coronales a la zona cerrada de los streamers.

Encontramos que el valor de β es efectivamente alto dentro del streamer y especialmente en la localización del cusp del mismo. Estos resultados de $\beta > 1$ en streamers son coincidentes con resultados obtenidos de modelos que realizan una integración numérica directa de ecuaciones MHD más complicadas que las analizadas por nosotros, como por ejemplo en los trabajos de Wang et al. (1998) y Suess et al. (1996). Como mencionamos en el capítulo anterior, nuestros resultados son consistentes con estimaciones semi-empíricas de β en streamers (Li et al., 1998). Por otro lado, la región abierta de los agujeros polares, están caracterizadas por valores bajos de β . Así, el cinturón de streamers puede visualizarse como una zona de relativamente alta presión de gas, confinada por un fuerte “envase” magnético externo (ver también Suess et al., 1999b).

En relación a la morfología magnética global, las correcciones que introducen las iteraciones sobre la solución inicial, no alteran fuertemente la estructura magnética. En el marco de nuestro modelo, esto implica que la estructura global del campo magnético puede entenderse puramente como el balance entre el gradiente de presión perpendicular y la fuerza de Lorentz. En este balance la importancia de los efectos gravitatorios e inerciales son de segundo orden. A su vez, la morfología magnética y la anisotropía de las temperaturas, resultan determinantes para la característica bi-modal del viento solar. Las soluciones de viento se mantienen básicamente inalteradas, presentando modificaciones menores sólo muy cerca del streamer.

En la próxima sección utilizaremos estos resultados para sintetizar imágenes artificiales de luz blanca y HI-Lyc α , comparándolas con datos observacionales.

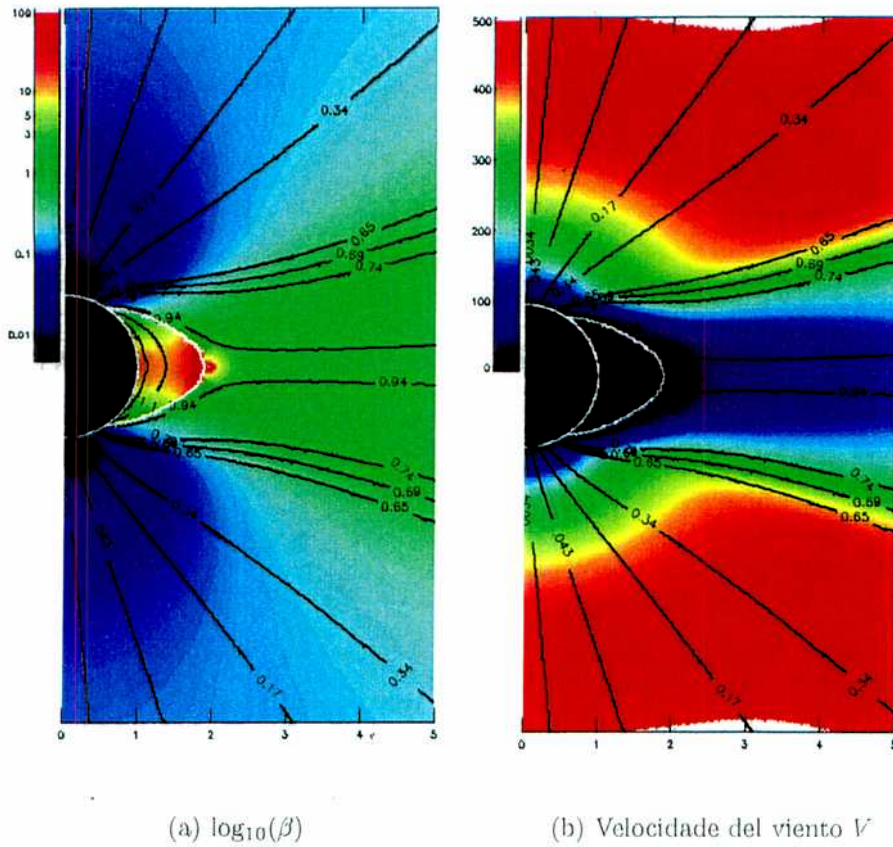


Figura 3.6: Resultados luego de 20 iteraciones. En cada imagen el color del pixel es proporcional al valor de la magnitud representada. La escala va de azul (valores mínimos) a rojo (valores máximos). Superpuestas se hallan las líneas de campo magnético resultantes con sus correspondientes valores de A/A_c .

3.2 Procesos térmicos de emisión coronal

El estudio observacional de la corona solar halla una poderosa herramienta en los rangos de luz blanca (LB) polarizada, y ultravioleta (UV). Como ejemplo, el instrumento UVCS/*SoHO* es capaz de obtener espectros coronales UV (HI- $\text{Ly}\alpha$, HI- $\text{Ly}\beta$, OVI 1032-1037, y otros iones pesados), así como registrar la intensidad de luz blanca polarizada.

La emisividad UV emitida por los iones coronales, es el resultado de decaimientos electrónicos desde estados excitados. Los iones coronales son excitados por dos mecanismos básicos: a) colisiones contra los electrones libres, y b) por la intensa emisión cromosférica proveniente del disco solar.

La mayoría de las líneas que observa el UVCS son formadas por excitación colisional. Sin embargo, las líneas más prominentes, HI-Ly α y el doblete de OVI-1032/1037, poseen contribuciones muy importantes de excitación radiativa (o resonante), que resulta ser de un $\sim 99\%$ para la línea HI-Ly α , y $\sim 50\%$ para las líneas HI-Ly β y el doblete OVI-1032/1037.

Por otro lado, la emisión LB polarizada se debe puramente a deflexión de Thomson de la intensidad fotosférica por parte de los electrones coronales libres.

En la siguiente sección resumiremos las expresiones de emisividad habituales para LB. Asimismo, para las expresiones más complejas de emisividad UV, derivamos expresiones simplificadas para la componente colisional y, especialmente, para la componente resonante.

La corona solar es ópticamente delgada en ambos rangos espectrales (UV y LB). Esto implica que las observaciones coronales en estos rangos son el resultado de integrales de *línea de visión* (LDV) de las emisividades locales. Utilizaremos las expresiones que derivemos de emisividad, junto con los resultados de nuestro modelo coronal global, para sintetizar imágenes artificiales de nuestro modelo en los rangos de LB y HI0-Ly α .

3.2.1 Intensidad de LB

La densidad electrónica coronal puede estimarse midiendo la polarización lineal de la LB, deflectada por efecto Thomson de los electrones coronales sobre la emisión fotosférica (Minnaert, 1930; van de Hulst, 1950). A pesar de que las densidades de plasma pueden también inferirse de mediciones de líneas de emisión UV, estas contienen efectos combinados de densidad, temperatura, velocidad, y abundancia iónica, efectos difíciles de separar. Es importante entonces para los modelos coronales semi-empíricos, incorporar información proveniente de mediciones de LB polarizada, que dependen solamente de la distribución de la densidad electrónica, y de la intensidad media fotosférica.

El producto de brillo polarizado, pB , se define como la intensidad total de polarización lineal (Cranmer, 2001b). Empíricamente, el pB se deriva de combinaciones de imágenes obtenidas utilizando filtros polaroid de diferente orientación. Los instrumentos coronales, como el UVCS/*SoHO*, están equipados con canales LB provistos de estos filtros, a fin de obtener información sobre el estado de polarización de la LB observada.

Puesto que son solo función de la densidad electrónica, las expresiones de pB que se hallan en la literatura resultan ser lo suficientemente sencillas como para incorporarlas a los cálculos a partir de nuestros modelos. Un análisis detallado del efecto Thomson de los electrones coronales libres sobre la intensidad fotosférica, puede hallarse en Cranmer (2001b) y Cranmer et

al. (1999). Siendo la corona ópticamente fina en el rango de LB, el producto pB resulta proporcional a la integral de la densidad electrónica n_e a lo largo de la LDV (línea de visión). Resulta entonces ser una función de la altura heliosférica ρ observada,

$$pB(\rho) = \frac{3}{16} \sigma_T \overline{B}_\odot \int_{LDV} dx n_e(x) \left(\frac{\rho}{r} \right)^2 \left[\frac{(1-u')A(r) + u'B(r)}{1-u'/3} \right] \quad (3.3)$$

donde $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ es la sección eficaz de la deflexión de Thomson electrónica, $\overline{B}_\odot = 1.97 \times 10^{10} \text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ es el brillo promedio del disco solar, $u' = 0.63$ es el coeficiente de *oscurecimiento lineal del limbo* en las longitudes de LB, y $x = (r^2 - \rho^2)^{1/2}$ es la distancia medida a lo largo de la LDV, que cruza el plano del cielo a la altura heliocéntrica observada ρ . Las funciones $A(r)$ y $B(r)$ están dadas por (Cranmer, 2001b)

$$\begin{aligned} A(r) &= \mu - \mu^3 \\ B(r) &= \frac{1}{4} - \frac{3}{8}\mu^2 + \frac{f(r)}{2} \left[\frac{3}{4}\mu^2 - 1 \right] \\ f(r) &= \frac{\mu^2}{\sqrt{1-\mu^2}} \ln \left(\frac{\mu}{1 + \sqrt{1-\mu^2}} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

donde $\mu \equiv \cos[\arcsin(R_\odot/r)]$. Estas funciones dan cuenta de la deflexión debida a los rayos provenientes de todo el ángulo sólido (finito) subtendido por el disco solar.

Utilizando los resultados de densidad de nuestro modelo coronal, podemos calcular las integrales de LDV de la ecuación (3.3) para sintetizar imágenes artificiales de pB , y comparar con los datos observacionales. Esto nos permitirá evaluar si nuestros resultados de densidad son consistentes con observaciones de LB en épocas de mínimo solar.

En el caso de líneas de emisión UV, las expresiones resultan más complicadas que las de LB. Este es especialmente el caso de líneas resonantes, como III-Lyc α , para las cuales la emisividad depende no sólo de la densidad de III, sino también de la velocidad del viento, involucrando además integrales en ángulo sólido acopladas. Derivaremos nuestras propias expresiones simplificadas para las líneas de emisión UV, a fin de obtener expresiones simplificadas (pero apropiadas) para sintetizar imágenes de III-Lyc α a partir de nuestro modelo.

Siendo el resultado de excitación colisional y radiativa (o resonante), la intensidad total de una línea de emisión a la frecuencia ν emergente de la corona ópticamente delgada, es

$$I_\nu(\mathbf{n}) = I_\nu^{(\text{col})} + I_\nu^{(\text{res})} = \int_{\text{LDV}} dx (j_\nu^{(\text{col})} + j_\nu^{(\text{res})}) \quad (3.5)$$

donde $\mathbf{n}$ es el vector unitario dirigido a lo largo de la LDV (coordenada- x), $j_\nu^{(\text{col})}$ y $j_\nu^{(\text{res})}$ son las emisividades decidas a excitación colisional y resonante, respectivamente. Hay además un continuo UV relativamente débil, así como una componente deflectada por efecto Thomson para el caso HI-Ly α , pero en el caso solar estas componentes pueden despreciarse (Cranmer, 2001a).

3.2.2 Intensidad UV colisional

La componente colisional de una línea UV es el resultado de la emisión de iones coronales que han sido excitados colisionalmente por electrones coronales libres. Para obtener una expresión de la componente colisional, haremos ciertas suposiciones físicas centrales, conocidas como *aproximación coronal* (ver Golub, 1997). Por un lado supondremos que un dado nivel excitado de un átomo es poblado exclusivamente desde el nivel fundamental, es decir que una vez excitados, la emisión espontánea es muy efectiva. Además se supone que la excitación es por colisiones con electrones libres exclusivamente, ya que en equilibrio térmico el flujo de electrones (proporcional a la velocidad) es mayor que el de átomos e iones por al menos un orden de magnitud. Por otro lado supondremos que una vez excitado, el nivel es despoblado exclusivamente por emisión espontánea. Los números típicos para tasas de emisión espontánea en la corona son lo suficientemente grandes, y las densidades lo suficientemente bajas, como para que estas suposiciones sean razonables (Golub, 1997; Cranmer, 2001a).

En el equilibrio, la tasa de población $R_p[\text{cm}^{-3}\text{sec}^{-1}]$ de un dado nivel excitado j del ión Y^{+m} deberá ser igual a la de des-población R_d . Si N_e es la densidad electrónica $N_g(Y^{+p})$ es la densidad de iones Y^{+m} en el estado fundamental, $C_{gj}^e(T_e)$ $[\text{sec}^{-1}\text{cm}^3]$ es la tasa de excitación $g \rightarrow j$ debido a colisiones con electrones, y A_{ji} $[\text{sec}^{-1}]$ es la tasa de des-excitación $j \rightarrow i$ por emisión espontánea (con $E_i < E_j$), las suposiciones de arriba implican,

$$\begin{aligned} R_p &= R_d \\ R_p &= N_g(Y^{+p}) N_e C_{gj}^e(T_e) \\ R_d &= N_j(Y^{+p}) \sum_{j, E_k < E_j} A_{jk} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Definiendo el cociente de ramificación $B_{jg} \equiv A_{jg} / \sum_{k < j} A_{jk}$ para la transición $j \rightarrow g$, puede despejarse la densidad de iones en el estado excitado

$N_j(Y^{+p})$. Multiplicando esta densidad por A_{jg} se obtiene la tasa de emisión R [$\text{cm}^{-3}\text{sec}^{-1}$] para la línea colisional debida a la transición $j \rightarrow g$

$$R = N_e N_g(Y^{+p}) B_{jg} C_{gj}^e(T_e) \quad (3.7)$$

Desde el sistema de referencia del átomo, y para la transición $j \rightarrow g$, la frecuencia de la emisión es ν_0 . Desde el sistema observador, la distribución de velocidades de los iones que emiten generará (por efecto doppler) una distribución de frecuencias en torno de ν_0 . Si aproximamos la energía de todos los fotones por $h\nu_0$, y suponemos equiprobabilidad de emisión en cualquier dirección, la emisividad colisional a la frecuencia ν en unidades de [$\text{erg cm}^{-3}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{Hz}^{-1}$], resulta

$$j_\nu^{(\text{col})} = \frac{h\nu_0}{4\pi} C_{gj}^e(T_e) B_{jg} N_g(Y^{+p}) N_e \phi(\nu - \nu_0) \quad (3.8)$$

El perfil $\phi(\nu - \nu_0)$, normalizado según $\int \phi(\nu - \nu_0) d\nu = 1$, es el perfil de la línea que se observa debido a la distribución de los iones en velocidad respecto del observador. Debido a esta dispersión en velocidad, los iones coronales no emiten, para una dada transición electrónica, en una sola frecuencia (desde el sistema del observador). Debemos resaltar aquí que suponemos que las transiciones ocurren entre niveles de energía perfectamente definidos. Esta suposición es válida en la corona, donde las elevadas temperaturas generan dispersiones térmicas que, desde el sistema de referencia solidario a los iones, lucen mucho más anchas. Esta suposición implica que desde el sistema de referencia del ión los fotones emitidos por una dada transición tienen todos la misma frecuencia ν_0 , y que el perfil $\phi(\nu - \nu_0)$ percibido por el observador es puramente debido a la dispersión en velocidad de los iones. También debemos resaltar que hemos hecho la suposición de que todos los átomos excitados emiten por decaimiento espontáneo, lo cual es razonable en la (relativamente tenue) corona.

Como sólo nos interesa la intensidad total de la línea, integrada en frecuencia sobre toda la línea, no precisaremos distinguir entre las distintas frecuencias: todos los fotones contribuyen esencialmente con la misma energía de la frecuencia central de la línea: $h\nu_0$ (las líneas serán lo suficientemente angostas). Así, la emisividad total integrada en frecuencia, está dada por la ecuación (3.8) sin el factor $\phi(\nu - \nu_0)$ (cuya integral vale 1). Finalmente, la intensidad colisional total alrededor de la frecuencia central ν_0 , en unidades de [$\text{erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}$] (integrada en frecuencia y LDV) resulta

$$I_{\nu_0}^{(\text{col})} = \frac{h\nu_0}{4\pi} \int_{\text{LDV}} dx C_{gj}^e(T_e) B_{jg} N_g(Y^{+p}) N_e \quad (3.9)$$

Una vez que la temperatura y densidad del plasma son calculadas de nuestro modelo, podemos utilizar la ecuación (3.9) para calcular la intensidad UV colisional esperada. Hemos desarrollado los códigos numéricos para calcular las integrales de la LDV para las componentes colisionales, a partir de nuestro modelo axisimétrico coronal. Nuestros códigos incluyen resultados de física atómica para $C_{jj}^e(T_e)$ y B_{ji} . Asimismo, precisamos estimar la abundancia $N_g(Y^{+p})$ del ión emisor a partir de cálculos de balance de ionización, de la siguiente forma. La densidad de iones en la ecuación (3.9) puede factorizarse convenientemente como

$$N_g(Y^{+p}) = \frac{N_g(Y^{+p})}{N(Y)} A(Y) 0.8 N_e \quad (3.10)$$

donde $N(Y)$ es la densidad del elemento Y , $A(Y) \equiv N(Y)/N(H^+)$ es la *abundancia* del elemento respecto de los protones, y $0.8 \approx N(H^+)/N_e$. El cociente $N_g(Y^{+p})/N(Y)$ es la *concentración* del ión emisor, es decir, la fracción del elemento emisor que se encuentra en el estado de ionización apropiado. Este cociente, básicamente función de la temperatura electrónica, es calculado en nuestros códigos a partir de cálculos de balance de ionización. En el marco de nuestro modelo coronal, la abundancia de los iones pesados es un parámetro libre, que puede elegirse a fin de obtener imágenes sintéticas similares a las observadas.

De las ecuaciones (3.9-3.10), es evidente que la intensidad total de las líneas colisionales resultan proporcionales al cuadrado de la densidad electrónica. Esta es una diferencia central con las componentes resonantes que, como veremos, dependen de la densidad electrónica. Así, el cociente entre líneas colisionales y resonantes, puede brindar información sobre la densidad electrónica, complementaria a la derivada de mediciones de LB.

3.2.3 Intensidad UV resonante

La componente excitada radiativamente (o en forma resonante) de una línea UV, es el resultado de la deflexión de radiación del disco por parte de los iones coronales en la dirección de la LDV. La intensidad de la emisión resonante es entonces proporcional a la densidad coronal del ión emisor, y a la intensidad del disco en la frecuencia de interés.

Al igual que en el caso colisional, estamos interesados en la emisión de fotones por parte de iones coronales, debido a una transición electrónica específica caracterizada por una única frecuencia ν_0 desde el sistema de referencia solidario al ión. Al igual que en el caso colisional, el perfil de la línea estará determinado por la distribución de los iones en velocidad. La diferencia con el caso colisional es que ahora los iones son excitados por emisión

proveniente de la cromósfera, lo cual es una fuente que puede considerarse en reposo respecto del observador, pero que presenta movimiento relativo respecto de los iones coronales.

Llamemos $\mathbf{v}$ a la velocidad de un ión coronal respecto de la cromósfera (y por tanto del observador), sea $\mathbf{n}'$ el vector unitario en la dirección del fotón proveniente del disco que impacta al ión, sea ν' la frecuencia de este fotón en el sistema de la cromósfera (y del observador), y ν la frecuencia del mismo fotón desde el sistema solidario al ión. Suponiendo velocidades no-relativistas, las dos frecuencias se relacionan por (efecto Doppler)

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}'}{c} \right) \quad (3.11)$$

Si ν_0 es la frecuencia de la línea considerada (desde el sistema en reposo, cromósfera-observador), el número de absorciones R_a [$\text{cm}^{-3}\text{sec}^{-1}$] (por parte de los iones coronales) de fotones provenientes del disco a lo largo de direcciones $\mathbf{n}'$, estará dada por (Noci et al., 1987)

$$R_a = \int d\mathbf{v} f(\mathbf{v}) N_g(Y^{+p}) \int_0^\infty d\nu B_{12} \psi(\nu - \nu_0) I_\odot(\nu', \mathbf{n}') \frac{d\Omega'}{4\pi}, \quad (3.12)$$

donde B_{12} [$\text{erg}^{-1}\text{sec}^{-1}\text{cm}^2$] es la tasa de absorción de Einstein de la transición considerada, $I_\odot(\nu', \mathbf{n}')$ [$\text{erg sec}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{Hz}^{-1}$] es el perfil de la emisión de excitación proveniente del disco a la frecuencia ν' dada por la ecuación (3.11), $d\Omega'$ es el ángulo sólido infinitesimal alrededor de $\mathbf{n}'$, $N_g(Y^{+p})$ es la densidad de iones (en el nivel fundamental), $f(\mathbf{v})$ es la distribución de estos en el espacio de velocidad (normalizada según $\int d\mathbf{v} f(\mathbf{v}) = 1$), y $\psi(\nu - \nu_0)$ es el perfil de absorción. Al igual que para la componente colisional, supondremos niveles energéticos perfectamente definidos para la transición, de modo que $\psi(\nu - \nu_0) = \delta(\nu - \nu_0)$ (donde ν es la frecuencia vista por el ión). De la misma forma, suponemos que todos los átomos excitados decaen en forma espontánea, y que todos los fotones generados poseen esencialmente la misma energía $h\nu_0$. La emisividad resonante total, integrada en frecuencia para toda la línea, a lo largo de la dirección $\mathbf{n}$, en unidades of [$\text{erg cm}^{-3}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}$], es entonces

$$j_{\nu_0}^{(\text{res})} = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} N_g(Y^{+p}) \int d\Omega' p(\alpha) \int d\mathbf{v} f(\mathbf{v}) I_\odot(\nu_0 + \delta\nu, \mathbf{n}') \quad (3.13)$$

donde la integral de ángulo sólido se extiende al ángulo sólido total subtendido por el disco respecto del punto coronal bajo consideración, α es el ángulo entre $\mathbf{n}$ y $\mathbf{n}'$, y $p(\alpha)d\Omega'$ es la probabilidad de que un fotón viajando

a lo largo de $\mathbf{n}$ halla estado en $d\Omega'$ antes de la absorción por parte del ión. El argumento $\nu_0 + \delta\nu$ del perfil de excitación del disco es la frecuencia que se requiere de un fotón (desde el sistema en reposo) para que sea absorbido por un ión que se mueve con velocidad $\mathbf{v}$ (también respecto del sistema de reposo). El corrimiento Doppler es $\delta\nu = \nu_0(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}')/c$.

Para realizar las integrales en velocidad microscópica necesitamos suponer alguna distribución para los iones. Supondremos una maxwelliana en velocidad, alrededor de un valor $\mathbf{w}$ (es decir, una maxwelliana que deriva con velocidad neta $\mathbf{w}$). Podemos tomar un sistema coordenado ortogonal $(\mathbf{n}', \mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2)$, y factorizar en tres maxwellianas $f(\mathbf{v}) = g(v' - w')g(v_1 - w_1)g(v_2 - w_2)$, donde $v' = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}'$, etc. Las integrales en v_1 y v_2 en ecuación (3.13) se realizan trivialmente, y obtenemos

$$j_{\nu_0}^{(\text{res})} = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} N_g(Y^{+p}) \int d\Omega' p(\alpha) \int dv' g(v' - w') I_{\odot}(\nu_0 + \nu_0 v'/c, \mathbf{n}') \quad (3.14)$$

En la integral en velocidad v' , el factor $dv' g(v' - w')$ es la fracción de la densidad iónica que posee velocidad en el rango $[v', v' + dv']$. Este factor está multiplicado por la intensidad del disco $I_{\odot}(\nu_0 + \nu_0 v'/c, \mathbf{n}')$ evaluada a la frecuencia necesaria para excitar a esta fracción de átomos. El resultado es evidentemente equivalente a realizar la convolución de todo el perfil de intensidad del disco con un perfil normalizado de absorción debido a la distribución en velocidad de los iones coronales. Podemos escribir explícitamente en esta forma la integral en velocidad, introduciendo el cambio de variables $\nu \equiv \nu_0 + \nu_0(v' - w')/c$, y obtenemos

$$j_{\nu_0}^{(\text{res})} = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} N_g(Y^{+p}) \int d\Omega' p(\alpha) \int d\nu \phi(\nu - \nu_0) I_{\odot}(\nu_0 + \delta\nu, \mathbf{n}') \quad (3.15)$$

$$\phi(\nu - \nu_0) \equiv \frac{c}{\nu_0} g[(\nu - \nu_0) \frac{c}{\nu_0}] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma'_\nu} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\sigma'_\nu} \right)^2 \right] \quad (3.16)$$

La función $\int d\nu \phi(\nu - \nu_0) = 1$ es la transformación de $g(v' - w')$, es decir, es el perfil normalizado de absorción, cuyo ancho $\sigma'_\nu \equiv (\nu_0/c)\sigma_v$ se debe a la dispersión σ_v en velocidad de los iones coronales. El corrimiento Doppler $\delta\nu \equiv \nu_0 w'/c$ es el correspondiente a la velocidad neta $\mathbf{w}$ de deriva de los iones coronales. Consideremos ahora la integral remanente en ángulo sólido, la cual simplificaremos mediante aproximaciones adecuadas.

Notemos que, dentro de la integral en ángulo sólido, hay dos factores que dependen en la dirección incidente $\mathbf{n}'$: el perfil de intensidad del disco y la densidad de probabilidad $p(\alpha)$. Para el perfil de intensidad del disco,

podemos suponer que es esencialmente el mismo en todas las direcciones, e igual a un perfil promedio. Sin embargo aparece una dependencia explícita con $\mathbf{n}'$ en el argumento de la intensidad del disco, pero debida al corrimiento Doppler: $I_{\nu}(\nu_0 + \nu_0 \mathbf{w} \cdot \mathbf{n}'/c)$. Para una velocidad de viento radial, $\mathbf{w} = w_r \mathbf{e}_r$, el corrimiento Doppler es máximo para emisión proveniente del centro del disco, y es mínimo para la radiación que proviene del limbo. A una distancia de $2R_{\odot}$, por ejemplo, el rango resultante es $w' = w_r[0.87, 1.00]$, y es menor para alturas mayores. Así, para alturas $> 2R_{\odot}$, el corrimiento Doppler se aparta de su valor asintótico $\nu_0 w_r/c$ en menos del 13%. Por otro lado, para alturas menores, las velocidades de viento serán suficientemente bajas, y el efecto Doppler será despreciable. Así, aproximaremos este corrimiento Doppler por el valor fijo $\delta\nu = \nu_0 w_r/c$ para todas las posiciones de la corona. Notemos que en todos los puntos estamos sistemáticamente sobre-estimando w' , lo cual condicirá a una ligera sub-estimación de la intensidad total (ya que, según veremos, a mayores velocidades se producirá un mayor atenuamiento debido al efecto Doppler).

Nos queda aún una dependencia en la dirección incidente $\mathbf{n}'$ dentro de la integral en ángulo sólido, la correspondiente a la densidad de probabilidad $p(\alpha)$. En rigor, la redistribución angular no es isotrópica, existiendo una ligera dependencia con la dirección $\mathbf{n}'$. Esta dependencia puede calcularse en función de la forma de los orbitales atómicos involucrados en el decaimiento, de modo que la función $p(\alpha)$ depende de la línea de interés. Por ejemplo, para el caso Ly α puede demostrarse que $4\pi p(\alpha) = (11 + 3\cos^2\alpha)/11$ (Beckers & Chipman, 1974). Ahora bien, debido al rápido decrecimiento de la densidad electrónica con la altura, esperamos que las integrales de LDV estén dominadas fuertemente por sus regiones centrales (las más cercanas a la fotosfera). Tomemos una LDV con un acercamiento máximo de $2R_{\odot}$ a la fotosfera. En el punto central de esta LDV, el factor $4\pi p$ varía en el rango $[0.88, 0.97]$ (para emisión proveniente del limbo y el centro del disco, respectivamente). A una distancia $2R_{\odot}$ del punto anterior (a lo largo de la LDV) el rango para el mismo factor es $[0.94, 1.2]$. A mayores alturas, estas diferencias se hacen menores. La aproximación $4\pi p(\alpha) \sim 1$ presentará entonces errores de orden $< 10\%$. Esta aproximación introduce errores por defecto en las partes centrales de las LDV (que dominarán los cálculos), conduciendo también a una ligera sub-estimación de la intensidad total.

Con estas aproximaciones podemos ahora realizar la integral de ángulo sólido, introduciendo un factor $\Omega(r)$ que depende de la distancia al centro del Sol de cada punto de la LDV. Finalmente, para la intensidad total de la componente resonante, integrada en frecuencia en torno de la frecuencia central ν_0 , en unidades de $\{\text{erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\}$, obtenemos

$$I_{\nu_0}^{(res)} = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12} \int_{LDV} dx N_g(Y^{+p}) \Omega(r) \int d\nu I_{\odot}(\nu + \delta\nu) \phi(\nu - \nu_0) \quad (3.17)$$

donde $\Omega(r) \equiv [1 - \sqrt{1 - (R_{\odot}/r)^2}]/2$ es el factor de *dilución geométrica* debido a la integral en ángulo sólido (extendida a todo el cono sólido que el disco Solar subtiende respecto de cada punto de la LDV). La última integral en frecuencia convoluciona el perfil del disco solar $I_{\odot}(\nu + \delta\nu)$ con el perfil iónico de absorción normalizado $\phi(\nu - \nu_0)$, debido a la dispersión en velocidad. El argumento del perfil de intensidad del disco está corrido en $\delta\nu = \nu_0 w/c$, por efecto Doppler, donde w es la componente radial de la velocidad de viento solar en cada punto coronal considerado por la integral de LDV. En muchos casos, tanto el perfil de intensidad del disco como el de absorción de los iones, pueden representarse por gaussianas

$$I_{\odot}(\nu) = I_0 \exp[-(\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_I^2] \quad (3.18)$$

$$\phi(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \exp[-(\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D^2] \quad (3.19)$$

donde $\Delta\nu_I$ es el ancho $1/e$ del espectro cromosférico que excita la corona, y

$$\Delta\nu_D = (\nu_0/c) \sqrt{\sin\beta V_{th\perp}^2 + \cos\beta V_{th\parallel}^2} \quad (3.20)$$

es el ancho $1/e$ del perfil de absorción de los iones coronales, debido a la dispersión efectiva en velocidad térmica a lo largo de la LDV (que en general combinará las temperaturas perpendicular y paralela). En estas expresiones, $\beta = \cos^{-1}(B_r/B)$ es el ángulo entre las direcciones radial y del campo magnético local. Con estas expresiones, la integral en frecuencia que aparece en la expresión de la intensidad resonante, resulta en el factor

$$\int d\nu I_{\odot}(\nu + \delta\nu) \phi(\nu - \nu_0) = \frac{I_0}{2} \frac{\Delta\nu_{\star}}{\Delta\nu_D} \exp[-\delta\nu^2 / (\Delta\nu_D^2 + \Delta\nu_I^2)] \quad (3.21)$$

$$\delta\nu \equiv (\nu_0/c) V_{radial} \quad (3.22)$$

$$\Delta\nu_{\star} \equiv \Delta\nu_I \Delta\nu_D / \sqrt{\Delta\nu_I^2 + \Delta\nu_D^2} \quad (3.23)$$

Este factor exponencial recibe el nombre de *atenuamiento Doppler*, que se vuelve progresivamente pequeño a medida que crece la velocidad del viento solar (que a su vez implica un aumento del exponente $\delta\nu$).

3.3 Cálculos de emisividad a partir del modelo

En esta sección sintetizamos imágenes en LB y HI-Ly α . A partir de los resultados de nuestro modelo coronal, y utilizando las expresiones deducidas para intensidad UV y LB, calcularemos las diferentes integrales de LDV involucradas, y compararemos los resultados con observaciones de mínimo solar.

3.3.1 Imágenes artificiales de LB

Examinando la integral de LDV para luz blanca dada por la ecuación (3.3), es claro que el cociente $pB/\overline{B}_\odot$ depende exclusivamente de la densidad electrónica axisimétrica $n_e(\mathbf{r})$ integrada a lo largo de la LDV. Utilizaremos los resultados de densidad electrónica de nuestro modelo coronal global.

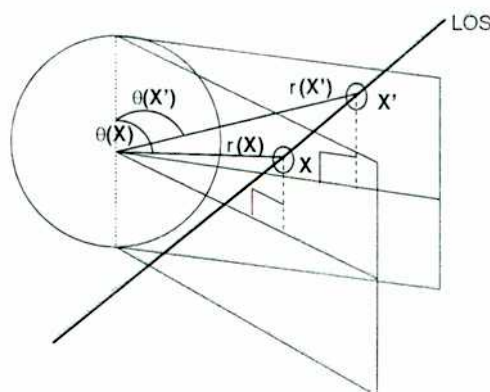


Figura 3.7: Esquema geométrico para la integración en la línea de visión (LDV, ó “LOS” en inglés). $\theta(\mathbf{x})$ y $r(\mathbf{x})$ deben calcularse para cada punto de la LDV. Esquemizamos el caso para dos puntos $\mathbf{x}$ y $\mathbf{x}'$.

Describiremos brevemente como calculamos las integrales de LDV para luz blanca (el enfoque será similar para cálculos UV). Debido a la axisimetría, nuestro modelo produce una densidad 2D: $n_e(r, \theta)$, que es la misma para cualquier ángulo azimutal $\phi : [0, 2\pi]$. Así, para calcular la integral de LDV de la ecuación (3.3), precisamos determinar en cada punto de grilla $\mathbf{x}$ de la LDV, la distancia radial entre ese punto y el centro solar $r(\mathbf{x})$, así como el ángulo latitudinal $\theta(\mathbf{x})$ del segmento que une el centro del Sol con ese punto. La Figura 3.7 indica estas dos cantidades para dos puntos arbitrarios a lo largo de la LDV. Una vez que conocemos $[r(\mathbf{x}), \theta(\mathbf{x})]$ para cada punto $\mathbf{x}$, podemos calcular el integrando en la ecuación (3.3) para cada punto $\mathbf{x}$. Para esto evaluamos el valor de cada campo físico (axisimétrico) $\Phi(r, \theta)$ que

aparezca en el integrando en cada punto $\mathbf{x}$ a lo largo de la LDV. Esto lo hacemos mediante

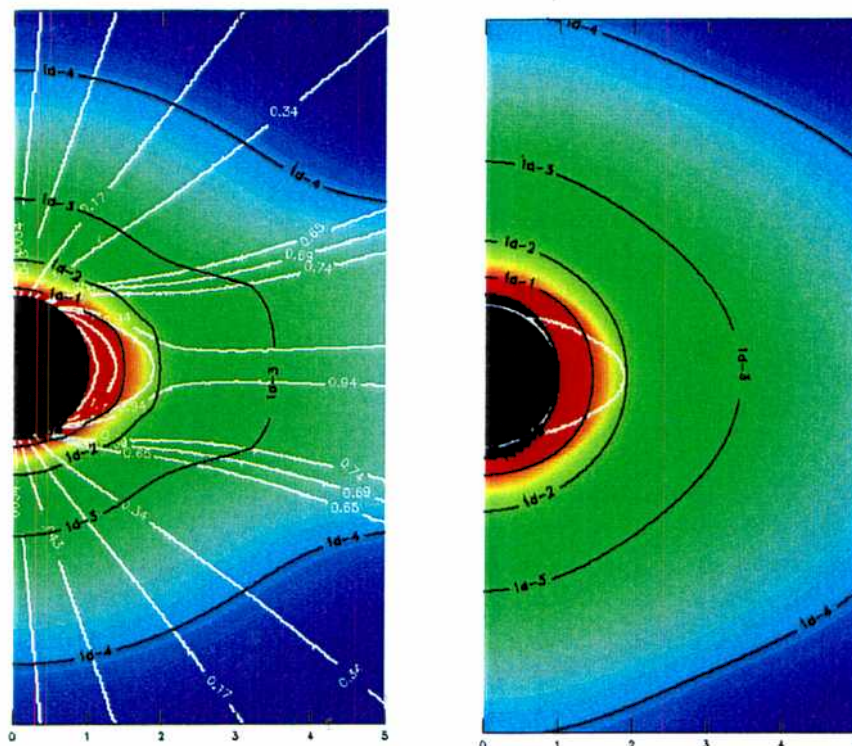
$$\Phi(\mathbf{x}) \equiv \Phi(r(\mathbf{x}), \theta(\mathbf{x})) \quad (3.24)$$

Notamos aquí que el mismo enfoque será aplicado para calcular las integrales de LDV correspondientes a las líneas UV. Hemos desarrollado un código numérico que, para una dada LDV y para cada uno de sus puntos de grilla $\mathbf{x}$, calcula las cantidades (puramente geométricas) $r(\mathbf{x})$ y $\theta(\mathbf{x})$. Nuestros códigos permiten fijar un ángulo arbitrario α entre la LDV y el plano ecuatorial del modelo coronal. Esto nos permite simular distintas inclinaciones de la estructura solar respecto del observador, y evaluar así el impacto de los efectos de proyección cuando el ángulo es variado. Un ángulo $\alpha = 0$ implica una *vista lateral* de streamer, con la LDV alineada con el plano ecuatorial del modelo.

Veamos ahora los resultados correspondientes a luz blanca. La Figura 3.8(a) muestra imágenes sintéticas de $pB/\overline{B}_\odot$ en vista lateral ($\alpha = 0$). El semicírculo negro representa el disco solar, el tamaño del campo de visión es $5 \times 10R_\odot$. Las líneas negras superpuestas representan contornos de nivel constante para la intensidad de la imagen, indicados como fracciones de su valor máximo. La preponderancia del streamer ecuatorial en la imagen es evidente a partir de los contornos de nivel.

A cualquier altura dada, la intensidad es mucho más brillante en la zona que se proyecta sobre la zona cerrada del streamer. En la zona que se extiende por encima del streamer, también se observa una intensificación del brillo. Hemos superpuesto (en color blanco) las líneas de campo magnético para mostrar que *la proyección* de la zona de transición de brillo está centrada en torno de la posición angular de la línea A_h . Esta línea es precisamente la zona de transición de soluciones de viento lento a rápido, como se ve comparando con la Figura 3.6(b). Esto es consistente con los resultados observacionales de Suess et al. (1999a) a partir de datos de la nave *Ulysses*, que precisamente muestran que la zona de viento lento corresponde a la zona de mayor brillo, y la transición de intensidad del viento y de brillo se producen aproximadamente en las mismas regiones.

La Figura 3.8(b) muestra el resultado análogo en el caso de girar la LDV un ángulo 30° con respecto al plano ecuatorial del modelo coronal. La notable diferencia cualitativa que aparece entre las dos imágenes, pone de relieve la importancia de los efectos de proyección para diferencias angulares muy pequeñas. Los contornos de nivel de la figura con 30° de inclinación presentan una simetría casi circular, habiéndose perdido la preponderancia del streamer ecuatorial en la proyección 2D.



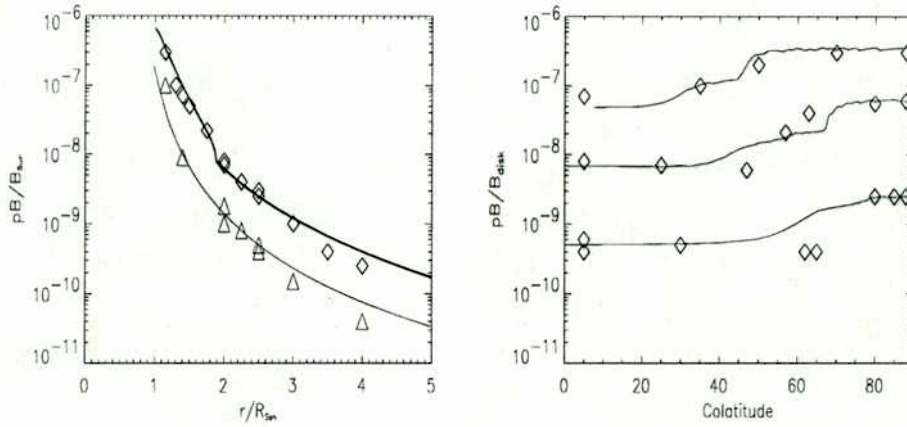
(a) $\alpha = 0^\circ$ entre la LDV y el plano ecuatorial del modelo (vista lateral)

(b) $\alpha = 30^\circ$ entre la LDV y el plano ecuatorial del modelo

Figura 3.8: Imágenes artificiales de $\log_{10}(pB/\overline{B}_{\odot})$ sintetizadas a partir del modelo

Para comparar estos resultados con datos observacionales, es más ilustrativo graficar cortes radiales y latitudinales de nuestras intensidades teóricas. Hemos utilizado datos provenientes de distintos instrumentos, en particular de la campaña *Whole Sun Month* (WSM) del mínimo solar de 1996. Los datos correspondientes al ecuador provienen de análisis de datos medidos simultáneamente desde coronógrafos terrestres (Mauna Loa Mark 3 coronagraph), así como los instrumentos UVCS y LASCO C2, a bordo de la nave espacial *SoHO*. Las observaciones corresponden a períodos de los meses de Julio y Agosto de 1996, durante los cuáles pudo observarse el cinturón de streamers ecuatoriales en el limbo Oeste del Sol en forma aproximadamente lateral, es decir con la LDV en el plano ecuatorial (Raymond et al., 1997). Descripciones de la reducción de los diversos datos pueden encontrarse en Gibson (1999b) y Guhathakurta et al. (1998) para los datos de Mauna Loa y

LASCO C2; y en Cranmer et al. (1999) para reducción de datos del UVCS.



(a) $pB/\overline{B}_{\odot}$ función de la altura, en el ecuador (trazo grueso) y el polo (trazo fino)

(b) $pB/\overline{B}_{\odot}$ en función de la co-latitud, para las alturas 1.15, 1.50, 2.5 $R_{\odot}$ (de arriba a abajo)

Figura 3.9: Para LDV en el plano del ecuador (vista lateral), valores predichos de $pB/\overline{B}_{\odot}$. Los diamantes y triángulos son datos observacionales, del ecuador y el polo respectivamente. (Gibson (1999b), Guhathakurta et al. (1998), Cranmer et al. (1999))

La Figura 3.9(a) muestra las predicciones de pB en función de la altura, sobre el ecuador (trazo grueso) y el polo (trazo fino). La Figura 3.9(b) muestra pB en función de la co-latitud (polo= 0°) para las alturas 1.15, 1.5, y 2.5 $R_{\odot}$. En las figuras, los diamantes representan los diversos datos observacionales. Vemos que el acuerdo con las dependencias radiales es muy bueno. Los datos latitudinales son menos numerosos y variables. Sin embargo, en general vemos que para diferentes alturas, rodeando el pico del streamer, el ancho de la estructura del modelo muestra consistencia con los datos.

La Figura 3.10 muestra los mismos datos observacionales, pero se superponen las predicciones para una LOS inclinada 30° respecto del plano ecuatorial del modelo. Se puede apreciar el drástico cambio en las predicciones polares, que de esta forma quedan contaminadas por intensidades del streamer que se interponen en la línea de visión.

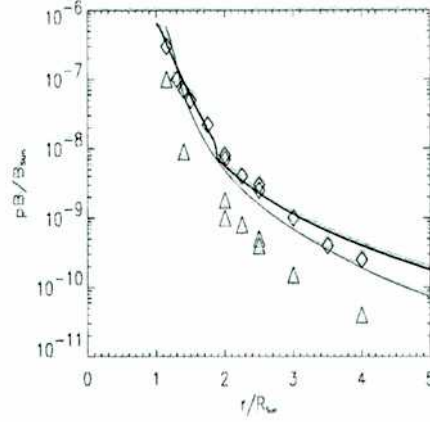


Figura 3.10: Para LDV inclinada en 30° , valores predichos de $pB/\overline{B}_\odot$ en función de la altura, en el ecuador (trazo grueso) y el polo (trazo fino)

$$\begin{aligned} I_a &= +4.896 \times 10^3 & \Delta\nu_a &= 1.727 \times 10^{-4} \nu_0 \\ I_b &= -3.672 \times 10^3 & \Delta\nu_b &= 5.923 \times 10^{-5} \nu_0 \\ I_c &= +4.896 \times 10^2 & \Delta\nu_c &= 5.758 \times 10^{-4} \nu_0 \end{aligned}$$

Tabla 3.1: Valores numéricos para los parámetros del espectro cromosférico de HI-Ly α . Las intensidades estan dadas en unidades de fotones $\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$

3.3.2 Imágenes artificiales de HI Ly α

Para calcular las imágenes en HI-Ly α que se desprenden de nuestro modelo coronal, utilizaremos las integrales de la ecuación (3.17), ya que más del 99% de esta línea se debe a excitación resonante (Raymond et al., 1997). Para efectuar la integral precisamos una expresión para el perfil de excitación proveniente de la cromósfera. $I_\odot^{(Ly\alpha)}(\nu)$. Utilizando datos observacionales característicos de atmósfera de *sol tranquilo*, provenientes de distintas fuentes (Cranmer, 2001a; Vernazza, Avrett & Loeser, 1981), representaremos el perfil cromosférico de HI-Ly α como

$$I_\odot^{(Ly\alpha)}(\nu) = I_a \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_a^2} \right] + I_b \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_b^2} \right] + I_c \left[1 + \left| \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_c} \right|^{2.5} \right]^{-1} \quad (3.25)$$

donde $\nu_0 \approx 2.47 \times 10^{15} \text{Hz}$ es la frecuencia central de la línea HI-Ly α , y los valores de los diferentes parámetros se detallan en la Tabla 3.1 (Cranmer, 2001a). La Figura 3.11 muestra el espectro cromosférico resultante. Por

supuesto, esto representa un perfil característico, y esta sujeto a cambios dependiendo de las observaciones particulares para las cuales se quiera calcular imágenes artificiales.

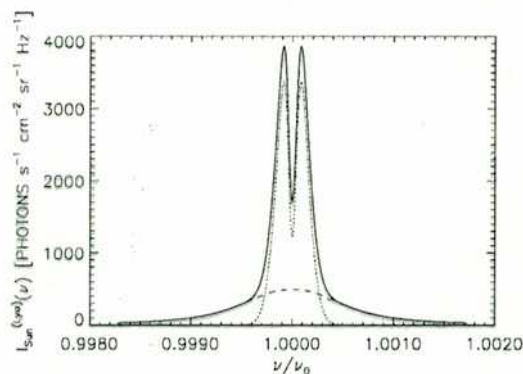


Figura 3.11: Espectro característico cromosférico de HI-Ly α (trazo continuo), representativo de atmósfera de *sol tranquilo*, formado por dos componentes maxwellianas delgadas (trazos punteados) y una componente ancha de ley de potencias (trazo rayado). Fuente: Cranmer (2001a); Vernazza, Avrett & Loeser (1981)

Utilizando este modelo para la intensidad cromosférica y los resultados de densidad, viento solar, y temperatura, de nuestro modelo coronal, sintetizamos imágenes en HI-Ly α . La técnica de integración es la misma que se utilizó para los cálculos de pB (ver Figura 3.7 y discusión alrededor). En el caso de una línea resonante, se presentará el efecto de atenuamiento Doppler que hemos discutido en detalle. Al reemplazar en las integrales de LDV de la ecuación (3.17) el modelo cromosférico de tres términos que acabamos de describir, aparecerán términos de atenuamiento Doppler similares a los de la ecuación (3.21). Hemos incluido en nuestros códigos la opción de considerar o no el efecto del atenuamiento Doppler. Para realizar los cálculos también precisamos de un modelo de abundancias de HI. Hemos recurrido a tablas de abundancias en función de la temperatura electrónica, que resultan de cálculos detallados de balance de ionización de Raymond y colaboradores (comunicación privada).

Veamos ahora los resultados correspondientes. La Figura 3.12(a) muestra imágenes sintéticas de HI-Ly α en vista lateral ($\alpha = 0$). El semi-círculo negro representa el disco solar, el tamaño del campo de visión es $5 \times 10 R_{\odot}$. Las líneas negras superpuestas representan contornos de nivel constante para la intensidad de la imagen, indicados como fracciones de su valor máximo. La preponderancia del streamer ecuatorial en la imagen es evidente a partir de

lo contornos de nivel.

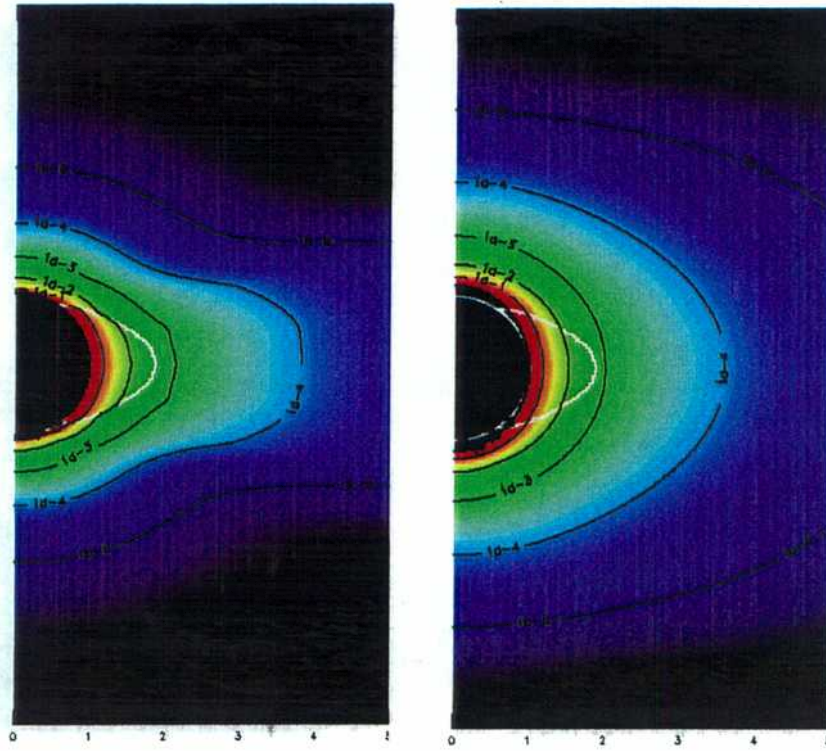
La Figura 3.12(b) muestra el resultado de calcular la imagen con una inclinación de 30° entre la LDV y el plano ecuatorial. Como en el caso de imágenes de LB, la notable diferencia cualitativa que aparece entre las dos imágenes, pone de relieve la importancia de los efectos de proyección para diferencias angulares muy pequeñas. Los contornos de nivel de la figura con 30° de inclinación presentan una simetría ovalada, habiéndose perdido la preponderancia del streamer ecuatorial en la proyección 2D. En las imágenes equivalentes para luz blanca, obteníamos que con una inclinación de 30° los contornos de nivel se volvían casi circulares. En el caso de Ly α tenemos el efecto de atenuamiento Doppler, éste efecto resulta mayor en los polos, donde las velocidades son menores, que en el ecuador. La asimetría del efecto resulta en una mayor intensidad relativa del ecuador (donde las velocidades son menores) y por lo tanto la inclinación de 30° aún muestra una intensidad relativa mayor en el ecuador, aunque la preponderancia del streamer se ha visto seriamente afectada.

Para comparar estos resultados con datos observacionales, es más ilustrativo graficar cortes radiales de las intensidades predichas. Hemos utilizado datos provenientes de observaciones del instrumento UVCS, a bordo de la nave *SoHO*, nuevamente correspondientes o cercanos a la campaña *Whole Sun Month* (WSM) del mínimo solar de 1996.

Incluimos análisis propios de datos observacionales del UVCS de Julio-Agosto de 1996, correspondientes a la campaña observacional de streamers ecuatoriales de mínimo solar del UVCS. Durante el período Julio-Septiembre de 1996, pudo observarse el cinturón de streamers ecuatoriales en el limbo oeste del Sol en forma aproximadamente lateral (Raymond et al., 1997). Para reducir los datos, hemos utilizado el software DAS/IDL de análisis de datos del UVCS, a fin de realizar las correcciones de “dark-count” y “flat-field”, así como para calibrar los datos en frecuencia e intensidad (ver UVCS Analysis Software, 2001). Tomando en cuenta el nivel continuo de fondo en cada longitud de onda, hemos realizado ajustes gaussianos a los datos espectrales. La intensidad de la línea es entonces calculada integrando el mejor ajuste gaussiano. Los resultados de este análisis, que abarca el rango de alturas $1.5 - 4.5R_\odot$, se indican como diamantes en la Figura 3.13(a).

Hemos incluido también datos ecuatoriales del UVCS analizados por Dobrzycka et al. (1999), en el rango $1.5 - 2.5R_\odot$, que resultan consistentes con nuestros análisis. Asimismo, los datos polares (indicados como triángulos) corresponden a valores promedio de un estudio polar que abarcó los meses de Noviembre 1996 a Abril 1997, realizado por Cranmer et al. (1999), así como a resultados de Dobrzycka et al. (1999).

La Figura 3.13(a) muestra las predicciones de intensidad en III-Ly α

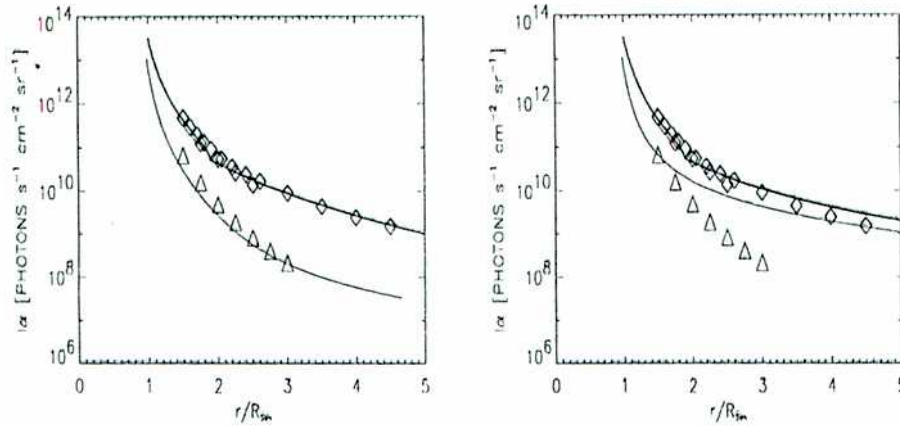


(a) $\alpha = 0^\circ$ entre la LDV y el plano ecuatorial del modelo (vista lateral)

(b) $\alpha = 30^\circ$ entre la LDV y el plano ecuatorial

Figura 3.12: Imágenes artificiales de $\log_{10}(I\alpha)$ sintetizadas a partir del modelo

unidades de $[\text{fotones sec}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{Hz}^{-1}]$, considerando el efecto de atenuamiento Doppler. Se muestra la predicción polar (trazo fino) y ecuatorial (trazo grueso) como función de la altura. En las figuras, los diamantes representan los datos observacionales. Vemos que el acuerdo con las dependencias radiales es muy bueno. Hemos obtenido previamente un buen acuerdo de los datos de luz blanca, que testean la densidad electrónica. La predicción de $\text{Ly}\alpha$ está ahora testeando esencialmente el campo de velocidades y la abundancia de H I. El acuerdo es mejor en el ecuador que en el polo. Respecto del ecuador, los datos han sido seleccionados más específicamente para datos del cinturón de streamers, observado en forma lateral. Los datos polares en cambio, son promedios de observaciones que abarcan un período más extenso. Debe tenerse en cuenta también que en la zona polar el efecto de atenuamiento Doppler es más relevante. Nuestras predicciones son algo menores que los



(a) Considerando el efecto de atenuamiento Doppler

(b) Sin considerar el efecto de atenuamiento Doppler

Figura 3.13: Para LDV en el plano del ecuador, valores predichos de $I\alpha$ en función de la altura, en el ecuador (trazo grueso) y el polo (trazo fino). Los diamantes y triángulos corresponden a datos de mínimo del UVCS, para el ecuador y el polo respectivamente. Fuente: A.M. Vásquez, Dobrzycka et al. (1999), Cranmer et al. (1999))

datos observacionales en el polo, indicando una posible sobre-estimación de nuestro tratamiento (simplificado) del atenuamiento Doppler.

Para poder evaluar por separado los efectos del atenuamiento Doppler y de la abundancia del HI, la Figura 3.13(b) muestra los mismos datos observacionales, pero se superponen las predicciones de intensidad de HI-Ly α sin considerar el efecto de atenuamiento Doppler. Se puede apreciar el drástico desajuste de las predicciones con los datos a medida que aumenta la altura. En el ecuador el ajuste se mantiene hasta algo más arriba del pico del streamer, precisamente debido a que por debajo no hay velocidades apreciables y el atenuamiento Doppler es despreciable. En el polo el desajuste se produce a menores alturas, debido a que las velocidades se vuelven supersónicas a menores alturas, por debajo del pico del streamer, según discutimos al analizar las soluciones de viento.

Debido a que en la zona cerrada del streamer el efecto Doppler es despreciable, en esa zona el acuerdo entre la predicción y los datos indica que el modelo de abundancia de HI es razonable. Por otro lado, en la zona polar, el exceso de predicción que se produce en el polo al no considerar el atenuamiento Doppler, resulta mucho más importante que la predicción en

defecto que mencionábamos al considerar el atenuamiento Doppler. Esto indica que nuestro tratamiento simplificado del atenuamiento Doppler, si bien es ligeramente sobre-estimado, es una buena aproximación de primer orden.

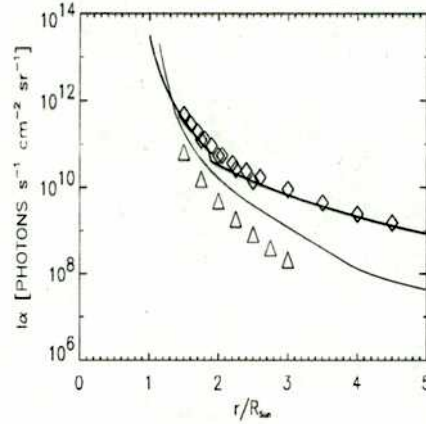


Figura 3.14: Para LOS inclinada 30° , valores predichos de $I\alpha$ en función de la altura, en el ecuador (trazo grueso) y el polo (trazo fino)

Finalmente, la Figura 3.14 muestra los resultados en HI- $\text{Ly}\alpha$ que resultan de un ángulo de inclinación de 30° entre la LDV y el plano ecuatorial del modelo. Nuevamente se aprecia cuantitativamente el drástico cambio (hasta un orden de magnitud) en las predicciones proyectadas sobre los polos, que de esta forma quedan contaminadas por intensidades del streamer que se interponen en la línea de visión.

Capítulo 4

Turbulencia de Langmuir en Fulguraciones Solares

4.1 Fulguraciones solares y turbulencia de plasma

Los haces de electrones supratérmicos generados durante fulguraciones solares (FSs) son responsables de una variedad de mecanismos de radiación, desde rayos X duros (RXD) hasta radio frecuencias. El estudio de los distintos procesos provee información útil sobre aspectos complementarios de la función de distribución de los electrones del haz. Por ejemplo, los RXD observados son adjudicados al frenado por bremsstrahlung no-térmico que sufren los electrones del haz al penetrar la cromófera. Bajo la suposición de que el haz es detenido completamente en estas capas atmosféricas emitiendo RXD (modelo de “thick-target”), el flujo energético total del haz y su índice espectral en la cola de altas energías, pueden derivarse de observaciones de RXD con resolución espectral. Ejemplos de tales estudios lo constituyen las observaciones de FSs realizadas desde el espacio por los instrumentos HXRB-S/*SMM* (Hard X-Ray Burst Spectrometer a bordo de la Solar Maximum Mission), y del BATSE/*CGRO* (Burst and Transient Source Experiment a bordo del Compton Gamma Ray Observatory). Los datos en RXD revelan que las energías típicas de electrones con energías de $\sim 20\text{keV}$, se encuentran en el rango $10^7 - 10^{11}\text{erg sec}^{-1}\text{cm}^{-2}$, ver Aschwanden et al. (1995). Asimismo, los índices espectrales deducidos se encuentran en el rango $\sim 3 - 7$ ($dF \propto E^{-\alpha}dE$: flujo diferencial de partículas), ver Tandberg-Hanssen & Emslie (1988).

La superposición de la distribución del haz de altas energías sobre la distribución maxwelliana local que describe los electrones atmosféricos, puede dar lugar a una pendiente positiva en la distribución en velocidad del conjunto total de partículas. Esto es, puede existir un rango de velocidades en el que $\partial f/\partial v > 0$. Las distribuciones de este tipo son inestables a la generación

de ondas de Langmuir (ver Krall & Trivelpiece, 1973, Cap. 9), que son generadas en forma muy eficiente hasta que se forme un plateau ($\partial f / \partial v = 0$) en la distribución, proceso conocido como *relajación cuasi-lineal*. La turbulencia de Langmuir generada por el haz, puede a su vez experimentar interacciones no-lineales, como resultado de lo cual generan fotones de frecuencia aproximadamente doble a la frecuencia de plasma local (segundo armónico de plasma), que para FSs resulta ser de algunos GHz (radio ondas).

La formación de un plateau por relajación cuasi-lineal (RCL) es un proceso muy rápido, por lo cual uno esperaría que la generación de ondas de Langmuir sea un proceso muy localizado en la zona de aceleración de partículas. Sin embargo, las colisiones coulombianas entre el haz y la atmósfera, tienden a favorecer la recuperación de una situación inestable ($\partial f / \partial v > 0$). Así, la combinación no-trivial de las colisiones y la RCL pueden en principio permitir el desarrollo de un régimen estacionario que produzca ondas de Langmuir a través de toda la trayectoria del haz. No obstante, en la literatura se encuentran sólo tratamientos aproximados del acoplamiento entre estos procesos. El tratamiento consistente de estos dos efectos es uno de los objetivos principales del presente trabajo.

Los modelos teóricos existentes para la generación de ondas de radio muestran inconsistencias con los eventos asociados de rayos X duros. Emslie & Smith (1984) (ES84) estimaron el flujo en radio-ondas producido por haces de electrones, utilizando para los mismos flujos energéticos compatibles con las observaciones de RXD. Sus resultados predicen flujos demasiado grandes. Por lo tanto, a fin de compatibilizar sus resultados con las observaciones, se ven forzados a invocar mecanismos muy eficientes de re-absorción para los fotones, o revisar el modelo de thick-target. En realidad, existen dos razones centrales para tal desacuerdo: a) la inhomogeneidad de las distribuciones del haz y del plasma atmosférico (ambas ignoradas por ES84), b) la utilización de la aproximación de “choque-frontal” para la interacción de las ondas de Langmuir al generar fotones (proceso $L + L' \rightarrow T$). Otros trabajos sobre haces energéticos en fulguraciones solares (cómo por ej. Smith (1970); Smith & Fung (1971); Smith (1977)) no tratan adecuadamente la evolución espacial. Asimismo, recurren a la suposición de choque-frontal, y como resultado obtienen flujos de radio-ondas excesivos.

La inhomogeneidad espacial ha sido considerada en forma aproximada por Zheleznyakov & Zaitsev (1970) y por Hamilton & Petrosian (1987), y sus estimaciones para los niveles de turbulencia de Langmuir generada son inferiores a la de los trabajos mencionados anteriormente. Por otro lado, en relación a la emisión en segundo armónico de plasma, Melrose & Stenhouse (1979) han explorado la relajación de la aproximación de choque-frontal, suponiendo espectros de Langmuir descriptos por leyes de potencia. Para

los casos que estudian, encuentran reducciones importantes de la emisividad. Este es un aspecto relevante que también incorporamos en forma consistente en nuestro modelo.

En este contexto, desarrollamos un modelo teórico simple que describe consistentemente la evolución acoplada de la función de distribución del haz (como función de la velocidad y la posición a lo largo de la línea de campo magnéticas) y del espectro de turbulencia de Langmuir (como función del número de onda y la posición), considerando un régimen estacionario. Asimismo, relajamos consistentemente la suposición de choque frontal para las ondas de Langmuir. El objetivo final es mejorar el acuerdo de las predicciones de intensidad de ondas de radio con los valores observacionales.

La razón para considerar este problema como función de la profundidad atmosférica es doble: (a) considerar apropiadamente los efectos de inhomogeneidad espacial mencionados más arriba, y (b) generar un modelo simple que pueda resultar en el futuro como una herramienta útil para el análisis de observaciones de radio con resolución espacial. En este sentido, las observaciones de radio con suficiente resolución espacial y espectral, han sido intentadas sólo recientemente. Por ejemplo, el trabajo por Aschwanden et al. (1992) constituye un excelente estudio de eventos de radio que coordina datos con resolución espacial del VLA (NRAO, USA) y datos espectrales del instrumento PHOENIX (ETH Zürich, Switzerland).

En este capítulo introducimos las ecuaciones básicas de nuestro modelo, discutiendo los procesos físicos relevantes bajo consideración (colisiones, R-CL) y la competencia entre los mismos. Desarrollamos nuestra solución del problema acoplado del problema estacionario, obteniendo como resultado espectros de Langmuir apropiados para fulguraciones solares y eventos de tipo III. Nuestros niveles de turbulencia muestran disminuciones de al menos un orden de magnitud respecto de los modelos preexistentes.

En el capítulo 5 modelamos la emisividad de ondas transversales (en el rango de radio) como resultado de la turbulencia de Langmuir. En dicho modelado consideramos la isotropización de las ondas de Langmuir por acción de iones y/o ondas iónico-acústicas, suponiendo el caso más favorable de una efectiva isotropización de las ondas de Langmuir generadas por el haz. Derivamos expresiones para la emisividad y absorción en segundo armónico, en las que relajamos la (frecuentemente usada) suposición de choque frontal para las ondas de Langmuir. Esto es necesario toda vez que, tal como se desprende de nuestro modelo de generación de turbulencia Langmuir, no se cumplen las condiciones necesarias para tal aproximación. Las expresiones resultantes implican importantes reducciones de emisividad respecto de los resultados de choque-frontal. Finalmente, calculamos los flujos esperables en ondas de radio para haces de electrones con energías consistentes con RXD, y

comparamos nuestros resultados con los de modelos anteriores y con análisis recientes de datos observacionales de radio.

4.1.1 Turbulencia de plasma

El problema principal de la teoría de turbulencia de plasma es el establecer las ecuaciones que describen la dinámica de la densidad espectral $W(k)$ de los *plasmones* (cuantos de turbulencia de plasma). Esta densidad es tal que $d^3kW(k)$ es la densidad de energía contenida en plasmones que se encuentran en un entorno d^3k del número de onda k . Esta densidad puede variar por la emisión y absorción de plasmones, así como por las interacciones no-lineales que los mismos experimentan. La ecuación cinética consistirá en expresar la variación temporal $dW(k)/dt$ en términos de fuentes, sumideros y efectos de transferencia no-lineal. Existen diversos modos colectivos de plasma, de manera que en general habrá una ecuación cinética para la densidad espectral de cada uno. Estos modos de oscilación del plasma suelen acoplarse sí (interacciones onda-onda), y además existen acoplamientos entre ondas y partículas (tales como amortiguamiento colisional con partículas térmicas, excitación debido a poblaciones supratérmicas, etc.).

El sistema de ecuaciones que describe esta dinámica presentará entonces términos de acoplamiento entre los diversos modos de oscilación (plasmones) y la función de distribución de partículas. Al plantear un problema particular, se intenta aislar sólo aquellos modos, y aquellos términos, que parecen más relevantes al problema de interés.

Desde el punto de vista de los plasmas astrofísicos, la turbulencia de Langmuir constituye uno de los más importantes ejemplos de turbulencia. En el caso de las fulguraciones solares, la fuente de la turbulencia de Langmuir es habitualmente una población supratérmica de partículas (haz de electrones). Una vez que la turbulencia es excitada, las ondas de Langmuir (L) pueden sufrir una variedad de procesos, tales como: ser amortiguadas por colisiones, ser absorbidas por partículas rápidas, fusionarse con otras ondas L (emitiendo fotones transversales al doble de la frecuencia de Langmuir), o interactuar con ondas iónico-acústicas (IA).

Los dos procesos no-lineales mencionados, esto es, la coalescencia $L+L' \leftrightarrow T$ y el decaimiento $L+IA \leftrightarrow L'$, son procesos que involucran 3 plasmones. Existe también la posibilidad de que las ondas L experimenten interacciones involucrando 4 (o más) plasmones simultáneamente. No obstante, bajo la condición de turbulencia débil en la que trabajaremos, las interacciones de 4 o más plasmones poseen probabilidades de ocurrencia significativamente menores, por los que no las consideraremos. En la próxima sección introducimos explícitamente las ecuaciones dinámicas que utilizaremos, y discutimos

la naturaleza física de los diversos términos.

4.1.2 Ecuaciones dinámicas

En nuestro modelo consideraremos la propagación de los electrones a lo largo de las líneas de campo magnético, de modo que recurrimos a una descripción en una dimensión. Consistentemente, las ondas de Langmuir generadas por el haz se propagan también en esa dirección. Consideramos en nuestro modelo los siguientes procesos físicos: (1) interacción plasmón-electrón, generando turbulencia de Langmuir y difundiendo la distribución de electrones, (2) amortiguamiento colisional sobre los electrones del haz y las ondas de Langmuir (L), (3) deflexión no-lineal de las ondas L, causada por iones y ondas iónico-acústicas (IA), y (4) producción de fotones en segundo armónico de plasma a través del proceso no-lineal $L + L' \leftrightarrow T(2\omega_e)$.

El sistema de ecuaciones diferenciales apropiado para describir el estado estacionario del problema, en términos de la función de distribución $f(v, x)$ y el espectro de energía $W(v, x)$ en turbulencia de Langmuir es (ver Kaplan & Tsytovich, 1973, Cap 1-Sec 4)

$$\frac{df}{dt} = v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\pi \omega_e}{n_e m_e} v W \frac{\partial f}{\partial v} + \nu(v) v f \right] \quad (4.1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{W}{\omega_e} \right) = v_g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{W}{\omega_e} \right) = \left[\frac{\pi \omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} - \nu_L \right] \frac{W}{\omega_e} + \frac{\alpha v^2}{\omega_e} \frac{W}{\omega_e} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^2 \frac{W}{\omega_e} \right) + \frac{3v^4}{\omega_e^2} \left(\frac{W}{\omega_e} \right)^2 \quad (4.2)$$

donde f está normalizada para que $n_b = \int dr f$ sea la densidad de partículas del haz, n_e es la densidad de partículas atmosféricas, $\omega_e = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ es la frecuencia local de plasma, y e y m_e son la carga y la masa del electrón respectivamente. La velocidad de grupo de las ondas de Langmuir es $v_g = \partial \omega(k) / \partial k = 3v_e^2 / v$, y $v_e = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ es la velocidad térmica de los electrones. La densidad espectral de energía W está definida de forma tal que la densidad total de energía de las ondas de Langmuir es,

$$W_L [\text{erg cm}^{-3}] = \int dr W \quad (4.3)$$

En las ecuaciones (4.1-4.2) v no sólo representa la velocidad de los electrones, sino también la velocidad de fase de las ondas L en resonancia con los electrones. La condición de resonancia es (ver Krall & Trivelpiece, 1973, Cap 9)

$$v = \frac{\omega(k)}{k} \quad (4.4)$$

donde k es el número de onda de las ondas de plasma y $\omega(k)$ es su frecuencia, dada por la relación de dispersión

$$\omega^2(k) = \omega_e^2 + 3k^2 v_e^2 \quad (4.5)$$

Los primeros términos de los lados derechos de las ecuaciones (4.1-4.2) describen el acoplamiento onda-partícula. En la ecuación (4.1) el efecto del acoplamiento se manifiesta como un término difusivo en velocidad para la distribución de electrones. Los electrones energéticos que ceden energía para excitar ondas L se desplazan a regiones de menor energía, mientras que los que absorben energía de las ondas se desplazan hacia mayores energías. En la ecuación (4.2) el efecto del acoplamiento se manifiesta como una tasa temporal de excitación proporcional a $\partial f / \partial v$, lo cual implica que las ondas L crecen en torno de velocidades de fase para las cuales la función de distribución tiene pendiente positiva. Esto se debe a que una onda L sólo intercambia energía con electrones *resonantes*, de velocidad similar a su velocidad de fase, dada por la ecuación (4.4). Así, en una región de pendiente positiva el número de electrones con velocidad algo mayor que la onda es superior al número con velocidad algo inferior. El balance de intercambio de energía favorece entonces el crecimiento de las ondas L. A medida que el proceso ocurre, los electrones de la región de pendiente positiva se redistribuyen a menores energías. Esto disminuye la pendiente de la distribución, por lo cual la tasa de generación de ondas L disminuye. El proceso se detiene con la formación de un plateau (derivada nula), alcanzando de este modo el nivel de saturación de la turbulencia.

Los segundos términos de los lados derechos de las ecuaciones (4.1-4.2) corresponden al amortiguamiento colisional de los electrones del haz y las ondas de Langmuir respectivamente. Las frecuencias colisionales respectivas, $\nu(v)$ para los electrones del haz y ν_L para las ondas de Langmuir, están dadas por (Zheleznyakov & Zaitsev, 1970)

$$\nu(v) = \frac{\Lambda \omega_e^4}{8\pi n_e v^3} \quad \nu_L = \frac{\Lambda \omega_e^4}{16\pi n_e v_e^3} \quad (4.6)$$

donde $\Lambda \simeq 20$ es el logaritmo de Coulomb de plasma. El efecto de la colisiones es el de disminuir la energía de los electrones supratérmicos. Debido a la dependencia inversa con el cubo de la velocidad de la frecuencia de colisiones, los electrones menos energéticos son desplazados a menores energías con mayor rapidez que los electrones de alta energía. El efecto neto es el de favorecer el crecimiento de una pendiente positiva en la distribución de los electrones supra-térmicos, y la consiguiente generación de ondas L. Así, las

colisiones tienen sobre la distribución de electrones el efecto opuesto al del acoplamiento onda-partícula descrito más arriba.

En la ecuación (4.2), la naturaleza del tercer y cuarto términos puede describirse más fácilmente expresando el espectro de ondas en función del número de onda k , en lugar de la velocidad de fase v . El espectro turbulento W_v puede expresarse alternativamente en función del número de onda W_k , utilizando para ello la condición de resonancia de la ecuación (4.4) y pidiendo $W_v dk = W_k dv$. La derivada temporal total de W_k debido a estos dos términos se deduce de la ecuación (4.2), resultando

$$\frac{dW_k}{dt} = +\alpha \frac{\partial W_k}{\partial k} W_k - 3 \frac{W_k^2}{k^2} \quad (4.7)$$

El término proporcional a α representa la interacción no-lineal de las ondas de Langmuir con iones ($L+i \rightarrow L'+i'$) o con ondas IA ($L+IA \rightarrow L'$, decaimiento electrostático). Como resultado del decaimiento, la onda de Langmuir es deflexada, es decir, L' emerge en una dirección distinta a aquella en la cual L fue absorbida. Utilizando formalismo semi-cuántico, y recurriendo a expresiones detalladas para la probabilidad del decaimiento electrostático, realizamos un análisis detallado del decaimiento. Encontramos (Vásquez et al., 2002) que el decaimiento es más eficiente, e igualmente probable, para los casos extremos de deflexión máxima ($\mathbf{k}_L$ y $\mathbf{k}_{L'}$ casi antiparalelos) y deflexión de pequeño ángulo ($\mathbf{k}_L$ y $\mathbf{k}_{L'}$ casi paralelos, formando un ángulo pequeño). Indendientemente de si el agente isotropizador son iones u ondas IA, supondremos que el ángulo de cada deflexión individual es pequeño, lo cual nos permite considerar la deflexión como un efecto difusivo en el espacio $\mathbf{k}$ de números de onda. Un escenario alternativo, de acuerdo al cual las ondas L experimentan exclusivamente deflexión máxima en cada interacción, ha sido analizado por Cairns & Robinson (1995). A partir de esa suposición, predicen que el rango de las frecuencias de las ondas IA resultantes es 100–300Hz, que son frecuencias efectivamente observadas en mediciones in-situ de ondas IA en eventos de tipo III a 1UA. Un cálculo similar (Vásquez et al., 2002) indica que bajo la suposición de deflexión difusiva (pequeño ángulo), se predicen para las ondas IA frecuencias relativamente menores, también observadas en eventos de tipo III: como por ejemplo los eventos de baja frecuencia detectadas por *Ulysses* en el rango 25–60Hz (Thejappa & MacDowall, 1998). Un modelo más general, incluyendo todos los ángulos posibles de deflexión, sería ciertamente necesario para obtener resultados más precisos. En conclusión, en el marco de eventos de tipo III, existe fuerte evidencia observacional, así como soporte teórico, para suponer que el decaimiento electrostático es un eficiente agente difusivo de la población de ondas de Langmuir.

El decaimiento electrostático actúa entonces como un mecanismo de iso-

tropización de las ondas L. La ecuación (4.7) indica que la tasa de ocurrencia de estos eventos resulta proporcional a la derivada $\partial W_k / \partial k$ de la densidad de energía turbulenta respecto del número de onda. Esto puede entenderse como un efecto difusivo en la coordenada k (que expresa el impulso lineal de las ondas L). La deflexión de ondas L por iones reduce el impulso de aquellas, “desplazándolas” a regiones de menor k . De esta forma, para valores de k en torno de los cuales la pendiente de W_k es positiva, se favorece el aumento de la población en ese valor de k . Esto se debe a que la pendiente positiva del espectro implica que más ondas “caen” a ese valor de k de las que “descienden” desde ese mismo valor de k . El efecto inverso ocurre en regiones de pendiente negativa de W_k , de modo que en esas regiones la tasa resulta negativa.

Finalmente, el término proporcional a β en la ecuación (4.7) representa la coalescencia de ondas de Langmuir, produciendo fotones transversales. El efecto neto es el de disminuir el número de ondas de Langmuir, por lo que la tasa temporal resultante es negativa. La intensidad del proceso es proporcional a la densidad de ondas, como es de esperar. Además la tasa de pérdida de energía es menor a mayor número de onda. Esto se entiende en el marco de un enfoque semi-cuántico, ya que cuanto mayor impulso tenga el plasmón se espera una menor probabilidad de ocurrencia de la coalescencia.

La no-linealidad de los fenómenos descritos por el tercer y cuarto términos de la ecuación (4.2), se manifiesta en la dependencia cuadrática en la densidad de energía. Los coeficientes de acoplamiento α y β para estos dos términos resultan (ver Kaplan & Tsytovich, 1973, Cap 1 - Sec 3),

$$\alpha = \frac{\pi \omega_e^3}{27 n_e m_p v_e^4} \quad \beta = \frac{\pi \sqrt{3}}{5} \frac{\omega_e^4}{n_e m_e c^5} \quad (4.8)$$

Si consideramos que el agente deflector lo constituyen los iones, en lugar de las ondas IA, el coeficiente α está dado por la misma expresión de la ecuación (4.8), pero dividido por un factor $(1 + T_e/T_i)^2$. Notemos que estos dos últimos procesos están representados por términos cuadráticos en W en la ecuación (4.2). Así, para haces de electrones con flujos de energía suficientemente bajos, estos dos términos pueden en principio despreciarse.

4.1.3 Tiempos característicos involucrados

En esta sección analizamos estimaciones de los tiempos característicos de los diversos procesos considerados en las ecuaciones (4.1-4.2), y por lo tanto la importancia relativa de sus diversos términos.

El tiempo característico de la relajación cuasilineal τ_{QL} , puede hallarse a partir del primer término de la ecuación (4.2), considerando sólo el a-

coplamiento onda-partícula. Considerando números característicos para la derivada $\frac{\partial f}{\partial v}$, la generación de la turbulencia de Langmuir debido al haz se produce en tiempos del orden (Tsytovich, 1970, cap 6-14).

$$\tau_{QL} \sim \frac{n_e}{n_b} \frac{1}{\pi \omega_e} \sim 10^{-8} - 10^{-7} \text{sec} \quad (4.9)$$

donde n_b es la densidad del haz supratérmico, que puede estimarse a partir de consideraciones energéticas de rayos X duros en fulguraciones solares. Utilizando números apropiados para la densidad del haz (para fulguraciones de diversa intensidad), y la densidad del plasma de fondo, hemos estimado el rango de valores indicado.

La escala temporal de los efectos colisionales sobre las ondas de Langmuir se puede estimar de la ecuación (4.6), $\tau_c \sim 1/\nu_L$. Debido a la dependencia cúbica con la velocidad, esta escala de tiempo colisional resulta mucho mayor que la escala cuasi-lineal. Utilizando números característicos obtenemos

$$\tau_c \sim 10^{-3} \text{sec} \gg \tau_{QL} \quad (4.10)$$

Una vez que la turbulencia de Langmuir satura, suponemos que el espectro se vuelve isótropo por acción del decaimiento electrostático. Cada decaimiento individual está condicionado por la conservación del impulso y la energía, lo que impone restricciones sobre cuáles son los decaimientos posibles. Para los decaimientos cinemáticamente permitidos, la tasa de ocurrencia de los procesos $L \leftrightarrow L' + S$ puede estimarse calculando la tasa de generación de ondas IA, considerando tanto el proceso directo como el inverso. Para niveles suficientemente altos de ondas iónico-acústicas, la escala temporal de isotropización que deducimos resulta,

$$\tau_{iso} \sim \frac{1}{\omega_e} \frac{4}{3\pi} \left(\frac{k_L}{k_0} \right)^2 \frac{n_e k_B T_i}{W_L} \leq 5 \times 10^{-3} \text{sec} \quad (4.11)$$

donde k_L es un valor característico para los números de onda del espectro de Langmuir, $W_L [\text{erg cm}^{-3}]$ es la densidad energética total en ondas de Langmuir, $k_0 \equiv \frac{1}{3\lambda_D} \sqrt{\frac{m_e}{m_p}}$, λ_D es la longitud de Debye y m_p la masa del protón. La estimación numérica surge de considerar un escenario de turbulencia débil, es decir

$$\frac{W_L}{n_e k_B T_i} \ll (k_L \lambda_D)^2 \quad (4.12)$$

Esta condición es verificada en el caso solar, así como su valor numérico calculado, *a posteriori* en la presente tesis. El valor numérico $\tau_{iso} \sim 5 \times 10^{-3} \text{sec}$ representa una cota superior, suponiendo un nivel alto de ondas IA.

y fulguraciones poco intensas. Bajo la misma suposición de alto nivel de ondas IA, pero para fulguraciones más intensas, τ_{iso} puede disminuir por debajo de la escala temporal colisional. En estos casos sería necesario incluir este efecto simultáneamente con la consideración de las colisiones. En nuestro modelo supondremos que el nivel de ondas IA no es lo suficientemente alto, de modo que los tiempos de isotropización resultan mayores que los tiempos colisionales.

En cualquier caso, $\tau_{iso} \gg \tau_{QL}$, indicando que podemos considerar que la saturación de ondas de Langmuir, generadas en la dirección del haz, produce esencialmente una distribución muy colimada. Luego de esta saturación el espectro de Langmuir es isotropizado por decaimiento electrostático. Además, la suposición de deflexión de pequeño ángulo, implica que la isotropización ocurre en forma cuasi-elástica, ya que estimaciones análogas para los tiempos de transferencia de energía resultan mucho mayores que los de isotropización. Esto significa que, a primer orden, puede considerarse que la densidad de energía total W_L se mantiene constante durante la isotropización. Esto implica que toda la energía estará disponible para la transformación en ondas transversales por coalescencia de ondas de Langmuir.

Consideremos finalmente, el tiempo característico del fenómeno de coalescencia $L + L' \rightarrow T(2\omega_e)$. Este tiempo puede estimarse utilizando $W_L \sim W \Delta v$ en el último término de la ecuación (4.2). También puede estimarse del planteo cinético de la coalescencia, en forma análoga a los cálculos realizados para τ_{iso} . Por ambos métodos nuestros cálculos indican que (ver también Tsytovich, 1970)

$$\tau_{L+L' \rightarrow T} \sim \frac{3}{\omega_e} \left(\frac{c}{v_e} \right)^2 \left(\frac{k_L}{k_t} \right)^3 \frac{n_e k_B T_e}{W_L} \sim 10^2 \tau_{iso} \quad (4.13)$$

donde $k_t \sim \sqrt{3} \frac{\omega_e}{c}$ es el número de onda medio de los fotones de segundo armónico de plasma, resultantes de la coalescencia de las ondas de Langmuir. El tiempo de coalecencia resulta mucho mayor que el de isotropización.

Hemos encontrado entonces que, para niveles de turbulencia suficientemente débiles, el término proporcional a β en la ecuación (4.2) es pequeño en comparación con los demás. Esto implica que durante la saturación del espectro de turbulencia de ondas de Langmuir, estas pierden una fracción pequeña de su energía en producir fotones de segundo armónico. Este resultado justifica nuestro enfoque de calcular primero el espectro de Langmuir resultante, y luego la emisión de fotones en segundo armónico en una segunda etapa.

Por otro lado, hemos encontrado que el término proporcional a α en la ecuación (4.2), que describe la deflexión de ondas de Langmuir, puede resul-

tar comparable al término colisional. Esto es esperable para fulguraciones suficientemente intensas que presenten niveles de ondas LA suficientemente elevados. La deflexión no-lineal no será considerada en el presente análisis. No obstante, recurrimos a su capacidad para isotropizar en forma eficiente y cuasi-elástica a las ondas de Langmuir generadas por el haz. Es importante notar que la consideración simultánea de este efecto predeciría niveles de turbulencia menores. Una isotropización más rápida implicaría una saturación del efecto cuasi-lineal a niveles menores, puesto que pondría a una fracción apreciable de las ondas fuera de resonancia con el haz. A su vez, menores niveles de turbulencia generarían menores niveles de emisión en el segundo armónico. De esta forma, basándonos en nuestras estimaciones de los diferentes términos en las ecuaciones (4.1-4.2), calcularemos una cota máxima a la producción de emisión en segundo armónico.

En primer lugar, el espectro 1D de ondas de Langmuir generadas por el haz se desarrolla hasta alcanzar su nivel de saturación. Este nivel de saturación, y la forma del espectro, estarán dadas por nuestro modelo de generación de turbulencia, que considera simultáneamente las colisiones, la relajación cuasi-lineal, y el avance del haz. En una segunda etapa, las ondas de Langmuir son isotropizadas en forma rápida y eficiente, sin pérdidas significativas de energía. En una tercer etapa, el proceso de coalescencia de ondas de Langmuir genera los fotones en segundo armónico de plasma (radio ondas).

En las próximas secciones del presente capítulo desarrollamos nuestro modelo de generación de turbulencia. Formulamos un proceso iterativo que, haciendo uso de la gran diferencia de las escalas temporales de la RCL y las colisiones, nos permite deducir analíticamente el espectro turbulento resultante en función de la profundidad. En el capítulo 5 desarrollamos cálculos de emisividad en segundo armónico, relajando la aproximación de choque-frontal. Utilizando el espectro de Langmuir que resulta de nuestro modelo, calculamos los flujos teóricos de radio ondas y los comparamos con observaciones.

4.2 Modelo de generación de turbulencia de Langmuir

Comenzamos por reescribir las ecuaciones básicas en forma adimensional. Definimos v_e como la velocidad típica de un electrón supra-térmico, que de acuerdo a las observaciones de RXD corresponde a una energía de alrededor de $\sim 20\text{keV}$. Estrictamente, 20keV es el límite inferior de la distribución de energía del haz. Definimos también las escalas características del problema, que son la escala de relajación cuasi-lineal $\tau_p^0 \equiv (n_e^o/n_h^o)(\pi\omega_e^o)^{-1}$, donde n_h es la densidad de partículas del haz, y la escala colisional es $\tau_c^0 \equiv 1/\nu''(v = v_e)$.

$$\begin{array}{llll} t \rightarrow \tau_p^0 t & v \rightarrow v_c v & x \rightarrow v_c \tau_p^0 x & \omega_e \rightarrow \omega_e^o \omega_e \\ n_e \rightarrow n_e^o n_e & f \rightarrow (n_b^o/v_c) f & \nu \rightarrow \nu/\tau_c^0 & W \rightarrow (n_b^o m_e v_c) W \end{array}$$

Tabla 4.1: Adimensionalización de variables para las ecuaciones (4.1-4.2)

Utilizando estos números característicos, transformamos las variables a su forma adimensional, de acuerdo a lo indicado en la Tabla 4.1 (los supra-índices 'o' en las diferentes cantidades, representan sus valores en el punto de inyección del haz, $x = 0$).

Aprovechando la gran diferencia de tiempos característicos que hallamos en la sección anterior, definimos el parámetro pequeño $\epsilon^o \equiv \tau_p^0/\tau_c^0$, y la función adimensional $\epsilon(x) \equiv \epsilon^o \omega_e^4/n_e$. Con estas definiciones, y las consideraciones de la sección anterior, las ecuaciones (4.1-4.2) toman la siguiente forma adimensional

$$\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} (v H \frac{\partial g}{\partial v}) + \epsilon(x) \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{g}{v^2} \right) \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = v^3 \frac{\partial g}{\partial v} H - \epsilon(x) \nu_0(x) v H \quad (4.15)$$

donde, por conveniencia matemática, hemos definido

$$H(x, v) \equiv W(x, v)/\omega_e \quad (4.16)$$

$$g(x, v) \equiv f(x, v) \left(\frac{\omega_e}{3n_e v_e^2} \right) \quad (4.17)$$

También hemos definido $\nu_0 \equiv (6v_e^5)^{-1}$, y hemos realizado la aproximación $g' \approx (\omega_e/3n_e v_e^2) f'$, que es válida en tanto se cumpla

$$\left| \frac{\partial}{\partial x} \ln[n_e^{1/2} v_e^2] \right| \ll \left| \frac{\partial}{\partial x} \ln[f] \right| \quad (4.18)$$

Esta condición es satisfecha toda vez que un haz espacialmente inhomogéneo viaja a través de una atmósfera comparativamente más suave (en su variación espacial), que será el caso bajo análisis. Para ganar comprensión del comportamiento de los procesos físicos involucrados en nuestras ecuaciones (4.14-4.15), consideraremos los efectos en forma desacoplada en las próximas dos subsecciones.

4.2.1 Límite colisional

Comencemos por considerar sólo los efectos colisionales, que en nuestras ecuaciones (4.14-4.15) corresponde al límite matemático $\epsilon^0 \equiv \tau_p^0/\tau_e^0 \rightarrow \infty$. En este límite, el sistema de ecuaciones se desacopla y puede integrarse fácilmente. En este límite, la integración de la ecuación (4.15) es directa,

$$H(x, v) = H_0(v) e^{-\epsilon^0 v}. \quad (4.19)$$

En el mismo límite, la ecuación (4.14) puede integrarse analíticamente por el método de las características, que relaciona explícitamente la función de distribución $g(x, v)$ con su perfil $g_0(v)$ en el punto de inyección $x = 0$. El resultado es

$$g(x, v) = \frac{g_0(v \rightarrow v(1 + 4\xi/r^4)^{1/4})}{(1 + 4\xi/r^4)^{1/2}} \quad (4.20)$$

donde hemos definido $\xi(x) \equiv \int_0^x \epsilon(x) dx$, que resulta proporcional a la profundidad de columna $\int n_e dx$. La frecuencia colisional de los electrones disminuye con su velocidad como v^{-4} , de modo que los electrones más lentos son amortiguados en forma más rápida. La ecuación (4.20) exhibe este efecto explícitamente. Si consideramos para g_0 un plateau inicial, es decir $g(x=0, v) = \text{const}$, la función de distribución $g(x, v)$ desarrollará gradualmente una pendiente positiva en v a medida que las partículas avanzan a posiciones $x > 0$, tal como se muestra en la Figura 4.1.

4.2.2 Límite no-colisional

Consideremos ahora el límite matemático opuesto, correspondiente a $\epsilon^0 \equiv \tau_p^0/\tau_e^0 \rightarrow 0$ en las ecuaciones (4.14-4.15), en el que las colisiones pueden despreciarse. A pesar que en este límite las ecuaciones permanecen acopladas, podemos entender el comportamiento básico del sistema de la siguiente forma. Primero notemos que si la distribución es un plateau las ecuaciones presentan evidentemente el equilibrio $\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial x} = 0$. Supongamos entonces que inicialmente la distribución es diferente de un plateau. Tomemos una distribución con un máximo a la velocidad $v_e \gg v_c$, superpuesta al fondo atmosférico maxwelliano. Este es el caso de un haz de alta energía inyectado en la corona en $x = 0$. Tenemos entonces una pendiente inicial positiva en el rango de velocidades $[v_1, v_2]$, como se indica en la Figura 4.2. La ecuación (4.15) implica que las ondas de plasma comenzarán a crecer en ese rango de velocidades, debido a la pendiente $\frac{\partial H}{\partial x} > 0$. Como la energía total del sistema (partículas y ondas) se conserva, las partículas de la región de pendiente positiva disminuirán su energía al transferírsela a las ondas. Esto causará que los

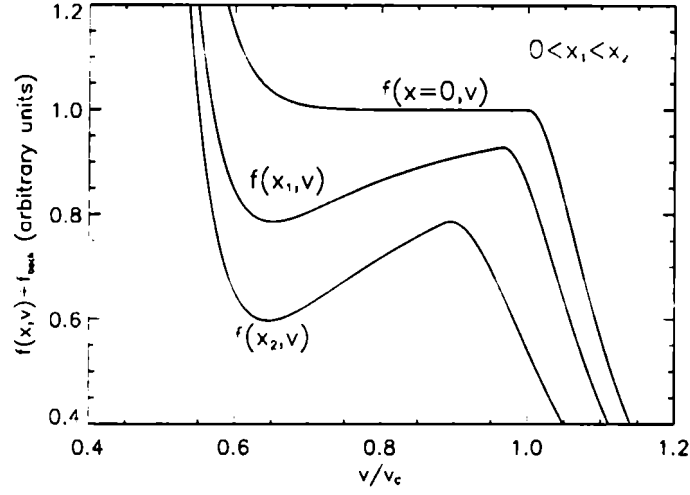


Figura 4.1: Una función de distribución supratérmica inicial constante $f_0(v) = \text{const}$, superpuesta a la función maxwelliana atmosférica, es evolucionada en estado estacionario, utilizando la ecuación (4.20)

electrones supratérmicos difundan a menores velocidades, produciendo como efecto una disminución de la pendiente positiva. El mecanismo continúa transfiriendo energía a las ondas y desacelerando a los electrones, provocando la disminución de la pendiente positiva de la distribución hasta que ésta desaparece. En este punto la distribución ha formado un plateau, como se esquematiza en la Figura 4.2, y el sistema llega al equilibrio. El proceso se detiene y la turbulencia de Langmuir ha alcanzado su punto de saturación, que calcularemos en la próxima sección considerando los dos efectos (colisional y no-colisional) simultáneamente.

4.2.3 Procedimiento iterativo

Resolveremos las ecuaciones (4.14-4.15) para valores finitos del parámetro $\epsilon'' = \tau_p^0 / \tau_c^0$, que mide el cociente entre las escalas temporales τ_p^0 de formación del plateau y τ_c^0 de efectos colisionales. Este cociente puede expresarse como $\epsilon'' = (\Lambda / 8\pi^2)(\omega_e'' / v_e)^3 / n_b'' \sim 10^{-7}$ (ver sección 4.1.3). En la corona, la función $\epsilon(x)$ es una función suave de x , de manera tal que $\epsilon(x) \simeq \epsilon'' \ll 1$. Así, la relajación cuasi-lineal es mucho más eficiente que el efecto colisional. A pesar del valor extremadamente pequeño de ϵ'' , en lo que sigue veremos que hay una diferencia cualitativa entre el caso $\epsilon'' \ll 1$ (el que nos interesa) y el límite $\epsilon'' = 0$ previamente analizado.

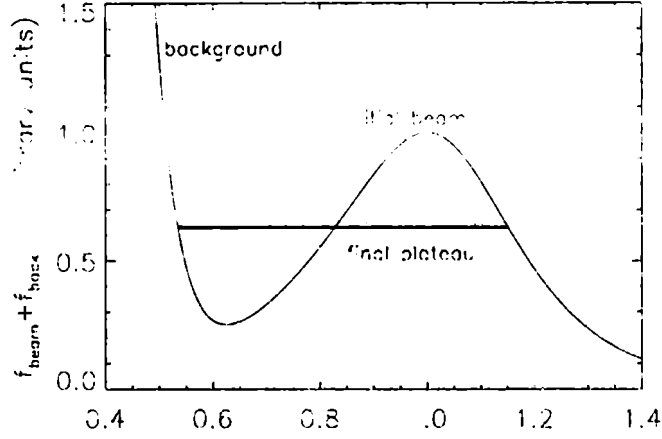


Figura 4.2: Una función de distribución inicial $f(z=0, v)$ (trazo fino), con un máximo en energías supratérmicas, es evolucionada considerando la relajación cuasi-lineal. El proceso avanza hasta que se alcanza un plateau (trazo grueso) a una profundidad $z \simeq \Delta\delta > 0$

Consideremos la inyección, en el punto $x = 0$, de una distribución inicial con un máximo en $v = v_c$. Como vimos, el rápido efecto de la relajación cuasilineal generará un plateau en el rango de velocidades $[v_1, v_2]$, antes que las colisiones tengan algún efecto. Una vez que el plateau se ha formado, el efecto cuasilineal es inhibido, y el único mecanismo actuante sobre el plateau es el de las colisiones, que tenderán a re-generar una pendiente positiva. Este comportamiento alternativo entre los dos procesos relevantes del problema, sugieren la construcción del siguiente procedimiento iterativo para integrar las ecuaciones (4.14-4.15). Ya que la formación del plateau inicial es casi instantánea, comencemos en el punto de inyección $x = 0$ con una distribución constante $g_0 = C_0$. Evolucionamos ahora este plateau sólo por efecto de las colisiones hasta una pequeña profundidad $x = \Delta$. Utilizando la ecuación (4.20), la función de distribución $g_\Delta(v)$, en el punto $x = \Delta$, resulta

$$g_\Delta(v) = C_0(1 + 4\epsilon\Delta/v^4)^{-1/2} \approx C_0 \left[1 - \frac{2\epsilon\Delta}{v^4} \right] \quad (4.21)$$

donde hemos utilizado las aproximaciones

$$\xi \approx \epsilon\Delta \quad (4.22)$$

$$2\xi/v^4 \ll 1 \quad (4.23)$$

El aspecto cualitativo de $g_\Delta(v)$ se muestra en la Figura 4.1, en el que el efecto de las colisiones han desarrollado una pequeña pendiente positiva, debido a la dependencia de la frecuencia colisional con la velocidad de los electrones, como $\nu \propto v^{-3}$. Al mismo tiempo, el espectro turbulento $H_0(v) = 0$ (en $x = 0$) evoluciona de acuerdo a la ecuación (4.19). El espectro turbulento en $x = \Delta$ resulta

$$H_\Delta(v) = H_0(v) e^{-\epsilon\nu_0 v \Delta} \approx H_0(v) \left[1 - \epsilon\nu_0 v \Delta \right] \quad (4.24)$$

De esta forma, tenemos expresiones para la distribución de partículas $g = g_\Delta(v)$ y el espectro turbulento $H = H_\Delta(v)$ a la profundidad Δ . La pendiente positiva de $g_\Delta(v)$ dispara ahora el proceso de relajación cuasilineal, que nuevamente relajará la función a un nuevo plateau a la profundidad $x = \Delta(1+\delta)$, donde δ es una cantidad adimensional pequeña. Esta relajación ocurrirá en tiempos mucho menores que τ_c^0 , durante los cuáles podemos nuevamente despreciar las colisiones y considerar al proceso como puramente cuasilineal. Este proceso no-colisional rápido ocurrirá en el rango de profundidades $[\Delta \rightarrow \Delta(1+\delta)]$. En el límite no-colisional, las ecuaciones (4.14-4.15) se reducen a

$$\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial v} \left(v H \frac{\partial g}{\partial v} \right) \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = v^3 \frac{\partial g}{\partial v} H \quad (4.26)$$

Puede verificarse que estas ecuaciones poseen una “constante de movimiento” $K(x, v)$ (en el sentido que $dK/dx \equiv 0$) definida por

$$K(x, v) \equiv v g(x, v) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{H(x, v)}{v^2} \right) \quad (4.27)$$

Los valores “iniciales” de g y H son los del final de la etapa colisional previa, es decir $g_\Delta(v)$ y $H_\Delta(v)$ (dados por las ecuaciones (4.21-4.24) respectivamente). La ecuación (4.27) puede ahora utilizarse para evaluar los valores de estas cantidades al final del intervalo cuasilineal, cuándo $g(x = \Delta(1+\delta), v) \equiv C$ (plateau final) y $H(x = \Delta(1+\delta), v) \equiv H$. La expresión resultante es

$$v g_\Delta(v) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{H_\Delta(v)}{v^2} \right) = v C_0 \left(1 - \frac{2\epsilon\Delta}{v^4} \right) - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{H_0(v)(1 - \epsilon\nu_0 v \Delta)}{v^2} \right) = v C - \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{H}{v^2} \right) \quad (4.28)$$

Podemos integrar estas ecuaciones en el rango $[v_1 \rightarrow v_2]$ tomando como condición de contorno que el espectro turbulento es cero en los límites de este rango de velocidades. Obtenemos

$$\frac{C - C_0}{\Delta} = -\frac{2 \epsilon}{(v_1^2 v_2^2)} C_0 \quad (4.29)$$

Integrando ahora la ecuación (4.28) en el rango abierto $[v_1 \rightarrow v < v_2]$, obtenemos

$$\frac{H - H_0(v)}{\Delta} = -\epsilon \nu_0 v H_0(v) + \frac{\epsilon}{v_1^2 v_2^2} C_0 (v^2 - v_1^2) (v_2^2 - v^2) \quad (4.30)$$

Considerando el límite $\Delta \rightarrow 0$ en las ecuaciones (4.29-4.30), obtenemos un sistema de dos ecuaciones diferenciales para $C(x)$ (plateau en la profundidad x), y $H(x, v)$ (espectro de Langmuir en la profundidad x),

$$\frac{\partial C}{\partial x} = -B(x) C(x) \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -A(x) v H(x, v) + B(x) C(x) h(v) \quad (4.32)$$

donde hemos definido las cantidades

$$B(x) \equiv 2 \epsilon(x) / (v_1^2 v_2^2) \quad (4.33)$$

$$A(x) \equiv \epsilon(x) \nu_0(x) \quad (4.34)$$

$$h(v) \equiv (v^2 - v_1^2) (v_2^2 - v^2) / 2 \quad (4.35)$$

Las ecuaciones (4.31-4.32) pueden integrarse analíticamente por técnicas estándar. Como resultado, obtenemos el plateau y el espectro turbulento, en función de la profundidad atmosférica x ,

$$C(x) = C_0 e^{-I_B(x)} \quad (4.36)$$

$$H(x, v) = H_0(v) e^{-I_A(x) v} + C_0 B(x) h(v) \left[\frac{e^{-I_B(x)} - e^{-I_A(x) v}}{A(x) v - B(x)} \right] \quad (4.37)$$

donde hemos definido las integrales

$$I_A(x) \equiv \int_0^x A(x) dx \quad (4.38)$$

$$I_B(x) \equiv \int_0^x B(x) dx \quad (4.39)$$

Notemos que en el límite $\Delta \rightarrow 0$ hemos satisfecho los requerimientos impuestos por las ecuaciones (4.22-4.23). Finalmente, la densidad total de energía W_L de las ondas de Langmuir, puede calcularse de las ecuaciones (4.3) y (4.16), y la ecuación (4.37). Esto completa nuestra solución del sistema acoplado de ecuaciones (4.14-4.15). En la próxima sección aplicaremos esta solución a diversos casos de interés para fulguraciones solares.

4.2.4 Turbulencia en función de la profundidad

A fin de realizar cálculos concretos con nuestros resultados de las ecuaciones (4.36-4.37), necesitamos un modelo atmosférico específico, así como valores de inyección para el haz de electrones. En relación al modelo atmosférico, los órdenes de magnitud apropiados para una atmósfera coronal de fulguración son $n_e \sim 10^{10-11} \text{cm}^{-3}$ y $T_e \sim 10^{6-7} \text{K}$. Como ejemplo específico, adoptaremos el modelo atmosférico ilustrado en la Figura 4.3. Consideraremos que el punto de inyección $x = 0$ se encuentra en el punto más elevado del arco magnético coronal. La porción cromosférica del modelo corresponde a un modelo de fulguración semi-empírico de Mauas, Machado & Avrett (1990), que ha sido extendido a la corona suponiendo presión de gas constante. La región de transición se encuentra a una profundidad de alrededor de 30000km. Por supuesto, las ecuaciones (4.36-4.37), que expresan el plateau y el espectro turbulento en función de la posición, pueden aplicarse a cualquier modelo atmosférico prescripto, con tal que se cumpla la condición dada por la ecuación (4.18).

En virtud de las consideraciones realizadas en el capítulo anterior en relación a la extremadamente rápida acción del efecto cuasilineal, modelamos la función de distribución del haz de electrones como un plateau en el rango de energías $[0, E_c]$. Para energías mayores que E_c , utilizamos una función de potencias estándar $f(v) \propto v^{-2\delta}$, como se deduce de las observaciones en RXD. El modelo para el haz tiene tres parámetros libres que deben especificarse. La potencia δ es fijada en 5, un valor típico consistente con las observaciones de RXD. Para la energía de corte E_c tomaremos valores en el rango 5keV y 30keV. Finalmente, el nivel del plateau de la distribución inicial en el punto de inyección se determina fijando el flujo de energía del haz. A partir de las observaciones de RXD, tomaremos valores característicos correspondientes a

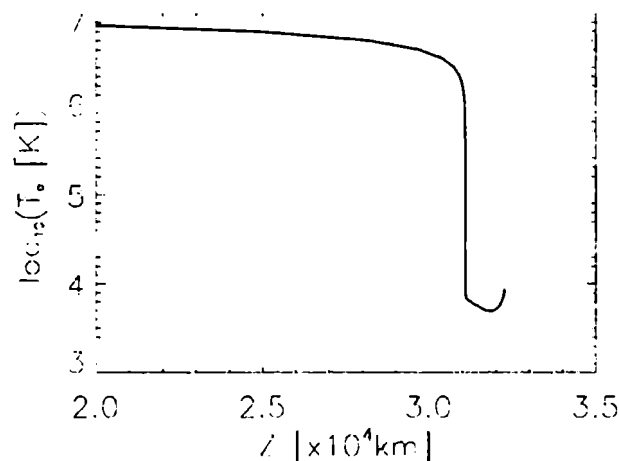


Figura 4.3: Temperatura en función de la profundidad para el modelo de fulguración de Manas, Machado y Avrett 1990. Tomamos $x = 0$ en el punto de inyección del haz (al tope del arco magnético), y sentido positivo hacia la base coronal. La región de transición se sitúa a unos 30000km por debajo del punto de inyección.

eventos de intensidades medias a máximas, para los cuáles el flujo de energía del haz está en el rango $\Phi_E = 10^9-11 \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Utilizando estos valores característicos, calculamos los espectros turbulentos $H(x)$ resultantes en función de la profundidad, a partir de la ecuación (4.37). Luego integramos en el rango de velocidades del espectro para hallar la densidad total, y finalmente convertimos los resultados a las variables dimensionales originales. Para los diversos casos analizados, las Figuras 4.4 y 4.5 muestran la densidad total de energía resultante W_L en función de la profundidad. La Figura 4.4 muestra los resultados para una energía de inyección fija ($\Phi_E = 10^{10} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) y varias energías de corte E_c . A su vez, para los resultados de la Figura 4.5 hemos fijado la energía de corte ($E_c = 20 \text{ kev}$) y variamos la energía de inyección del haz.

En todas las figuras, los resultados de nuestro modelo se indican con trazo grueso. A fines comparativos, incluimos los resultados de tres modelos previos. Los trazos de puntos corresponden a los cálculos de Zheleznyakov & Zaitsev (1970) (ZZ70, su eq. (5.7)) que consideran la inhomogeneidad espacial en forma aproximada. Los resultados de ambos modelos difieren para los casos de energías de corte menores, en cuyo caso los resultados de ZZ70 predicen mayores niveles de turbulencia. Los modelos de Emslie & Smith

(1984) (su eq. (31)) y Hamilton & Petrosian (1987) (su eq. (32)), proveen estimaciones globales, sin considerar la evolución con la profundidad, que en todos los casos analizados resultan entre uno y dos órdenes de magnitud mayores que los resultados de nuestro modelo.

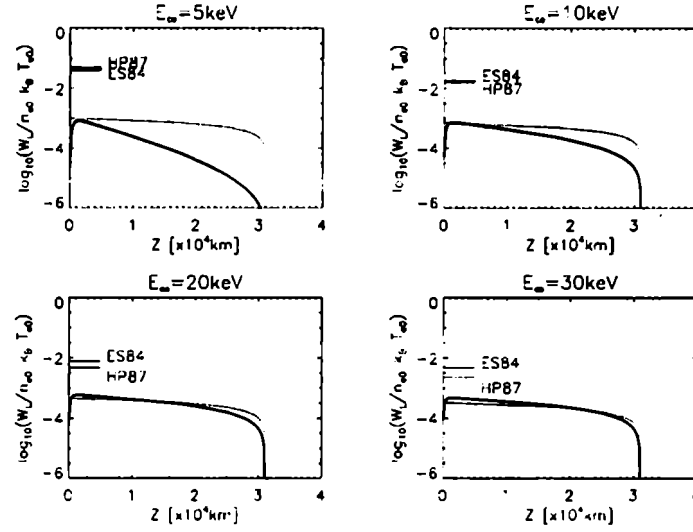


Figura 4.4: Nivel de la turbulencia de Langmuir en función de la profundidad. El flujo de energía del haz en el punto de inyección es fijado en un valor característico de $10^{10} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Los cuatro paneles corresponden a diferentes energías de corte. $E_c [\text{keV}] = 5, 10, 20, 30$.

Las Figuras 4.4 y 4.5 muestran que en todos los casos el nivel de turbulencia decrece en forma monótona con la profundidad. Este comportamiento puede entenderse de la siguiente forma. La densidad atmosférica se incrementa con la profundidad, reduciéndose la escala de tiempo colisional, que es proporcional a $1/n_e$ (ver ecuación (4.6)). Como resultado de esto, a mayores profundidades se requiere menos tiempo para generar una pendiente positiva en la función de distribución del haz. Consecuentemente, se requiere menos tiempo para disparar el efecto cuasilineal, que actuará sobre una pendiente positiva menos desarrollada. Esto a su vez implica que una menor cantidad de energía será transferida a las ondas. La Figura 4.4 muestra que este efecto es menos notable a mayores energías de corte, lo cual es consistente con que la escala de tiempo colisional es proporcional a v^3 (ver ecuación (4.6)). A su vez, en la Figura 4.5 (donde E_c se mantiene fijo), vemos que el nivel de turbulencia crece junto con Φ_E . Esto es lo esperado, en virtud de que un mayor flujo de energía implica un mayor número de electrones resonantes capaces de transferir energía a las ondas de Langmuir.

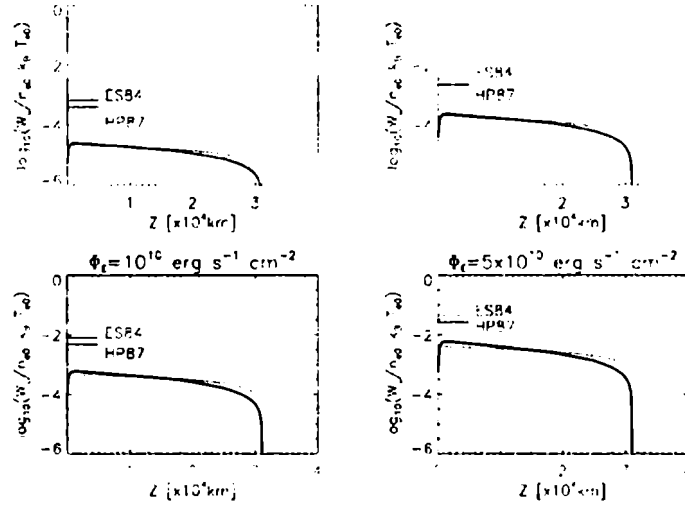


Figura 4.5: Nivel de la turbulencia de Langmuir en función de la profundidad. La energía de corte del haz E_c es fijada en un valor característico de 20keV. Los cuatro paneles corresponden a diferentes flujos de energía de inyección del haz, Φ_E [$\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$] = 1, 5, 10, 50.

La condición de la ecuación (4.18) se satisface siempre que el modelo atmosférico varíe en escalas espaciales mayores que las del haz. Es esperable que esto suceda efectivamente en la corona, donde la atmósfera del modelo varía suavemente. La condición se torna más restrictiva a medida que el haz se aproxima a la región de transición. Para evaluar la validez de nuestros resultados en los casos que hemos estudiado, hemos aplicado nuestro modelo en el caso de atmósferas uniformes. Encontramos que en todos los casos, los resultados difieren de los indicados en las Figuras 4.4 y 4.5 en menos de un 10% en la región coronal del modelo atmosférico. Por lo tanto, encontramos que la ecuación (4.18) es una aproximación razonable en la corona.

En todos los casos, nuestro modelo predice un nivel de turbulencia de alrededor de dos órdenes de magnitud por debajo de los resultados de Emslie & Smith (1984), y un orden de magnitud por debajo de los resultados de Hamilton & Petrosian (1987). En general, encontramos un muy buen acuerdo con los resultados de Zheleznyakov & Zaitsev (1970), excepto para los casos de baja energía de corte ($E_c = 5 - 10 \text{keV}$). En términos de nuestro formalismo, el modelo de Zheleznyakov & Zaitsev (1970) supone un gradiente espacial constante para el nivel del plateau, que es una aproximación razonable sólo si $I_3(x) \ll 1$ (ver ecuación (4.31) y ecuación (4.33)). La función $I_3(x)$ es aproximadamente proporcional a la profundidad de columna $\int n_e dx$.

e inversamente proporcional a la energía de corte E_c (ver ecuaciones (4.33) y (4.39)).

4.2.5 Resultados promediados espacialmente

En nuestros modelos hemos utilizado un modelo suave para la dependencia espacial de los parámetros de plasma en función de la profundidad (ver Figura 4.3). Como consecuencia de ello, el nivel de turbulencia en una profundidad resultante $W_L(x)$ varía suavemente (ver Figuras 4.4 y 4.5). Es posible entonces encontrar una expresión promediada espacialmente para el espectro turbulento. El espectro turbulento resultante está dado básicamente por la ecuación (4.37). En dicha expresión aparece el cociente A/B , dependiente de la temperatura del plasma,

$$\frac{A}{B} = \frac{v_1^2 v_2^2}{12 v_e^5} \sim 2 \times 10^3 \quad (4.40)$$

donde las velocidades están adimensionalizadas con la velocidad correspondiente a los electrones de 20keV. El valor numérico indicado corresponde a un valor promedio de la temperatura, y para energías del haz de 20keV. Aprovechando que este cociente es mucho mayor que la unidad, la ecuación (4.37) puede simplificarse considerablemente. Si realizamos tal aproximación, y promediamos espacialmente el resultado, obtendremos un valor promedio espacial para el espectro adimensional $\langle H(v) \rangle_x$. Una vez re-dimensionalizadas las cantidades, el espectro turbulento que resulta es,

$$\begin{aligned} \langle W(v) \rangle_x &= \frac{\langle W_L \rangle_x}{I} \frac{h(v)}{v} \\ h(v) &= \frac{1}{2} (v^2 - v_1^2) (v_2^2 - v^2) \\ I \equiv \int_{v_1}^{v_2} dv \frac{h(v)}{v} &= \frac{1}{8} \left[v_2^4 - v_1^4 - 4v_1^2 v_2^2 \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.41)$$

donde $\langle \rangle_x$ indica un promedio espacial a lo largo del lazo magnético, $v = \omega_e/k$ es la velocidad de fase de las ondas de Langmuir, y v_1 y v_2 son las velocidades de fase mínima y máxima del espectro resultante respectivamente. Para nuestros cálculos de emisividad en segundo armónico de plasma, utilizaremos los resultados correspondientes a una energía característica de ~ 20 keV. En este caso, nuestros resultados para el promedio espacial del nivel de turbulencia pueden expresarse en la siguiente ley de escala aproximada en función de los parámetros relevantes del problema,

$$\left\langle \frac{W_L}{n_e k_B T_e} \right\rangle_x \approx 2.6 \times 10^{-5} n_{10}^{-1/2} T_7^{3/2} \Phi_9^{1.32} \quad (4.42)$$

donde n_{10} and T_7 son la densidad y temperatura del plasma atmosférico de fondo, en unidades de 10^{10}cm^{-3} y 10^7K respectivamente, y Φ_9 es el flujo de energía del haz en unidades de $10^9 \text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$. La dependencia del nivel de turbulencia con la intensidad del haz, $W_L \propto \Phi_E^{1.3}$, refleja las no-linealidades involucradas en la resolución de las ecuaciones (4.1-4.2). El acuerdo numérico entre la aproximación de la ecuación (4.42), y los resultados no aproximados, resulta evidente comparando esta ecuación con la Figura 4.5.

Podemos verificar la condición de turbulencia débil (ecuación (4.12)) para los casos de interés, a partir de la ecuación (4.42), y utilizando valores característicos para k_L , obtenemos

$$\left\langle \frac{W_L / (n_e k_B T_e)}{(k_L \lambda_D)^2} \right\rangle_x \approx 5 \times 10^{-4} n_{10}^{-1/2} T_7 \Phi_9^{1.32} \sim 2 \times 10^{-4} \Phi_9^{1.32} \leq 5 \times 10^{-2} \quad (4.43)$$

donde el último número es una cota máxima correspondiente al caso de fulguraciones más intensas ($\Phi_9 \sim 50$). Claramente la condición de turbulencia débil es satisfecha para todos los casos de interés. Asimismo, este resultado promediado espacialmente para la turbulencia, dado por la ecuación (4.42), ha sido utilizado para las estimaciones numéricas de los diversos tiempos característicos del problema en la sección 4.1.3, que quedan así verificados *a posteriori*.

En el siguiente capítulo haremos uso de los resultados promediados, dados por las ecuaciones (4.41-4.42) con el objeto de derivar la emisión asociada en segundo armónico de plasma.

Capítulo 5

Emisividad Coronal en Radiofrecuencias

5.1 Procesos no-lineales y mecanismos de emisión-absorción

En el capítulo anterior desarrollamos un modelo de generación de turbulencia de Langmuir, aplicable a fulguraciones solares. Los modos colectivos involucrados en el modelo, ondas de Langmuir e iónico-acústicas, experimentan interacciones no-lineales. Algunas de estas interacciones dan lugar a su vez a la generación de modos transversales (fotones). Tales interacciones son especialmente relevantes en el caso de estudiarse eventos a distancia (como las fulguraciones solares) ya que constituyen potenciales efectos observables del fenómeno bajo estudio.

En general, las interacciones entre los modos colectivos de plasma, o *plasmones*, deben cumplir con la conservación del impulso y la energía. La interacción más simple posible es la “colisión” (o coalescencia) entre dos plasmones, de igual o distinto tipo, dando lugar a un tercer plasmón. Si llamamos σ a cada plasmón, el decaimiento se simboliza como $\sigma_1 + \sigma_2 \leftrightarrow \sigma_3$, representado gráficamente en la Figura 5.1. La flecha bi-direccional simplemente indica que el proceso puede ocurrir de izquierda a derecha, o de derecha a izquierda. En el primer caso hablamos de la colisión entre los plasmones 1 y 2, dando como resultado la emisión del plasmón 3. En el caso inverso el plasmón 3 es re-absorbido por el plasma, dando lugar a los plasmones divergentes 1 y 2. Durante la interacción el impulso y la energía deben conservarse, es decir,

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (5.1)$$

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad (5.2)$$

En general, pueden producirse interacciones más complejas, entre 4 o más plasmones, que también cumplirán el requisito de conservación del impulso

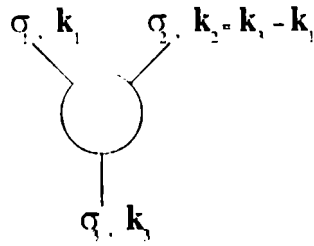


Figura 5.1: Interacción de decaimiento de tres plasmones. La conservación del impulso se indica explícitamente

y la energía. En el marco de nuestro modelo nos interesan los decaimientos de tres plasmones del tipo descrito arriba.

Las ondas de Langmuir excitadas por los haces de electrones supratérmicos, pueden coalescer dando lugar a la emisión de un modo transversal (fotón), es decir $L_1 + L_2 \leftrightarrow T(2\omega_e)$. En este proceso, L_1 y L_2 son ondas de Langmuir de diferente impulso, T es un fotón, y sus relaciones de dispersión son

$$\omega^2 \approx \omega_e^2 \left[1 + 3 \left(\frac{k_l}{k_D} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

$$\omega_l^2 \approx \omega_e^2 + k_l^2 c^2 \quad (5.4)$$

donde $k_D \equiv \omega_e/v_e = 1/\lambda_D$ es la inversa de la longitud de Debye, y c es la velocidad de la luz. Para los espectros de Langmuir resultantes, se cumple $(k_l/k_D)^2 \ll 1$, lo cual implica que todas las ondas de Langmuir poseen una frecuencia muy similar a la frecuencia local de plasma ω_e . La conservación de la energía de la ecuación (5.1) implica entonces que el fotón resultante posee una frecuencia aproximadamente igual a $2\omega_e$, es decir que la emisión resultante ocurre en el segundo armónico de la frecuencia local de plasma. Para valores característicos de fulguraciones solares, las frecuencias resultantes están en el rango de radio (algunos GHz). Para que la coalescencia entre ondas de Langmuir se produzca, hemos requerido de un mecanismo de isotropización. Según vimos, tal mecanismo es la deflexión de una onda de Langmuir por generación de una onda iónico-acústica, $L' \leftrightarrow L + S$. En este caso, las ondas iónico acústicas poseen la frecuencia iónica de plasma $\omega_s \ll \omega_e$.

5.2 Emisión de segundo armónico

5.2.1 Coeficientes de emisión y absorción

La turbulencia de Langmuir genera fotones en el segundo armónico de la frecuencia local de plasma, como resultado del proceso de coalescencia $L + L' \leftrightarrow T(2\omega_e)$. Consideramos también el proceso inverso, que representa la absorción de estos fotones por parte del plasma. Para calcular la potencia radiada por la fuente, resolveremos la correspondiente ecuación de transporte radiativo. La versión estacionaria de esta ecuación es

$$\frac{dI_\nu}{dr} = J_\nu - \mu_\nu I_\nu \quad (5.5)$$

donde I_ν es la intensidad en fotones por unidad de frecuencia, y r es la distancia de la fuente al observador a lo largo de un rayo. La emisividad volumétrica, $J(\mathbf{k}, \omega) = J_\nu/2\pi$, es tal que $J(\mathbf{k}, \omega)d\omega d\Omega$ es la potencia radiada por unidad de volumen en el intervalo de frecuencias $[\omega, \omega + d\omega]$ en el ángulo sólido $d\Omega$ alrededor de la dirección del vector de onda $\mathbf{k}_t$ del modo transversal. El proceso inverso está representado por el coeficiente de absorción $\mu(\mathbf{k}, \omega) = \mu_\nu/2\pi$. Deduciremos expresiones para la emisividad y la absorción, que compararemos con las expresiones aproximadas de “choque-frontal” que se encuentran en la literatura.

Las expresiones matemáticas para J_ν y μ_ν pueden derivarse siguiendo un enfoque semiclásico (Smith, 1970; Smith & Fung, 1971). Definimos el número de ocupación $N_\sigma(\mathbf{k})$ de los plasmones de tipo σ , en término del cuál la densidad total de energía W^σ [erg cm⁻³] se expresa como

$$W^\sigma = \int \hbar\omega_\sigma(\mathbf{k}) N_\sigma(\mathbf{k}) \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} = \int W_\sigma(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = 4\pi \int dk k^2 W_\sigma(k) \quad (5.6)$$

donde la última igualdad es válida para el caso de turbulencia isótropa. Con este formalismo, la potencia emitida por unidad de volumen es

$$P^\sigma \equiv \frac{\partial W^\sigma}{\partial t} = \int \hbar\omega_\sigma(\mathbf{k}) \frac{\partial N_\sigma(\mathbf{k})}{\partial t} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \equiv \int d\mathbf{k} \frac{P_\sigma(\mathbf{k}_t)}{(2\pi)^3} \quad (5.7)$$

En general, la evolución temporal del proceso de coalescencia $\sigma_1 + \sigma_2 \leftrightarrow \sigma$, puede ahora describirse en términos de la derivada temporal del número de ocupación (Tsytovich, 1970)

$$\frac{\partial N_\sigma}{\partial t}(\mathbf{k}_t) + v_g \frac{\partial N_\sigma}{\partial r}(\mathbf{k}_t) = \int w_{\sigma_1 \sigma_2}^{\sigma} \left(N_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1) N_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2) - N_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1) N_\sigma(\mathbf{k}_t) - N_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2) N_\sigma(\mathbf{k}_t) \right) \frac{d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^6} \quad (5.8)$$

donde $w_{\sigma}^{\sigma_1\sigma_2}$ es la probabilidad de que las ondas σ_1 y σ_2 “colisionen” y generen la onda σ . Para el caso que estudiamos, de dos ondas de Langmuir (ondas σ_1 y σ_2) con impulsos $\mathbf{k}_1$ y $\mathbf{k}_2$, dando origen a una onda transversal (onda σ) de impulso $\mathbf{k}_t$, la probabilidad del decaimiento viene dada por (Tsytovich, 1970)

$$w_{\sigma}^{\sigma_1\sigma_2}(\mathbf{k}_t, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{\hbar c^2 (2\pi)^6}{32\pi m_e^2} \frac{(k_1^2 - k_2^2)^2}{k_t^2 \omega_c} \frac{|\mathbf{k}_1 \times \mathbf{k}_2|^2}{k_1^2 k_2^2} \delta(\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega_t - \omega_{\sigma_1} - \omega_{\sigma_2}) \quad (5.9)$$

Los tres términos en el miembro derecho de la ecuación (5.8) representan el proceso directo (emisión, término positivo) y el inverso (absorción, término negativo). La expresión de $J(\mathbf{k}, \omega)$ como función del número de ocupación $N_{\sigma}(\mathbf{k})$ puede deducirse considerando que la potencia emitida por unidad de volumen debe estar dada por

$$P^{\sigma} = \int d\Omega d\omega J(\mathbf{k}, \omega) \quad (5.10)$$

Considerando que la emisividad corresponde al primer término del lado derecho de la ecuación (5.8), y utilizando las ecuaciones (5.7) y (5.10), obtenemos

$$J(\mathbf{k}, \omega) = \frac{k_t^2}{d\omega/dk_t} \int \frac{d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^9} \hbar \omega_{\sigma} w_{\sigma}^{\sigma_1\sigma_2} N_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1) N_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2) \quad (5.11)$$

La expresión para $\mu(\mathbf{k}, \omega)$ puede deducirse de manera similar. Asociando el proceso de absorción al segundo y tercer términos del lado derecho de la ecuación (5.8) obtenemos

$$\mu(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{d\omega/dk_t} \int \frac{d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^6} w_{\sigma}^{\sigma_1\sigma_2} \left(N_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1) + N_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2) \right) \quad (5.12)$$

Utilizando la ecuación (5.6), podemos expresar las ecuaciones (5.11) y (5.12) explícitamente en términos del espectro de ondas $W_{\sigma}(\mathbf{k})$

$$J(\mathbf{k}, \omega) = \frac{k_t^2}{d\omega/dk_t} \frac{1}{\hbar(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 \frac{\omega_{\sigma}(\mathbf{k}_t)}{\omega_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1) \omega_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2)} w_{\sigma}^{\sigma_1\sigma_2} W_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1) W_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2) \quad (5.13)$$

$$\mu(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{d\omega/dk_t} \frac{1}{\hbar(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 w_{\sigma}^{\sigma_1\sigma_2} \left(\frac{W_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1)}{\omega_{\sigma_1}(\mathbf{k}_1)} + \frac{W_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2)}{\omega_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2)} \right) \quad (5.14)$$

Reemplazando la probabilidad dada por la ecuación (5.9) en las ecuaciones (5.13) y (5.14), pueden efectuarse las integrales en $\mathbf{k}_2$ utilizando la conservación del impulso lineal dado por la ecuación (5.1). Para obtener las tasas totales de emisividad y absorción, debemos integrar las ecuaciones (5.13) y (5.14) en frecuencia ω . Para esto, utilizamos la conservación de la energía de la ecuación (5.1), teniendo en cuenta la relación de dispersión dada por la ecuación (5.3). Suponiendo que la distribución de Langmuir es isótropa, obtenemos

$$J_t \equiv \int d\omega J(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\pi}{4n_e m_e c \sqrt{3}} \int_{-1}^{+1} 2\pi d\eta \int_0^\infty k_1^2 dk_1 F(k_1, \eta) W_l(k_1) W_l(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1|) \quad (5.15)$$

$$\mu_t \equiv \int d\omega \mu(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\pi c}{24\sqrt{3}n_e m_e \omega_e^2} \int_{-1}^{+1} 2\pi d\eta \int_0^\infty k_1^2 dk_1 F(k_1, \eta) (W_l(k_1) + W_l(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1|)) \quad (5.16)$$

donde hemos definido

$$F(k_1, \eta) \equiv \frac{(\mathbf{k}_1 \times (\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1))^2}{k_1^2 (\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1)^2} (\mathbf{k}_1^2 - (\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1)^2)^2 = \left[1 - \frac{k_1^2 + k_t^2 \eta^2 - 2k_t k_1 \eta}{k_1^2 + k_t^2 - 2k_t k_1 \eta} \right] (2k_t k_1 \eta - k_t^2)^2 \quad (5.17)$$

donde η es el coseno del ángulo (variable) entre $\mathbf{k}_t$ (fijo) y $\mathbf{k}_1$ (variable). Notemos por ejemplo que para $\eta = 1$, es decir $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{k}_t \parallel \mathbf{k}_2$, no hay emisión, lo cual es esperable a partir de la probabilidad dada por la ecuación (5.9), que se reduce a cero en este caso.

Las integrales involucradas en las ecuaciones (5.15-5.16), dependen de la forma específica del espectro de la turbulencia. Antes de calcular estas integrales para la forma particular del espectro que hallamos en el capítulo anterior, analizaremos la aproximación de “choque-frontal”, para evaluar su validez en el caso de fulguraciones solares.

5.2.2 Aproximación de “choque frontal”

La aproximación de choque-frontal es válida para ondas de Langmuir con números de onda mucho mayores que el número de onda de los fotones transversales, $k_t \approx \sqrt{3}\omega_e/c$. Esta expresión aproximada para k_t es consecuencia directa de la conservación de la energía (ecuación (5.1)) y la relación de dispersión de los modos involucrados (ecuación (5.3)). Aproximando entonces $k_t \ll k_1, k_2$, el núcleo $F^{\text{cf}}(k_1, \eta)$ de las integrales, en la aproximación de choque-frontal, resulta (ver también Melrose & Stenhouse, 1979),

$$F^{\text{rf}}(k_1, \eta) \approx (\mathbf{k}_t \times \mathbf{k}_1)^2 \frac{4(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_t)^2}{k_1^4} = 4 k_t^4 \eta^2 (1 - \eta^2) \quad (5.18)$$

Otra aproximación estándar en el caso $k_t \ll k_{1,2}$, es $W_l(|\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1|) \approx W_l(k_1)$. En este límite, las integrales dobles de las ecuaciones (5.15-5.16) se desacoplan, independientemente de la forma del espectro turbulento. En este caso la integral angular puede hacerse en forma analítica, obteniéndose $\int d\eta F^{\text{ho}} = (16/15) k_t^4$. Así, para las expresiones de los coeficientes de emisión y absorción en la aproximación de choque-frontal, obtenemos

$$J_t^{\text{rf}} = \frac{8\pi^2}{15\sqrt{3}n_e m_e c} k_t^4 \int_0^\infty dk_1 k_1^2 W_l^2(k_1) \quad (5.19)$$

$$\mu_t^{\text{rf}} = \frac{8\pi^2 c}{45\sqrt{3}n_e m_e \omega_e^2} k_t^4 \int_0^\infty dk_1 k_1^2 W_l(k_1) \quad (5.20)$$

Para evaluar la validez de esta aproximación, en la próxima sección comparamos estos resultados aproximados con nuestras expresiones más generales de las ecuaciones (5.15-5.16). Para realizar esta comparación, utilizaremos el espectro turbulento de nuestro modelo del capítulo anterior.

5.2.3 Aproximación de espectro constante

Como una aproximación final para chequear nuestras expresiones en casos límite, si suponemos además que el espectro de Langmuir es ancho y constante (una aproximación común en la literatura), obtenemos

$$J_t^K \approx \frac{1}{10} \frac{\omega_e W_L^2}{n_e m_e c^2} \left(\frac{k_t}{k_m} \right)^3 \quad (5.21)$$

$$\mu_t^K \approx \frac{\sqrt{3}\pi}{15} 2 \frac{\omega_e^2 W_L}{n_e m_e c^3} \quad (5.22)$$

donde W_L [erg cm⁻³] es la densidad total de energía en ondas de Langmuir, y k_m es el número de onda máximo del espectro. La ecuación (5.21) ha sido utilizada en estudios previos de emisividad en segundo armónico durante fulguraciones solares (Smith & Spicer, 1979; Emslie & Smith, 1984). Sin embargo, hallamos que en este límite, nuestra expresión para el coeficiente de absorción (ecuación (5.22)) es un factor ~ 7 inferior a los reportados previamente (Smith & Spicer, 1979).

5.3 Turbulencia generada por haces de electrones

En el capítulo anterior desarrollamos nuestro modelo estacionario de generación de turbulencia de Langmuir, considerando consistentemente el efecto cuasilineal y las colisiones. Formulamos un proceso iterativo para integrar el sistema de ecuaciones acopladas para la función de distribución de los electrones y el espectro de las ondas de Langmuir. Como resultado, obtuvimos el espectro de Langmuir en función de la profundidad, decrito por las ecuaciones (4.36-4.37). Estos resultados pueden aproximarse por sus promedios espaciales, toda vez que utilizamos un modelo atmosférico caracterizado por gradientes suaves. Los promedios espaciales del espectro de Langmuir y su nivel de energía total, estan dados por las ecuaciones (4.41-4.42), resultados que utilizaremos en lo subsiguiente.

El espectro $W(v)$ de la ecuación (4.41) es tal que la densidad total de energía en ondas de Langmuir es $W_L[\text{erg cm}^{-3}] = \int W(v)dv$. Alternativamente, podemos expresar el espectro en función del número de onda $W(k)$. Bajo la suposición de que el espectro ha sido isotropizado en forma muy efectiva y cuasielástica (ver discusión en capítulo anterior), la densidad de energía se expresa por $W_L = 4\pi \int W(k)k^2 dk$. La relación entre $W(v)$ y $W(k)$ se deduce entonces igualando estas dos expresiones para W_L , la ecuación (4.41), y usando que $v \approx \omega_e/k$, obtenemos

$$W(k) = \frac{W_L}{4\pi I} \frac{h(v = \omega_e/k)}{k^3} \quad (5.23)$$

donde la función $h(v)$, la integral I , y el nivel de turbulencia W_L (su promedio espacial) vienen dados por las ecuaciones (4.41-4.42). La Figura 5.2 muestra la forma del promedio espacial resultante del espectro de Langmuir $\langle W(k) \rangle_x$, en función de k/k_t ($k_t = \sqrt{3}\omega_e/c$).

Para obtener la intensidad de la emisión en segundo armónico durante fulguraciones solares, reemplazamos el espectro de Langmuir de nuestro modelo (ecuación (5.23)) en nuestras expresiones para emisividad y absorción, (ecuaciones (5.15-5.16)), y obtenemos

$$J_t = \frac{1}{32} \frac{I_J}{I^2} \left(\frac{\omega_e W_L^2}{n_e m_e c^2} \right) \quad (5.24)$$

$$\mu_t = \frac{\sqrt{3}\pi}{16} \frac{I_\mu}{I} \left(\frac{\omega_e^2 W_L}{n_e m_e c^3} \right) \quad (5.25)$$

donde hemos definido las integrales

$$I_J \equiv \frac{1}{k_t} \int_{-1}^{+1} d\eta \int_0^\infty dk_1 \frac{F(k_1, \eta)}{k_1 k_2^3} h(\omega_e/k_1) h(\omega_e/k_2) \quad (5.26)$$

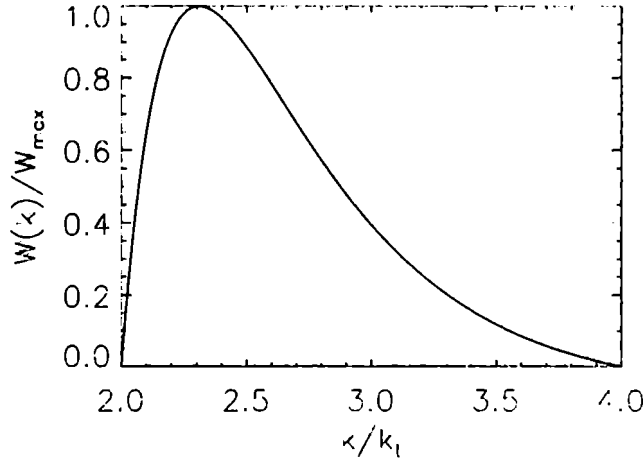


Figura 5.2: Forma resultante del espectro de Langmuir, dado por la ecuación (5.23). Los números de onda están dados en unidades de $k_t = \sqrt{3}\omega_e/c$.

$$I_\mu \equiv \frac{1}{k_t^4} \int_{-1}^{+1} d\eta \int_0^\infty dk_1 F(k_1, \eta) k_1^2 \left(\frac{h(\omega_e/k_1)}{k_1^3} + \frac{h(\omega_e/k_2)}{k_2^3} \right) \quad (5.27)$$

y $k_2 = |\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_1| = (k_t^2 + k_1^2 - 2k_1k_t\eta)^{1/2}$.

En el caso de aproximación de choque-frontal las ecuaciones (5.24-5.25) pueden utilizarse, pero reemplazando las integrales I_J and I_μ por sus versiones aproximadas,

$$I_J^{\text{cf}} = \frac{16}{15} k_t^3 \int_0^\infty dk_1 \frac{h(\omega_e/k_1)^2}{k_1^4} \quad (5.28)$$

$$I_\mu^{\text{cf}} = \frac{32}{15} \int_0^\infty dk_1 \frac{h(\omega_e/k_1)}{k_1} \quad (5.29)$$

Como esta aproximación ha sido utilizada en forma estándar en la literatura para el caso de fulguraciones solares, nos interesa compararlos con nuestros resultados más generales. Con tal fin, consideramos los cocientes

$$\rho_J \equiv J/J^{\text{cf}} = I_J/I_J^{\text{cf}} \quad (5.30)$$

$$\rho_\mu \equiv \mu/\mu^{\text{cf}} = I_\mu/I_\mu^{\text{cf}} \quad (5.31)$$

Para haces de electrones típicos, con energías características $E_c = (1/2)m_e v_c^2 \sim 20$ keV, el número de onda mínimo del espectro de Langmuir resultante (correspondiente a velocidades de fase máximas de orden v_c) resulta ser $k_{min}/k_t \sim 2.07$. Hemos calculado las integrales I_J e I_μ para flujos de energía de haces Φ_E : 1, 5, 10 and $50 \times 10^9 \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. En cada caso, encontramos que el espectro resultante de ondas de Langmuir presenta diferentes números de onda máximo k_{max} . Esto es así debido a que, para una dada atmósfera, a mayor energía del haz el plateau se extiende a menores velocidades de fase. En todos los casos consideramos una temperatura apropiada para fulguraciones solares, de orden $T \sim 10^7 \text{ K}$. La Tabla 5.1 indica los números de onda máximo que caracterizan a los espectros de Langmuir resultantes en cada caso.

Φ_9	k_{max}/k_t
1	3.5
5	3.9
10	4.1
50	4.9

Tabla 5.1: Números de onda máximo para los espectros resultantes de Langmuir. Φ_9 es el flujo de energía del haz en unidades de $10^9 \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Resulta evidente que los rangos espectrales de Langmuir no satisfacen los requerimientos de la aproximación de choque-frontal, ya que en todos los casos $k/k_t \sim 2 - 5$, que no es mucho mayor que la unidad. En la Figura 5.3, mostramos los cocientes J/J_t^{cf} y μ/μ_t^{cf} , que resultan de calcular las integrales numéricamente para cada espectro, como función de k_{max}/k_t . Puede verse que, en el caso típico de $k_{max}/k_t \sim 4$ (ver Tabla 5.1), la emisividad se reduce en un factor ~ 2 .

Comparando los dos paneles de la Figura 5.3, vemos que la aproximación de choque-frontal se quiebra más notablemente para la emisión que para la absorción. Este resultado deviene de la dependencia no-lineal de la emisión con el espectro turbulento, mientras que la dependencia es lineal para la absorción (ver ecuaciones (5.19-5.20)). La Figura 5.4, muestra el cociente de la emisión entre los casos exacto y de aproximación de choque-frontal, J/J_t^{cf} , como función de los números de onda máximo y mínimo del espectro.

Puede verse que, a medida que tanto k_{min} como k_{max} crecen, el cociente entre los resultados exacto y aproximado tiende asintóticamente a la unidad, ya que en este límite la aproximación de choque frontal resulta razonable. Asimismo, encontramos que para espectros angostos $k_{max} \rightarrow k_{min}$, la aproximación de choque-frontal es especialmente inadecuada, siendo los resultados

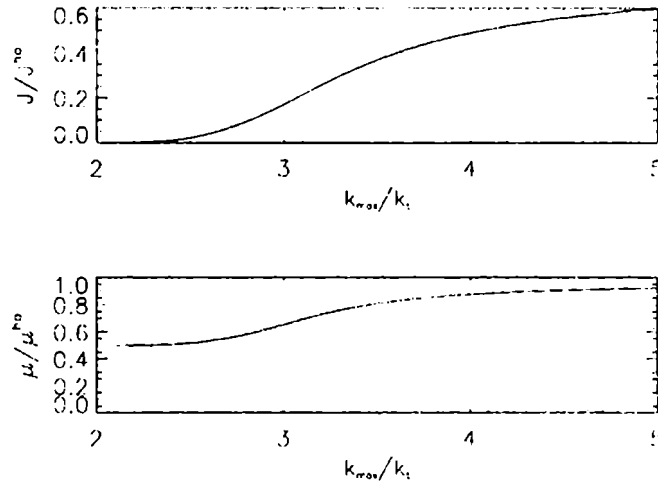


Figura 5.3: Factor de reducción, entre los casos exacto y de choque-frontal, para emisión J/J_t^{cf} y absorción μ/μ^{cf} , como función del número de onda máximo. Los cálculos corresponden al caso $k_{\min}/k_t \sim 2.07$ para un haz con energía de corte de 20 kev, y fueron realizados para un espectro turbulento apropiado para fulguraciones solares, dado por la ecuación (5.23)

de los cálculos exactos mucho menores que los aproximados (estos espectros de Langmuir más angostos son esperables en atmósferas más calientes). Estos resultados son consistentes con predicciones similares de Melrose & Stenhouse (1979), quienes analizaron el efecto de relajar la hipótesis de choque-frontal, pero suponiendo leyes de potencia para el espectro de Langmuir (muy diferentes a nuestros espectros generados por haces).

5.4 Predicciones para fulguraciones solares

Para calcular una cota superior a la producción de fotones en segundo armónico de plasma, hemos adoptado el siguiente escenario para el proceso de emisión. De acuerdo a este escenario, el espectro de Langmuir 1D generado por el haz se desarrolla y satura al nivel dado por la ecuación (4.42). Luego, el espectro es isotropizado, rápidamente y en forma cuasi-elástica, por iones y ondas IA. Finalmente, la turbulencia de Langmuir genera fotones en segundo armónico de plasma, como resultado del proceso de coalescencia $L + L' \leftrightarrow T(2\omega_c)$ (habiéndose considerado también el fenómeno inverso de absorción). Consideremos nuevamente la ecuación estacionaria de trans-

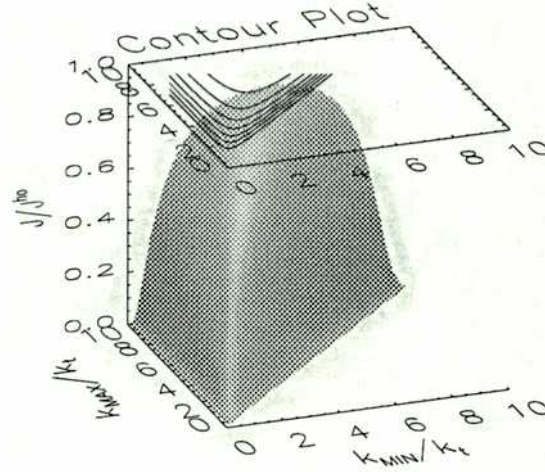


Figura 5.4: Factor de reducción de emisión entre los resultados exactos y de aproximación de choque-frontal J/J_t^{cf} , en función de números de onda máximo y mínimo. Sobre la figura, graficamos siete contornos de nivel para factores de reducción de 0.1, ..., 0.7. Los cálculos fueron realizados para un espectro turbulento apropiado para fulguraciones solares, dado por la ecuación (5.23).

porte radiativo dada por la ecuación (5.5). Definiendo la función fuente S_ν y la profundidad óptica τ según

$$S_\nu = J_\nu / \mu_\nu \quad (5.32)$$

$$d\tau = -\mu_\nu dr, \quad (5.33)$$

la solución para la intensidad $I_\nu(\tau)$ en un punto arbitrario τ a lo largo de la línea de visión resulta,

$$I_\nu(\tau) = I_\nu(A) e^{\tau - \tau_A} - e^\tau \int_{\tau_A}^\tau dt S_\nu(t) e^{-t} \quad (5.34)$$

donde $I(A)$ y τ_A son la intensidad y la profundidad óptica en un punto fijo A a lo largo de la misma línea. En el caso de una fuente localizada espacialmente, como una fulguración en el limbo solar, tomemos como A al punto de la fuente más cercano al observador (i.e., por delante de la fuente). Consideremos el punto más lejano al observador (por detrás de la fuente), al cual llamaremos B , de modo que su profundidad es $\tau = \tau_B$. Si suponemos

que J_ν y μ_ν son esencialmente constantes a lo largo de la línea de visión entre A y B (o que varían mucho más suavemente que $e^{-\tau}$), obtenemos que la intensidad en el punto A es

$$I_\nu(A) = I_\nu(B) e^{-(\tau_B - \tau_A)} + S_\nu(A) (1 - e^{-(\tau_B - \tau_A)}) \quad (5.35)$$

$$\tau_B - \tau_A = \int_A^B d\tau = -\mu_\nu(A) (r_B - r_A) \equiv \mu_\nu L \quad (5.36)$$

donde μ_ν es un valor característico de la absorción, y L es el espesor característico de la fuente. En el caso de fuentes ópticamente gruesas, es decir que cumplen $L \gg 1/\mu_\nu$, obtenemos

$$I_\nu(A) [\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}] \approx S_\nu(A) = \left(\frac{J(\mathbf{k}, \omega)}{\mu(\mathbf{k}, \omega)} \right)_A \quad (5.37)$$

es decir que la emisión que vemos proviene esencialmente de la superficie aparente de la fuente, y la intensidad se obtiene simplemente mediante el cociente J_ν/μ_ν .

Según veremos en la siguiente sección, en el caso de fulguraciones, podemos estimar valores típicos de $1/\mu_\nu \sim 50 \text{ km}$. Por este motivo, fuentes con espesores de algunos cientos de km o más, pueden considerarse ópticamente gruesas. Suponiendo emisión isótropa, la potencia dP emitida por la fuente del lado del observador, desde un área diferencial $d\Sigma$ en torno del punto A , es $dP = 2\pi S_\nu d\Sigma$. Suponiendo que la emisión es aproximadamente homogénea a lo largo de la fuente, la potencia total de emisión es $P = 2\pi S_\nu \Sigma$, donde Σ es el área total aparente de la fuente. Finalmente, el flujo medido en Tierra será,

$$F_\nu [\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}] = \frac{2\pi S_\nu \Sigma}{\Delta\Omega R_{ST}^2} e^{-\tau_{ST}} \quad (5.38)$$

donde $\Delta\Omega \approx 2\pi$ es el ángulo sólido de emisión desde un lado de la fuente, $R_{ST} = 1 \text{ UA}$ es la distancia Sol-Tierra, y τ_{ST} es la profundidad óptica entre el Sol y la Tierra, típicamente ~ 0.5 para absorción free-free (Wild, Smerd & Weiss, 1963).

5.4.1 Profundidad óptica y función fuente

La emisión en segundo armónico presentará una dispersión de frecuencias, centrándose en $\omega_t = 2\omega_e$. El ancho en frecuencia $\Delta\omega_t$ de la emisión será

del orden de $2\Delta\omega_e$. Este ancho puede estimarse a partir de la relación de dispersión (ecuación (5.3)), obteniéndose

$$\frac{\Delta\omega_t}{\omega_t} \approx \left(\frac{v_e k_m}{\omega_e} \right)^2 = (k_m \lambda_D)^2 \sim 0.09 T_7 \quad (5.39)$$

donde $T_7 \sim 0.5$ es una temperatura característica para fulguraciones. Esto implica que la emisión en segundo armónico es muy angosta, y que los coeficientes de emisividad y absorción pueden estimarse de sus valores medios

$$\begin{aligned} J_\nu &= 2\pi J(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{\Delta\omega_t} \int d\omega_t J(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi J_t}{\Delta\omega_t} \\ \mu_\nu &= 2\pi \mu(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{\Delta\omega_t} \int d\omega_t \mu(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi \mu_t}{\Delta\omega_t} \end{aligned} \quad (5.40)$$

donde J_t y μ_t vienen dados por las ecuaciones (5.24-5.25) para nuestro modelo de fulguraciones solares. La función fuente puede entonces calcularse como

$$S_\nu = \frac{J_t}{\mu_t} = K_t \frac{c W_L}{v_e k_m} \quad (5.41)$$

donde la constante adimensional K_t depende de los detalles del perfil del espectro de Langmuir, según

$$K_t \equiv \frac{v_e/v_1}{2\sqrt{3}\pi} \frac{I_J}{I_\mu I}. \quad (5.42)$$

De nuestra ley de escala para la turbulencia (ecuación (4.42)), y de las expresiones para J_t y μ_t (ecuaciones (5.24-5.25)), podemos ahora hallar leyes de escala para la profundidad óptica y la función fuente, obteniendo

$$\frac{1}{\mu_\nu} = \frac{\Delta\omega_t}{2\pi\mu_t} \approx 55 \text{ km } T_7^{-3/2} \Phi_9^{-1.35} \quad (5.43)$$

$$S_\nu \approx 5.8 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1} T_7^{5/2} \Phi_9^{1.23} \quad (5.44)$$

Para temperaturas del orden $T_7 \sim 0.8$ y para una intensidad $\Phi_9 \sim 1$, la profundidad óptica tiene un valor de orden ~ 70 km, y valores aún menores para mayor intensidad. De esta forma, para los casos de interés (estructuras que típicamente presentan tamaños mayores a ~ 1000 km), la intensidad total observada proviene de la superficie de la zona turbulenta, y viene dada por la función fuente S_ν . Recurriendo a la ecuación (5.38) obtenemos la siguiente ley de escala para el flujo medido en Tierra

$$F_\nu \approx 1.6 \times 10^5 \text{ SFU } A_{18} T_7^{5/2} \Phi_9^{1.23} \quad (5.45)$$

donde se introdujo la unidad de flujo solar $1\text{SFU} = 1 \times 10^{-19} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. A_{18} es el área aparente de la fuente en unidades de 10^{18} cm^2 , correspondiente a dimensiones lineales de fuentes observadas del orden de 10^4 km .

5.4.2 Comparación con observaciones y modelos previos

Consideremos temperaturas características de orden $T_7 \sim 0.5$ y áreas de orden $A_{18} \sim 1$. Para flujos de energía de haz en el rango $\Phi_9 = [0.01, 50]$, nuestro modelo predice flujos en Tierra en segundo armónico en el rango $[10^2, 10^6] \text{ SFU}$. En un análisis extenso, Aschwanden et al. (1995) han coleccionado y analizado una gran cantidad de observaciones de eventos detectados simultáneamente en RXD y radio ondas. Las mediciones de HXR revelan flujos de energía en el orden $[0.01, 100] \Phi_9$. Para la misma población de eventos, los flujos F_ν medidos en el segundo armónico de plasma se encuentran en el rango $[10^2, 10^4] \text{ SFU}$.

Vemos que, para las fulguraciones de menor intensidad, nuestras predicciones caen dentro del rango observacional medido. Para fulguraciones de mayor intensidad, nuestro modelo predice hasta dos órdenes de magnitud en exceso del rango observado.

Como hemos visto anteriormente, nuestro modelo no considera el efecto de isotropización durante el fenómeno de saturación de la turbulencia de plasma, sino que lo hace en forma desacoplada, en virtud de la diferencia de tiempos característicos. Como ya se discutió, esto implica que nuestros resultados para turbulencia (aún así menores que estimaciones de modelos previos) representan una cota superior. Si el efecto de isotropización se considerara simultáneamente, las predicciones de emisividad en segundo armónico disminuirían apreciablemente, llevando eventualmente a un mayor acuerdo con las observaciones.

En la sección 4.1.3 hemos detallado que en la ecuación de evolución de la turbulencia, el efecto de isotropización resulta comparable (o mayor) al término colisional, precisamente para las fulguraciones más intensas y con niveles de ondas IA más elevados. Esto es coincidente con el hecho que nuestro modelo se muestra más consistente con las observaciones de fulguraciones menos intensas, y predice para los eventos más energéticos una emisividad mayor que la observada.

En cualquier caso, el solapamiento parcial entre nuestras predicciones y las observaciones, constituye un avance interesante respecto de predic-

ciones de modelos previos. Modelos anteriores han explorado condiciones atmosféricas diferentes y particulares, sin hallar leyes de escala en función de parámetros de plasma relevantes. Con el objeto de comparar con estos modelos, a continuación estimamos nuestras predicciones para los valores atmosféricos elegidos por ellos.

Smith & Spicer (1979) (SS79) consideraron una atmósfera con temperatura $T_7 \sim 0.1$, e intensidad para el haz de orden $\Phi_9 \sim 0.5$. Para un área aparente de la fuente de orden $A_{18} \sim 10$ hallan un flujo total medido en Tierra del orden de $2 \times 10^6 \text{SFU}$. Para dichos valores nuestro modelo predice un flujo del orden de $2 \times 10^3 \text{SFU}$. Nuestra predicción, comprendida en el rango observacional, resulta 3 órdenes de magnitud menor a la de SS79.

Posteriormente, Emslie & Smith (1984) (ES84) desarrollan otro modelo y consideran valores característicos parecidos a los nuestros. Su modelo considera temperaturas del orden de $T_7 \sim 0.8$, e intensidades de haz de $\Phi_9 \sim 0.4$. Para áreas aparentes de $A_{18} \sim 3$ ellos predicen un flujo de $4 \times 10^4 \text{SFU}$ (incorrectamente reportado como $3.2 \times 10^3 \text{SFU}$ en su publicación, puesto que omiten un factor 4π). Con sus parámetros, nuestro modelo predice un flujo de $8 \times 10^4 \text{SFU}$, es decir un factor ~ 2 más alta. Comparando detalladamente ambos modelos encontramos que la estimación de ES84 incluye una incorrecta estimación de las integrales I_J e I_μ . En lugar de nuestro cálculo detallado de las integrales de las ecuaciones (5.26-5.27), ES84 realizan una estimación analítica. Esto los conduce a una sub-estimación de K_t (ver ecuación (5.42)), un factor ~ 25 menor a nuestros cálculos numéricos más exactos. De modo que si su estimación es reemplazada por nuestro cálculo detallado, la predicción de emisión en segundo armónico de ES84 resulta un factor ~ 10 más alta que en nuestros resultados. Este factor puede entonces adjudicarse a su modelo simple de saturación de turbulencia de plasma, que precisamente predice un factor ~ 10 por encima de nuestros resultados (ver Figura 4.5).

Finalmente, deseamos destacar otro aspecto importante de nuestro modelo, que debe ser tenido en cuenta al evaluar las predicciones de emisividad en segundo armónico. Nuestro modelo, a diferencia de modelos anteriores, considera la evolución del problema en función de la profundidad a medida que el haz avanza siguiendo las líneas de campo magnético. Para nuestros cálculos hemos supuesto una atmósfera caracterizada por un gradiente suave de los parámetros de plasma. Esto es probablemente simplista, dado que en la complicada dinámica de una fulguración, es de esperar que se formen gradientes de densidad. Una descripción que incluyese tales gradientes, predeciría menores niveles de turbulencia de plasma. Esto se debe a que cuando el haz atraviesa una región de gradientes intensos de densidad, éste sale súbitamente de resonancia con las ondas de Langmuir que va generando. En este aspecto, nuestro modelo representa nuevamente una cota superior con respecto a un

Capítulo 5. Emisividad Coronal en Radiofrecuencias

modelo más realista.

Capítulo 6

Conclusiones

En el contexto de la rica variedad fenomenológica que presenta el plasma de la corona solar, presentamos el estudio y modelado de fenómenos coronales en dos escalas espacio-temporales muy diferentes. Por un lado, presentamos un modelo para la ordenada estructura coronal a gran escala ($1 \rightarrow 10R_{\odot}$) durante el mínimo de la actividad solar. Por otro lado, presentamos un modelo para fenómenos impulsivos y turbulentos de pequeña escala ($< 0.1R_{\odot}$) durante fulguraciones solares en regiones activas.

Desarrollamos un modelo MHD estacionario y axisimétrico de la corona solar. Nuestro modelo incluye el balance de fuerzas inerciales, gravitatoria, presión de gas y fuerza de Lorentz. Hemos desarrollado modelos de temperatura analíticos guiados por observaciones en el rango ultravioleta. Nuestros modelos de temperatura incluyen características tales como una fuerte anisotropía en la región polar (con temperaturas perpendiculares protónicas mucho mayores que las temperaturas electrónicas), y una región ecuatorial (zona cerrada de los streamers) cercana al equilibrio hidrostático.

Utilizando estos perfiles semi-empíricos de temperaturas, el modelo depende básicamente de tres parámetros libres, logrando reproducir exitosamente diferentes aspectos centrales de la estructura global de la corona. Por un lado la morfología bimodal agujeros coronales polares/streamers ecuatoriales, aparece simplemente como una consecuencia del balance de fuerzas entre los gradientes de presiones magnética y de gas, indicando que estas son básicamente las fuerzas responsables de la estructura a gran escala. El equilibrio se alcanza como consecuencia de una minimización de tipo energética. El modelo predice alturas y superficies basales para los streamers ecuatoriales consistentes con las observaciones de mínimo solar. Encontramos una fuerte transición del β de plasma al pasar de la zona abierta de agujeros coronales a la zona cerrada de los streamers, obteniendo altos valores de β en esta última. En torno del pico del streamer, hallamos una intensa divergencia local del

campo magnético, que genera valores máximos de $\beta > 10$. Nuestros resultados son consistentes con estimaciones semi-empíricas de β en streamers (Li et al., 1998), y resultados similares de modelos que, a diferencia del nuestro, resuelven las ecuaciones MHD en forma directa (Wang et al., 1998; Suess et al., 1996). Por otro lado, para la región de agujeros coronales obtenemos para el β de plasma valores mucho menores que la unidad. La transición se produce en forma muy abrupta al pasar de las zonas cerradas a las abiertas, lo cual es consistente con el abrupto cambio de brillo aparente que se observa en las imágenes de luz blanca. De esta forma, el cinturón de streamers ecuatoriales aparece como una región de relativamente alta presión de gas, confinada por un fuerte “envase” magnético que lo rodea (ver también Suess et al., 1999b).

Para el viento solar, nuestro modelo incluye dos efectos físicos centrales: la anisotropía de las temperaturas cinéticas y el efecto de divergencia magnética local en torno del pico del streamer. Hemos desarrollado modelos semi-empíricos de temperatura como condiciones sobre el modelo. De esta forma, si bien no hemos considerado una ecuación para la energía (que incluya términos de deposición), hemos incluido información empírica de cómo la energía es depositada a lo largo de las líneas magnéticas a medida que el viento es acelerado. Así, hemos esencialmente explorado el efecto de la gravedad, la presión y la divergencia magnética, sobre las soluciones de viento compatibles con nuestro modelo.

Los resultados de nuestro modelo de viento solar presentan diferencias cualitativas fuertes entre las líneas polares y las que rodean al streamer. Las soluciones que surgen alrededor de los streamers (y se expanden cerca del ecuador) presentan soluciones claramente más lentas. Las velocidades asintóticas ecuatoriales son de aproximadamente 50% con respecto a las soluciones asintóticas polares. Este resultado es consistente con mediciones *in-situ* realizadas en el espacio a 1UA, que indican velocidades en torno de 400km/sec y 800km/sec, para las componentes lenta y rápida del viento solar respectivamente. Asimismo, las soluciones en torno de los streamers se tornan supersónicas en alturas de $\sim 5R_{\odot}$ (muy por arriba del pico de los streamers) mientras que las polares lo hacen a alturas de orden $\sim 1.5R_{\odot}$. Esta gran diferencia de los puntos sónicos es otra de las predicciones interesantes de nuestro modelo. Esta diferencia aparece debido a que las soluciones de viento lenta alcanzan un mínimo en torno del pico del streamer. Este mínimo se debe a la alta divergencia del campo magnético en esta zona, que tiene el efecto de desacelerar flujos subsónicos. La transición entre ambos tipos de soluciones de viento es bastante abrupta, ocurriendo en torno de $\pm 20^{\circ}$ de latitud. Nuestros resultados son consistentes con las observaciones de mínimo solar de la misión *Ulysses*, que observó la variación latitudinal del viento solar (Suess et al., 1999a).

Nuestro modelo de viento incluye la deposición de energía en forma semi-empírica (a través de los modelos de temperatura), pero no incluye términos de deposición de impulso lineal. Debido a esta simpleza, resulta natural que el modelo no reproduzca los valores numéricos observados por *Ulysses* para las velocidades del viento, y que nuestros resultados sean sistemáticamente menores. Sin embargo es destacable su capacidad de predecir la diferencia cualitativa entre las componentes rápida y lenta. Notemos que hemos modelado las temperaturas cinéticas paralelas de manera muy similar en el polo y ecuador. Una inspección de las ecuaciones (2.35-2.36) indica entonces que la diferencia más relevante entre las líneas polares y cercanas al streamer se encuentra en el tercer término de f , en las temperaturas perpendiculares y la intensidad de la derivada logarítmica de la intensidad magnética B . Nuestros resultados avalan entonces la idea, no establecida aún en forma contundente, de que el origen del viento solar lento lo constituyen las regiones abiertas muy cercanas a los streamers. Más aún, parecen indicar que tal diferencia es esperable exclusivamente como efecto de la anisotropía de temperaturas (en los polos) y la intensa divergencia local de campo magnético cerca del pico del streamer (en el ecuador). Nuestros resultados constituyen así una verificación de la reciente hipótesis de Noci et al. (1998), que propone que el viento solar lento podría deberse a propiedades geométricas especiales de la divergencia del campo magnético alrededor de los streamers.

Hemos realizado un modelo iterativo de las soluciones de fuerza perpendicular y paralela, incluyéndose los efectos de inercia, anisotropía y gravedad en las soluciones de viento solar. Encontramos que las correcciones que aparecen sobre la solución inicial son de segundo orden. En el marco de nuestro modelo esto implica que la estructura global del campo magnético se entiende básicamente como un balance entre el gradiente de presión perpendicular y la fuerza de Lorentz, careciendo de importancia los efectos gravitatorios e inerciales. A su vez, la morfología magnética y la anisotropía resultan determinantes para las características bimodales de nuestras soluciones de viento solar.

Realizamos cálculos detallados de emisividad coronal, desarrollando en particular expresiones simplificadas para la emisividad UV resonante. Estas incluyen un tratamiento simplificado, pero preciso, de los efectos Doppler y de la integración en ángulo sólido. Utilizando las expresiones deducidas, sintetizamos imágenes artificiales de la corona a partir de los resultados de nuestros modelos. Mostramos resultados correspondientes a luz blanca y a la línea $\text{HI-Ly}\alpha$ (UV). Hemos comparado nuestros resultados con observaciones en luz blanca y $\text{Ly}\alpha$ correspondientes al pasado mínimo solar. Para las comparaciones con imágenes de $\text{HI-Ly}\alpha$, hemos realizado un análisis propio de observaciones del instrumento UVCS/*SoHO*.

En todos los casos encontramos razonables acuerdos con datos observacionales de mínimo solar, tanto en la dependencia radial como latitudinal. Las predicciones de luz blanca básicamente testean la distribución de electrones en la corona. Logrado un acuerdo con observaciones en luz blanca, las predicciones de $\text{Ly}\alpha$ testean básicamente el campo de velocidades, la dispersión térmica de los protones, y la abundancia de HI. Hemos también sintetizado imágenes en $\text{Ly}\alpha$ sin incluir el atenuamiento Doppler, verificando que las predicciones no se modifican en las regiones cerradas del streamer y las alturas inferiores de la zona abierta. Esto se debe a que el atenuamiento Doppler se vuelve despreciable en zonas de muy baja velocidad. En estas regiones, el acuerdo con datos observacionales indica que el modelo de abundancias de HI utilizado es razonable. La comparación de los cálculos con y sin atenuamiento Doppler, también muestran que nuestras expresiones simplificadas de emisión UV, que realizan un tratamiento aproximado (promediado) del atenuamiento Doppler y la integración de ángulo sólido, resultan apropiadas.

Nuestro modelo predice para la emisión de luz blanca y $\text{Ly}\alpha$, una transición entre emisión intensa (zona ecuatorial) y débil (zona coronal) que se produce en la misma zona de transición entre viento lento y rápido. Esto es consistente con los resultados observacionales de Suess et al. (1999a) a partir de datos de la nave *Ulysses*, que precisamente muestran que la zona de viento lento corresponde a la zona de mayor brillo, y la transición de intensidad del viento y de brillo se producen aproximadamente en las mismas regiones.

Finalmente, hemos aprovechado el modelo para demostrar el dramático impacto de los efectos de proyección en las imágenes sintetizadas a partir del modelo. Encontramos que una variación de sólo 30° en la orientación de la línea de visión, respecto del plano ecuatorial del modelo, implica aumentos de la intensidad polar observada de hasta un orden de magnitud, debido a la contaminación producida por el plano del streamer ecuatorial. Este tipo de estudios resulta sumamente útil para poner cotas de confiabilidad de análisis observacionales, en cuanto a los efectos de proyección.

Dada la relativa simplicidad del modelo, es destacable el acuerdo global de nuestras predicciones de emisividad, distribución bi-modal del viento y morfología magnética. El modelo resulta así una descripción razonable para la estructura global de la corona y del viento solar, al menos durante la época de actividad mínima, pudiendo ser utilizado para análisis de observaciones correspondientes a estos períodos. Una posible aplicación del modelo, consistiría en asumir abundancias de iones pesados, y sintetizar imágenes en las longitudes de onda respectivas. Esto permitiría testear hipótesis sobre abundancias de iones pesados en la corona (Raymond et al., 1997), a la vez que evaluar el impacto de los efectos de proyección sobre las observaciones.

En la presente tesis, hemos también modelado mecanismos de generación de turbulencia y emisión no-térmica asociada (en el rango de radio) durante fulguraciones solares. Los eventos impulsivos de radio en segundo armónico de plasma, constituyen “huellas” de haces de electrones de alta energía viajando a lo largo de líneas magnéticas cerradas (eventos U) o abiertas (eventos III), acelerados durante fulguraciones solares. En el caso de eventos U, los haces de electrones eventualmente llegan a la región de transición, donde son detenidos colisionalmente, produciendo emisiones en rayos X duros (RXD). La literatura existente muestra una persistente discrepancia entre los flujos energéticos necesarios para explicar los RXD observados y los requeridos para explicar las emisiones de radio. Para haces energéticos consistentes con los RXD, se predicen flujos en radio mucho mayores que los observados (Smith & Spicer, 1979; Emslie & Smith, 1984; Hamilton & Petrosian, 1987).

Desarrollamos un modelo estacionario aplicable a eventos U y III. En nuestro modelo consideramos la evolución acoplada de los haces de electrones y la turbulencia de Langmuir que estos generan, obteniendo el nivel y espectro de turbulencia en función de la posición. La existencia de este régimen estacionario existe debido a la competición no-trivial entre los efectos de acoplamiento onda-partícula y de frenado colisional. Asimismo, desarrollamos un modelo para la emisión de fotones en segundo armónico de plasma. Realizamos cálculos detallados de emisividad y opacidad para los fotones en segundo armónico, generados por coalescencia de ondas de Langmuir. En estos cálculos relajamos la (comunmente supuesta) aproximación de “choque-frontal” para las ondas de Langmuir.

En virtud de los resultados que obtenemos, tanto para el nivel de turbulencia de Langmuir como para los flujos en radio ondas resultantes, encontramos que la discrepancia mencionada previamente se reduce notablemente si: a) se considera apropiadamente la evolución acoplada, en velocidad y espacio, de los electrones supra-térmicos y la turbulencia de plasma; y b) la emisividad de fotones debida al proceso $L + L' \rightarrow T(2\omega_e)$ es calculada relajando la hipótesis de choque-frontal.

Nuestros niveles de turbulencia (Figura 4.5) resultan mucho menores (hasta dos órdenes de magnitud) que los de modelos previos (Hamilton & Petrosian, 1987; Emslie & Smith, 1984) y, en general, presentan muy buen acuerdo con los predichos por Zheleznyakov & Zaitsev (1970), quienes también consideran los efectos de la evolución acoplada, pero en forma aproximada (para haces menos energéticos sus resultados aproximados difieren de los nuestros significativamente). Los modelos anteriores solo trabajan con el nivel total de turbulencia. Nuestro modelo predice tanto el nivel total, como espectros de turbulencia apropiados para el caso de haces de electrones de alta energía.

En particular, nuestros modelos muestran que los números de onda típicos para ondas de Langmuir excitadas por haces de alta energía, están en el rango $k/k_t \approx 2 - 4$, donde k_t es el número de onda típico de los fotones en segundo armónico que se generan. Esto implica que la aproximación de choque-frontal pierde aplicabilidad, por lo cual hemos desarrollado cálculos de emisividad y absorción apropiados, relajando la hipótesis de choque-frontal. En todos los casos estudiados, nuestras expresiones más generales llevan a disminuciones apreciables en el nivel de emisividad. Estos resultados son consistentes con predicciones similares de Melrose & Stenhouse (1979), quienes analizaron el efecto de relajar la hipótesis de choque-frontal, pero adoptando leyes de potencia para el espectro de Langmuir (muy diferentes a nuestros espectros generado por haces).

Mostramos también que la profundidad óptica para emisión en segundo armónico, resulta estar en el rango de 10 – 100 km para fulguraciones solares. Así, las fuentes de emisión pueden considerarse ópticamente gruesas, al menos para fulguraciones que puedan considerarse homogéneas en escalas de 100km o más. En este límite, el flujo resultante se debe entonces a la emisión que proviene de la superficie de la zona turbulenta, y viene dada por la función fuente.

Calculamos la función fuente y el flujo resultante en Tierra, para diferentes intensidades de haces de electrones. Nuestras predicciones de flujo medido en Tierra en segundo armónico presentan un acuerdo parcial con las observaciones (Aschwanden et al., 1995). Para fulguraciones de menor intensidad, nuestras predicciones caen dentro del rango observacional medido. Para fulguraciones de mayor intensidad, nuestro modelo predice hasta dos órdenes de magnitud en exceso del rango observado. Según analizamos, posibles causas para esta sobre-estimación lo constituyen la suposición de isotropización completa de la turbulencia de Langmuir, y la suposición de una atmósfera con gradientes suaves de densidad. En cualquier caso, el solapamiento parcial entre nuestras predicciones y las observaciones, constituye un avance importante respecto de las predicciones de modelos similares previos (Smith & Spicer, 1979; Emslie & Smith, 1984).

Un factor que puede afectar seriamente el nivel de emisividad se relaciona con el mecanismo de isotropización para las ondas de Langmuir generadas por el haz. En la sección 4.1.3 presentamos un escenario conservativo, en el cual suponemos que los tiempos de isotropización son mucho mayores que los colisionales. Sin embargo, hemos encontrado que para eventos suficientemente intensos y con un nivel suficientemente alto de ondas IA, el tiempo de isotropización puede disminuir hasta valores comparables o incluso menores que los tiempos colisionales. Bajo estas circunstancias, se requiere en principio del tratamiento simultáneo de la isotropización, que nuestro modelo trata

en forma desacoplada. En este caso, la isotropización contribuiría a quitar de resonancia una fracción importante de ondas de Langmuir a medida que se produce la relajación cuasilineal. El efecto final es el de disminuir los niveles de turbulencia finales. A su vez, menores niveles de turbulencia, implican reducciones en el nivel de emisividad, llevando a valores de medición de flujo en Tierra menores que los indicados por nuestra ecuación (5.45). Esto es coincidente con el hecho que nuestro modelo se muestra más consistente con las observaciones de fulguraciones menos intensas, y predice un exceso de emisividad para los eventos más energéticos.

Nuestro modelo, a diferencia de modelos anteriores, considera la evolución del problema en función de la profundidad a medida que el haz avanza siguiendo las líneas de campo magnético. Para nuestros cálculos hemos supuesto una atmósfera caracterizada por un gradiente suave de los parámetros de plasma. Esta es también una suposición conservadora, ya que es probable que la densidad presente un comportamiento “grumoso”, con una distribución compleja de gradientes de densidad. En este caso, cuando el haz se propaga a través de un medio inhomogeneo, la frecuencia local de plasma varía en forma acorde. Esto tiene el efecto de quitar de resonancia ondas de plasma ya generadas, e inhibir el desarrollo de la inestabilidad. La inclusión de este efecto llevaría a reducciones del nivel de saturación de las ondas de Langmuir y de las radio ondas resultantes.

En resumen, un tratamiento adecuado del problema de la evolución del haz y la turbulencia en forma acoplada, conduce a severas reducciones en el nivel generado de turbulencia de plasma. Asimismo, la (necesaria) relajación de la hipótesis de choque-frontal produce reducciones importantes para la emisividad en segundo armónico de plasma (especialmente para espectros de Langmuir angostos, que ocurren en atmósferas más calientes). La consideración de ambos aspectos incrementa sensiblemente el acuerdo entre las predicciones y las observaciones. No obstante, especialmente en el caso de eventos más intensos, se requiere incluir más detalles en los modelos teóricos para conciliar las predicciones en radio ondas y rayos X duros. En particular, la consideración de una isotropización más rápida o de una densidad de fondo muy inhomogénea, tienen el potencial de contribuir a reducir los niveles de turbulencia, y por lo tanto reducir la emisividad resultante en radio ondas.

Como comentario final, creemos que la simplicidad del presente modelo lo hacen apropiado para el análisis de imágenes (en radio ondas) de alta resolución de fulguraciones solares y eventos de tipo III. Así, utilizando mapas de rayos X blandos simultáneos, pueden realizarse mapas de temperatura para las fulguraciones. Con estos mapas, nuestro modelo puede predecir mapas cuantitativos de emisión de radio.

El objetivo académico del presente trabajo de tesis, ha sido el de abarcar aspectos diferentes y complementarios de la física de plasma requerida para el estudio y comprensión de observaciones de la corona solar. Los estudios presentados han requerido del uso de los distintos marcos teóricos de la física de plasma, así como la familiarización con un variado espectro de mecanismos de emisión (térmicos y no-térmicos) y sus respectivos análisis observacionales.

Así, hemos utilizado la aproximación MHD para el estudio y modelado de la estable estructura coronal de gran escala, y la teoría cinética para el estudio y modelado de eventos impulsivos no-colisionales de pequeña escala. Asimismo, el desarrollo semiempírico de nuestros modelos, ha requerido del uso de datos observacionales en distinto rango espectral (ultravioleta y luz blanca en un caso, ondas de radio y rayos X en el otro). En este sentido, hemos desarrollado cálculos detallados de predicciones observables en los respectivos rangos espectrales de interés, y analizado su comparación con los datos observacionales.

Bibliografía

- Allen, C.W. 1973, "*Astrophysical Quantities*", London: Athlone
- Allen, L.A., Habbal, S.R., & Hu, Y.Q. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 6551
- Arnaud, M., and Rothenflug, R. 1985, *Astronomy & Astrophys. Supp.*, 60, 425
- Arnaud, M. & Raymond, J.C. 1992, *The Astroph. Journal*, 398, 394
- Aschwanden, J. A., Bastian, T. S., Benz, A. O. & Brosius, J. W. 1992, *The Astroph. Journal*, 391, 380
- Aschwanden, J. A., Benz, A. O., Dennis, B.R., & Schwartz, R.A. 1995, *The Astroph. Journal*, 455, 347
- Bastian T.S., Benz, A.O. & Gary D.E. 1998 *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 36, 131
- Beckers. J.M. & Chipman, E. 1974, *Sol. Phys.*, 34, 151
- Cairns I.H. 1987, *J. Plasma Phys.*, 38, 179
- Cairns I.H. & Robinson, P.A. 1995, *The Astroph. Journal*, 453, 959
- Cranmer, S.R. et al. 1999, *The Astroph. Journal*, 511, 481
- Cranmer, S.R., http://cfa-www.harvard.edu/~scanmer/Preprints/notes_cues.ps.gz
- Cranmer, S.R., http://cfa-www.harvard.edu/~scanmer/Preprints/notes_pb.ps.gz
- Cuperman, S., Bruna, C., Detman, T., and Dryer, M. 1993, *The Astroph. Journal*, 404, 356
- Cuperman, S., Ofman and Dryer M. 1990, *The Astroph. Journal*, 350, 846
- <http://cfa-www.harvard.edu/wvcs/das.html>
- Dobrzycka, D., Cranmer S.R., Panasyuk, A.V., Strachan L. & Kohl J.L. 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 9791

- Emslie, A. G. & Smith, D. F. 1984, *The Astroph. Journal*, 279, 882
- Endler, F. 1971, Tesis Doctoral, Göttingen University
- Galvin, A.B. & Kohl, J.L. 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 9673
- Gibson, S. E. 1999, *J. Geophys. Res.*, submitted
- Gibson, S.E., Fludra, A., Bagenal, F., Biesecker, D., Del Zanna, G., & Bromage, B. 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 9691
- Golub, L. 1997, *"The Solar Corona"*, Cambridge(UK): Cambridge University Press
- Guhathakurta, M., Fludra, A., Gibson, S.E., Biesecker, D. & Fisher, R. 1998, *J. Geophys. Res.*, 104, 9801
- Guhathakurta, M., Holzer, T. E., & MacQueen, R.M. 1996, *The Astroph. Journal*, 458, 817
- Guhathakurta, M. & Holzer, T. E. 1994, *The Astroph. Journal*, 426, 782
- Hamilton, R. J. & Petrosian, V. 1987, *The Astroph. Journal*, 321, 721
- Hunner, D.G. 1994, *Mon. Not. R. Ast. Soc.* 268, 109
- Kaplan, S. A. & Tsytovich, V. N. 1973, *"Plasma Astrophysics"*, Oxford: Pergamon Press
- Ko, Y.-K. et al. 1997, *Sol. Phys.*, 171, 345
- Kohl, J.L. et.al. 1996, *Sol. Phys.*, 162, 313
- Kohl, J.L., Strachan, L. & Gardner, L.D. 1996, *The Astroph. Journal Lett.*, 465, L141
- Kohl, J. L. et al. 1997, *Sol. Phys.*, 175, 613
- Kohl, J. L., et al. 1998, *The Astroph. Journal Lett.*, 501, L127
- Krall, N.A. & Trivelpiece, A.W. 1973 *"Principles of Plasma Physics"*, New York: McGraw-Hill
- Li, J., Raymond, J.C. Acton, L.W., Kohl, J.L., Romoli, M., Noci, G. & Naletto, G. 1998, *The Astroph. Journal Lett.*, 506, 431L
- Linker, J. A., Van Hoven, G., and Schnack, D. D. 1990, *J. Geophys. Res.*, 17, 2281
- Maas, P. J. D., Machado, M. E. & Avrett, E. H. 1990, *The Astroph. Journal*, 360, 715

- Marsh, E., Muhlhauser, K.-H., Rosenbauer, H., Schwenn, R., & Neubauer, F.M. 1982, *J. Geophys. Res.*, 86, 9199
- Melrose, D. B. & Stenhouse, J. E. 1979, *Astronomy & Astrophys.*, 73, 151
- Mihalas, D. 1978, *"Stellar Atmospheres"*, San Francisco: W.H. Freeman
- Miralles, M. P., et al. 1999, *Solar Wind Nine* IAP CP471, 239
- Minnaert, M. 1930, *Z. Asptrophys.*, 1, 209
- Munro, R.H. & Jackson, B.V. 1977, *The Astroph. Journal*, 213, 874
- Newkirk, G.A. Jr. 1967, *ARA& A* 5, 213
- Nicholson, D.R. 1983, *"Introduction to Plasma Theory"*, New York: Wiley
- Noci, G. et al. 1998, *ESA SP-404*, 75
- Noci, G., Kohl, J.L. & Withbroe, G.L. 1987, *The Astroph. Journal*, 315, 706
- Press, W. H., et al. 1997, *"Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing"*, 2nd Edition, Cambridge(UK): Cambridge University Press
- Olsen, E.L., Leer, E. & Holzer, T. 1994, *The Astroph. Journal*, 420, 913
- Olsen, E.L. & Leer, E. 1996, *The Astroph. Journal*, 462, 982
- Pilipp, W.G., Minggenrieder, H., Montgomery, M.D., Muhlhauser, K.-H., Rosenbauer, H. & Schwenn, R. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 1075
- Pneuman, G. & Kopp R.A. 1971, *Sol. Phys.*, 18, 258
- Priest, E.R. 1982, *"Solar Magnetohydrodynamics"*, D. Reidel Publishing Company
- Raymond, J.C. et al. 1997, *Sol. Phys.*, 175, 645
- Raymond, J.C. et al. 1998, *31st ESLAB Symp.*, ESA publ. SP-415, ESA Publications Div., Noordwijk, The Netherlands.
- Robinson, P.A. 1992, *Sol. Phys.*, 139, 147
- Robinson, P.A., Cairns, I.H., & Gurnett, D.A. 1992, *The Astroph. Journal Lett.*, 387, L101
- Robinson, P.A., Cairns I.H. & Gurnett, D.A. 1993, *The Astroph. Journal*, , 407, 790
- Robinson, P.A., Cairns I.H. & Willes 1994, *The Astroph. Journal*, 422, 870

- Romoli, M. et al. 2000, comunicación privada.
- Saito, K., Poland, A.I., & Munro, R.H. 1977, *Sol. Phys.*, 55, 121
- Scholz, T.T., and Walters, H.R.J. 1991, *The Astroph. Journal Supp.*, 380, 302
- Sittler, E. C. Jr., & Guhathakurta, M. 1999, *The Astroph. Journal*, 523, 812
- Smith, D. F. 1970, *Adv. in Astron. and Astrophys.* 7, 147
- Smith, D. F. & Fung, P. C. W. 1971, *J. Plasma Phys.*, 5, 1
- Smith, D. F. 1977, *The Astroph. Journal*, 216, L53
- Smith, D. F. & Spicer, D. S. 1979, *Sol. Phys.*, 62, 359
- Steinolfson, R.S., Suess, S.T., & Wu, S.T. 1982, *The Astroph. Journal*, 255, 730
- Suess, S.T., Poletto, G., Corti, G., Simnett, G., Noci, G., Romoli, R., Kohl, J., & Goldstein, B. 1999a, *Space Science Rev.*,
- Suess, S.T. Gary, G.A., & Nerney, S.F. 1999b, *Solar Wind Nine* IAP CP-471, 247
- Suess, S.T., Wang, A.-H., & Wu, S.T. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 19957
- Suleiman, R. M., et al. 1999, *Space Science Rev.*, 87, 327
- Tandberg-Hanssen E. & Emslie A.G. 1988, "*The Physics of Solar Flares*", Cambridge University Press
- Thejappa G. & MacDowall R. J. 1998, *The Astroph. Journal*, 498, 465
- Tsyтович, V. N. 1970, "*Nonlinear Effects in Plasma*", New York: Plenum Press
- <http://cfa-www.harvard.edu/wcs/yb/yb.html>
- van de Hulst, H.C. 1950, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* 11, 135
- Vázquez, A. M., Gómez, D. O., & Ferro Fontán, C. 2002, *The Astroph. Journal*, 564, 1035
- Vázquez, A. M., van Ballegoijen, A. A. & Raymond, J. C. 1999b, *Solar Wind Nine* IAP CP-471, 243
- Vázquez, A. M., Raymond, J. C., & van Ballegoijen, A. A. 1999a, *Space Science Rev.*, 87, 335
- Vázquez, A. M. 1998, *Smithsonian Astrophysical Observatory Predoc Annual Report*

- Vásquez, A. M. & Gómez, D. O. 1997, *The Astroph. Journal*, 484, 463
- Vernazza, J.E., Avrett, E.H. & Loeser, R. 1981, *The Astroph. Journal Supp.*, 45, 635
- Wang, Y. -M. 1994, *The Astroph. Journal*, 437, L67
- Wang, A.H., Wu, S.T., Suess, S.T., & Poletto, G. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 1913
- Wang, A. H., Wu, S. T., Suess, S. T. & Poletto, G. 1993, *Sol. Phys.*, 147, 55
- Wild, J. P., Smerd, J. F., & Weiss, A. A. 1963, *ARA& A* 1, 291
- Willhelm, K. et al. 1998 *The Astroph. Journal*, 500, 1023
- Willes, A.J., Robinson, P.A., & Melrose, D.B. 1996, *Phys. Plasmas* 3(1), 149
- Withbroe, G.L., Kohl, J.L., Weiser, H., & Munro, R.H. 1982, *Space Science Rev.*, 33, 17
- Washimi, H., Yoshino, Y. and Ogino, T. 1987, *J. Geophys. Res.*, 14, 487
- Yeh, T. and Pneuman, G. W. 1977, *Sol. Phys.*, 54, 419
- Zheleznyakov, V. V. & Zaitsev, V. V. 1970, *Soviet Astronomy* 14, 47

*Este trabajo está dedicado a mi vieja, a mi viejo,
y a Ceci, con un montonazo de amor.*

Agradecimientos,

Son muchísimos, y a tantas personas. Aquí va una lista incompleta.

to John and Aad, for being such nice persons. Working with you has been truly a privilege, and a pleasure. Thanks for all the support (so much), and all the time dedicated to my projects. Thanks for your help at CfA, and at Boston. Thanks for the opportunity of being there, and the experience of working at CfA, such a unique place. Thanks so much for letting me work with the UVCS team, and the exciting experience of observing with UVCS at Goddard. Thanks for the many things I have learnt from you.

to Ed, thanks for your help. Thanks for my first opportunity to go down (or up now) to Goddard, and the fabulous experience of working with the TRACE team at its early operational stage.

a Daniel, un amigo, y no podría expresar todo mi agradecimiento en forma justa. Simplemente, gracias por el apoyo constante, y tu dedicación. Trabajar con vos es siempre un placer, y he aprendido realmente tanto.

Thanks to the Smithsonian Astrophysical Observatory, y gracias al CONICET.

a Pablito M., que se sabe todos los secretos de IDL, y a Pablito V. que se consigue los cracks.

a Ceci, sin tu amor, tu apoyo, y tu comprensión, no hubiese podido.

a mi vieja. que siempre me banca, que siempre está.

a Charly, mi mejor amigo. a mi amigo el Rafa, siempre presente. A Sergio, gracias hermano, y disculpame que el otro día falté, pero la próxima no fallo.

a Andrea C., gracias por los laburos!

Angela y Massimo, grazie per tutti, por su amistad.

to Richard, a good friend, thanks for everything, and congratulations!

a Lucas, gracias por todo che, desde el "4to día en Boston" para adelante.

Thanks to all the nice people at CfA, specially at the SSP division, y gracias a toda la buena gente del IAFE. Ambos son lugares fantásticos para trabajar, en definitiva gracias a su gente.

a Chichi, a Nely, a Ines.

a Graciela, a Carlos, a Ener, a Ale, a Minu.

al Beto, al Guille, al Richard, a todos mis amigos.

a The Beatles, a Divididos (la "banda de sonido de mi vida bostoniana"), a Clapton, a Freddie King, y a los músicos que hacen los Blues, sin ellos nada sería posible.

a "guitar stop" y (especialmente desde 1999) a Fender!

Have you ever been walkin',
walkin' down that lonesome road?