

## Tesis de Posgrado

# Estructura y balance energético de las fulguraciones cromosféricas y fotosféricas solares

Mauas, Pablo J.D.

1989

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas 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](http://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](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Mauas, Pablo J.D.. (1989). Estructura y balance energético de las fulguraciones cromosféricas y fotosféricas solares. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2244\\_Mauas.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2244_Mauas.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Mauas, Pablo J.D.. "Estructura y balance energético de las fulguraciones cromosféricas y fotosféricas solares". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1989. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2244\\_Mauas.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2244_Mauas.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

**ESTRUCTURA Y BALANCE ENERGETICO DE LAS FULGURACIONES  
CROMOSFERICAS Y FOTOSFERICA SOLARES.**

---

Autor: Pablo J. D. Mauas

Director: Marcos E. Machado

Lugar de Trabajo: Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics

Tesis presentada para optar al título de  
Doctor en Ciencias Físicas

- 2.244 -  
Ej: 2.

*A Liliana*  
*A mis padres*

## INDICE

RESUMEN .....	1
INTRODUCCIÓN .....	2
<b>I - LA ATMÓSFERA SOLAR .....</b>	<b>7</b>
I-1 Fotósfera .....	8
I-2 Cromósfera .....	11
I-3 Región de transición cromósfera-corona .....	12
I-4 Corona .....	13
<b>II - LAS FULGURACIONES SOLARES .....</b>	<b>16</b>
II-1 Descripción básica .....	17
II-2 Modelos de fulguración .....	21
II-3 Fulguraciones en luz blanca .....	24
<b>III - MODELOS DE ATMÓSFERA .....</b>	<b>27</b>
III-1 Ecuación de transporte .....	29
III-2 Ecuación de equilibrio estadístico .....	32
III-3 Equilibrio termodinámico local .....	35
III-4 El método de resolución utilizado .....	38

<b>IV - MG I COMO INDICADOR DE LA ESTRUCTURA CROMOSFÉRICA</b> .....	43
IV-1 Parámetros atómicos .....	44
IV-2 Influencia de los distintos niveles .....	49
IV-3 Influencia de los parámetros atómicos .....	58
IV-4 Observaciones .....	62
<b>V - LAS OBSERVACIONES UTILIZADAS</b> .....	68
V-1 La Fulguración .....	68
V-2 El Procesamiento de los datos .....	72
V-3 Filtrado de los datos .....	76
<b>VI - LOS MODELOS OBTENIDOS</b> .....	79
VI-1 Morfología de la fulguración .....	79
VI-2 Las observaciones .....	86
VI-3 El núcleo A .....	88
VI-4 El núcleo B .....	93
<b>VII - BALANCE ENERGÉTICO EN LA CROMÓSFERA Y LA FOTÓSFERA</b> ....	98
VII-1 Pérdidas radiativas .....	100
VII-2 Mecanismos de calentamiento .....	104
<b>VIII - CONCLUSIONES</b> .....	108
<b>APÉNDICE</b> .....	110
<b>TABLAS</b> .....	113
<b>REFERENCIAS</b> .....	123
<b>AGRADECIMIENTOS</b> .....	129

## RESUMEN

Se compila un modelo atómico de Mg I, que se utiliza para el cálculo de perfiles de las principales líneas ópticas de este átomo, y se estudia cómo los perfiles computados dependen de la elección de los parámetros atómicos y del número de niveles incluidos en el modelo atómico.

Se presentan observaciones de una fulguración en luz blanca, realizadas en longitudes de onda del continuo, en las cuatro primeras líneas de Balmer, y en las líneas de Mg I. Dichas observaciones se utilizan para obtener los primeros modelos atmosféricos de este tipo de fulguración, compatibles no sólo con los niveles de emisión continua, sino también con un conjunto de líneas espectrales cuyas alturas de formación cubren la cromósfera y la fotosfera.

Se muestra que las observaciones son claramente incompatibles con la hipótesis de que la emisión continua se debe a la recombinación del átomo de hidrógeno y presentan fuerte evidencia en favor de una fuente fotosférica para dicha emisión, que sería debida a la formación de  $H^-$ . Estas observaciones constituyen la primera evidencia de que la perturbación debida a una fulguración penetra hasta la baja fotosfera ( $m \simeq 4.5 \text{ g cm}^{-2}$ ).

Por otro lado, las observaciones parecen descartar la posibilidad de que la energía necesaria para una fulguración en luz blanca sea liberada en la corona y transportada hasta la baja cromósfera, sugiriendo que el calentamiento de la cromósfera y la fotosfera puede deberse a dos procesos distintos actuando en forma relativamente independiente.

## INTRODUCCIÓN

Uno de los problemas pendientes en el estudio de las fulguraciones solares, es cuál es el mecanismo responsable por el calentamiento de la baja cromósfera, en particular en la región del mínimo de temperatura. Observacionalmente, este calentamiento ha sido inferido del análisis de las alas de la línea K del Ca II (Machado y Linsky 1975; Machado, Emslie y Brown 1978), el continuo ultravioleta de Si I (Cook y Brueckner 1979) y las líneas de autoionización de Al I (Cook 1979).

El problema teórico que presentan estas observaciones reside no en la cantidad de energía necesaria para dicho calentamiento, sino en explicar cómo esta energía, que al producirse la fulguración es liberada primariamente en la corona, es transportada hasta la baja atmósfera y depositada allí en las cantidades necesarias para producir los incrementos de temperatura observados.

Distintos mecanismos propuestos para explicar el calentamiento de la región del mínimo de temperatura, tales como la incidencia de electrones o protones acelerados (Syrovatskii y Shmeleva 1972, Brown 1973, Emslie 1978) y de radiación X (Somov 1975), fueron estudiados por Machado, Emslie y Brown (1978), que encontraron que la cantidad de energía que estos mecanismos son capaces de depositar en las regiones de interés es insuficiente para explicar el calentamiento inferido de las observaciones.

Resultados similares, en lo que respecta a la capacidad de los rayos X blandos para producir el calentamiento necesario, fueron obtenidos por Hénoux y Naka-

gawa (1977), mientras que Machado y Hénoux (1982) mostraron que la radiación ultravioleta es despreciable como mecanismo de transporte de energía entre la corona y la baja cromósfera.

Todos estos mecanismos forman parte de una categoría de modelos de calentamiento que se ha dado en llamar canónica, que propone la liberación de energía en la corona y su transporte por partículas o radiación hasta la baja cromósfera. Dado lo inadecuado de estos modelos, Emslie y Sturrock (1982) propusieron que este aumento de temperatura puede deberse a calentamiento Joule *in situ*, asociado con ondas de Alfvén propagándose entre la corona y el mínimo de temperatura, y demostraron que estas ondas pueden, para un conjunto adecuado de parámetros atmosféricos y de la onda, transportar la energía necesaria a través de la corona y la cromósfera y depositarla en la región del mínimo de temperatura. Sin embargo, sólo para un rango de parámetros muy reducido el modelo predice la cantidad necesaria de energía depositada a la profundidad adecuada, por lo que este mecanismo se torna improbable. Por otra parte, la baja velocidad de Alfvén en la cromósfera implica un retardo de unos 30 seg en el calentamiento del mínimo de temperatura respecto al comienzo de la fulguración, y observaciones recientes (Kane *et al.* 1985) muestran que la radiación X dura, que marca el disparo de la fulguración, es coincidente con la emisión en luz blanca, que presumiblemente se forma también en las capas profundas de la atmósfera.

Más recientemente Mauas (1984) y Machado, Emslie y Mauas (1986) propusieron que el calentamiento de las regiones profundas de la atmósfera se debe, no a un transporte de energía desde la corona, sino a una destrucción del delicado balance energético existente en el mínimo de temperatura, debido a que el incremento durante la fulguración de la radiación ultravioleta proveniente de la corona y de la región de transición provoca un aumento en la opacidad del ion negativo de hidrógeno,  $H^-$ , en la baja cromósfera, lo que a su vez produce



un incremento en la fracción de la energía generada en el interior del sol que es absorbida en esta zona de la atmósfera. Este aumento de opacidad es producido por una sobreionización del Si I debida a la radiación ultravioleta, que provoca un incremento de la densidad electrónica, lo que a su vez causa un aumento en la población de  $H^-$ . Posteriormente, Machado y Mauas (1986) llamaron la atención sobre el hecho de que la simultaneidad observada entre la emisión en rayos X duros y el continuo ultravioleta formado en el mínimo de temperatura por la recombinación del Si II confiere cierto respaldo observacional al proceso antedicho.

El problema del calentamiento de la baja cromósfera está también presente al tratar de explicar la emisión en las llamadas fulguraciones en luz blanca, que presentan un incremento en la intensidad de la radiación continua (ver §II-3). En el caso de que esta emisión se deba al menos en parte al ion negativo de hidrógeno, el problema del calentamiento de la baja atmósfera se torna aún más difícil de explicar. Esto se debe a que, como el continuo se forma en regiones más profundas que las líneas (ver §I-1), en el caso de una fulguración en luz blanca es necesario calentar no sólo la cromósfera y el mínimo de temperatura, sino también la fotósfera. Es por esto que el estudio detallado del espectro de una fulguración en luz blanca y el modelado de la atmósfera que emite dicho espectro, son tareas de singular importancia para la comprensión de los mecanismos de calentamiento atmosférico durante las fulguraciones.

Sin embargo, dicho modelado no ha sido realizado aún. En realidad, existen muy pocos trabajos referidos a modelos de atmósfera durante fulguraciones, y en su mayoría se trata de modelos teóricos (ver el Capítulo III). Los únicos modelos empíricos disponibles son los realizados por Machado y Linsky (1975), basados en observaciones en líneas de Ca II; los de Lites y Cook (1979), basados en observaciones de C I a C IV (para una discusión acerca de la confiabilidad del modelado basado en estas líneas ver Mauas, Avrett y Loeser 1989a); y los

de Machado *et al.* (1980), basados en una serie de observaciones en el ultravioleta. Cabe señalar que ninguno de estos trabajos se refiere a fulguraciones en luz blanca, por lo que no proveen información respecto al mecanismo de calentamiento presente en este tipo de fulguraciones.

Más recientemente, el problema del modelado de fulguraciones en luz blanca fue encarado por Avrett, Machado y Kurucz (1986; ver también Machado, Emslie y Avrett 1989). Sin embargo, este trabajo trata de reproducir la emisión continua en una fulguración genérica, y si bien calcula los perfiles que deberían ser observados en las líneas más fuertes del espectro, no realiza la comparación de estos cálculos con observaciones.

En realidad, no se puede modelar satisfactoriamente la alta fotosfera y la cromósfera en base sólo a observaciones en el continuo, y por lo tanto no se puede resolver la dicotomía existente entre los distintos mecanismos que han sido propuestos para explicar la emisión continua. Para ello es necesario construir un modelo de la atmósfera basado simultáneamente en observaciones en el continuo y en un conjunto de líneas que se formen en capas de la atmósfera que abarquen la región de interés.

En el presente trabajo, por lo tanto, modelamos una fulguración en luz blanca, basados en observaciones en el continuo visible, y en perfiles de dos líneas de Mg I y de las líneas de Balmer. En el Capítulo III deducimos las ecuaciones que es necesario resolver para el modelado de la atmósfera y presentamos el método con el cual fueron resueltas. En el Capítulo IV discutimos el modelo de átomo utilizado para Mg I y estudiamos cómo dependen los perfiles calculados de los parámetros atómicos adoptados.

En el Capítulo V presentamos las observaciones y el método de procesamiento de datos que utilizamos. En el Capítulo VI discutimos la morfología de la fulguración y presentamos los modelos obtenidos. Finalmente, en el Capítulo VII

discutimos las implicancias de estos modelos respecto a los distintos mecanismos de calentamiento propuestos, y en el Capítulo VIII presentamos nuestras conclusiones.

Los dos primeros Capítulos, por otra parte, presentan una introducción al tema: En el Capítulo I se describe la atmósfera solar, y en el II se resumen los conocimientos disponibles a la fecha sobre las fulguraciones solares.

## CAPÍTULO I

### LA ATMÓSFERA SOLAR

Se llama atmósfera solar a la región del sol transparente a la radiación electromagnética. Su espesor, en consecuencia, es del orden del camino libre medio de los fotones, y es mucho menor que el radio del sol. De esta definición se desprende que la atmósfera es la única región del sol accesible a la observación directa, y es ésta una de las razones por las que se hace la distinción entre la atmósfera y el interior solares, ya que el estudio de este último debe realizarse por métodos esencialmente teóricos, sólo contrastables con la observación en forma indirecta.

Otra importante diferencia entre el interior y la atmósfera reside en que es en el interior donde se producen las reacciones nucleares que liberan la energía solar, mientras que en la atmósfera no existen fuentes de energía. La energía liberada en el interior se difunde a través de la atmósfera, emergiendo finalmente en forma de radiación. Por lo tanto, aunque en la atmósfera puede haber un intercambio entre los distintos modos (mecánicos o radiativos) de transporte de energía, o producirse una redistribución en frecuencia de la radiación emitida, el flujo total de energía es independiente de la altura.

Es precisamente en función de las distintas formas de transporte de energía que predominan en las diferentes capas de la atmósfera que se la suele dividir en las regiones que se describen a continuación (ver también las Figuras 20 y 23 más adelante).

## I-1 Fotósfera

Alrededor de la mitad de la energía liberada por el sol lo es en forma de luz visible, que es emitida en una capa delgada, de unos 500 km de espesor, denominada fotósfera. Es en esta región donde se emite la mayor parte de la radiación en el espectro visible e infrarrojo, tanto en el continuo como en las líneas espectrales, con la excepción de sólo un número reducido de las líneas más intensas, que se forman en la cromósfera.

En esta capa, la más profunda de la atmósfera solar, la forma predominante de transferencia de energía es, efectivamente, la radiación. Como consecuencia de esto, y debido a que, como dijimos, el flujo de energía es constante con la altura, la temperatura media desciende en la fotósfera a medida que nos alejamos del centro del sol, variando entre los 6200 K y los 4400 K en la región de transición fotósfera-cromósfera.

Sin embargo, la fotósfera no debe ser considerada como una región uniforme y estática. Las observaciones muestran la existencia de una estructura granular, o granulación, que recubre el sol a nivel fotosférico (ver Figura 1), y que representa la parte superior de las celdas convectivas existentes en la región que se encuentra inmediatamente debajo de la fotósfera, donde la forma predominante de transporte de energía es la convección. El diámetro típico de una de estas celdas es de unos 700 a 1400 km, la distancia media entre dos celdas adyacentes es de unos 1800 km, y su vida media es de unos 8 min.

Además de la granulación, en la fotósfera se observan otros tipos de movimientos a mayor escala: existen oscilaciones de modos p en la dirección vertical, con una dimensión característica de unos  $10^4$  km y con un período medio de unos 5 min, que son observables como desplazamientos Doppler de las líneas fotosféricas. Otro fenómeno dinámico observable en la fotósfera es la supergranulación, consistente en celdas convectivas con dimensiones del orden de unos 20000 a 50000 km,

y una vida media de 1 a 2 días.

Por otra parte, el campo magnético fotosférico está lejos de tener la configuración dipolar que se suele suponer para otras estrellas. En realidad, está compuesto por pequeños elementos magnéticos, que se entremezclan y evolucionan rápidamente. Sin embargo, estos elementos se encuentran organizados en estructuras mayores llamadas regiones activas, en las cuales podemos distinguir las manchas solares y las fáculas.

Las manchas solares (ver Figura 1) son regiones más frías que el resto de la fotosfera, con una vida media del orden de unos días a semanas, que representan concentraciones excepcionalmente fuertes del campo magnético. El número de

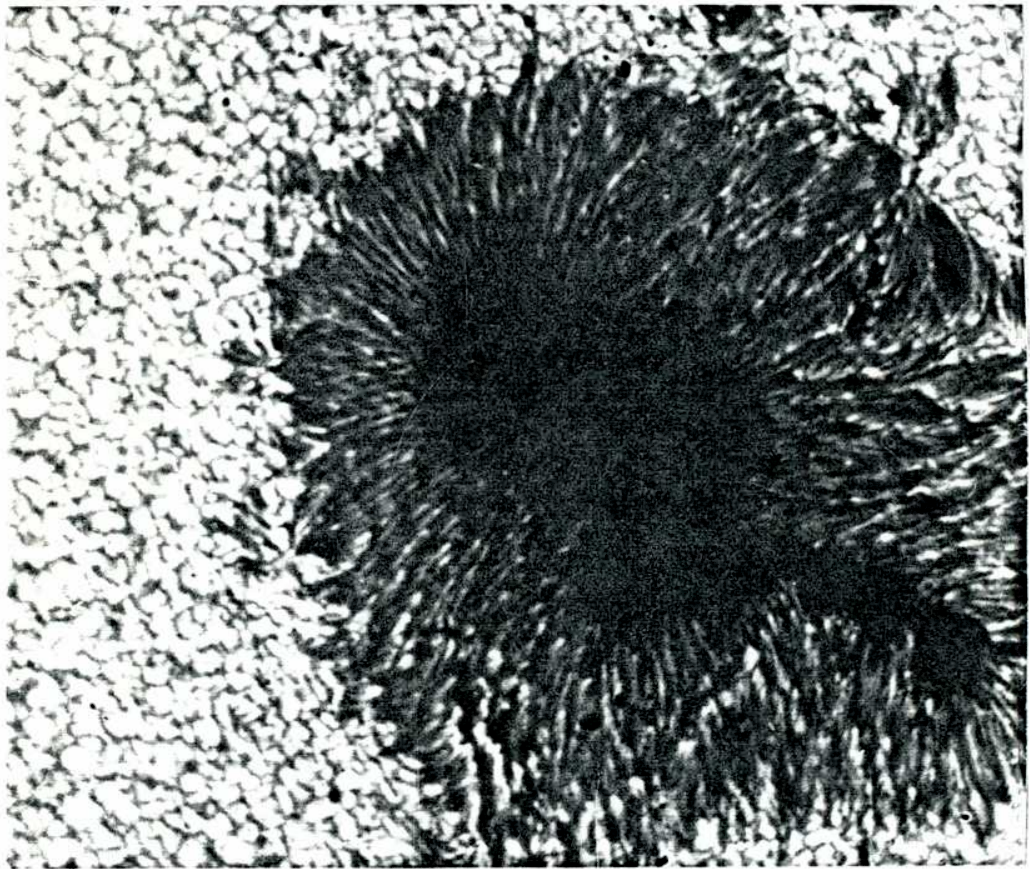


Figura 1. Una mancha solar. Obsérvese también, fuera de la mancha, la granulación (Cortesía R. Noyes).

manchas que pueden ser observadas en la superficie del sol varía con el tiempo en forma periódica, y es utilizado como uno de los índices para estudiar el ciclo solar, que tiene un período de unos 11 años. Algo más de la mitad de los grupos de manchas son bipolares, con polaridades opuestas en la mancha que precede y en la que la sigue en la rotación solar.

El centro de una mancha solar está constituido por una región oscura, con una intensidad de tan sólo 5 a 15% de la intensidad fotosférica, llamada umbra. Es una región de campo magnético y temperatura bastante uniformes, con valores de unos 2000 a 3000 G y unos 3700 K. Alrededor de la umbra se encuentra la penumbra, que consiste en un manojito de filamentos oscuros que se extienden radialmente siguiendo las líneas de campo magnético, y que tienen unas dimensiones típicas de unos 6000 km de largo y unos 400 km de ancho, y una intensidad que representa un 60% de la fotosférica.

La fácula es la parte de la región activa ubicada alrededor de la mancha. Las fáculas contienen un campo magnético medio de unos cientos de gauss, pero el flujo está concentrado en elementos magnéticos con una intensidad de campo de 1 a 2 kG. Las fáculas aparecen también más brillantes en el espectro continuo, lo que indica que presumiblemente en estas regiones haya un incremento de la deposición de energía mecánica.

El origen de alturas del sistema de coordenadas usualmente utilizado para el estudio de la atmósfera solar, se ubica arbitrariamente en la profundidad donde se origina la mayor parte de la radiación continua de  $5500 \text{ \AA}$  que emerge del sol (o sea en la altura donde la profundidad óptica en el continuo a  $5500 \text{ \AA}$  es igual a 1, ver §III-1). El origen así definido corresponde a la capa de la fotosfera que se ve en luz blanca en el centro del disco solar, lo que podríamos llamar la "superficie" del sol. Dada esta definición, podemos decir que la fotosfera se extiende, aproximadamente, desde 0 hasta 500 km de altura.

## I-2 Cromósfera

La cromósfera es la región de la atmósfera ubicada inmediatamente por encima de la fotosfera, y tiene una temperatura que varía desde los 4400 K, en la región de transición fotosfera-cromósfera ( $h \approx 500$  km), hasta los 8500 K a una altura de unos 2200 km.

Aunque la mayor parte de la radiación emitida en el continuo visible lo es en la fotosfera, la cromósfera aparece brillante en algunas líneas del espectro visible y ultravioleta (por ejemplo  $H_{\alpha}$  a 6563 Å), y es por medio del análisis espectrográfico en estas líneas que se puede estudiar la estructura cromosférica, como haremos en el presente trabajo. En realidad, el hecho de que la forma predominante de radiación se desplace del continuo a las líneas ha sido utilizado por algunos autores para diferenciar la fotosfera y la cromósfera, y ubicar el límite entre ambas (ver Athay 1986).

En la presente exposición, sin embargo, hemos basado la diferenciación en el hecho de que, contrariamente a lo que ocurre en la fotosfera, en la cromósfera la forma predominante de transferencia de energía es hidrodinámica, y se realiza por medio de la propagación de ondas mecánicas (sonoras y magnetosónicas) hacia el exterior de la atmósfera. El incremento de temperatura con la altura en la cromósfera se debe a la disipación de la energía mecánica que transportan estas ondas, aunque los detalles del calentamiento mecánico de la cromósfera no son aún completamente entendidos.

Una diferencia importante entre la fotosfera y la cromósfera reside en el hecho de que en la cromósfera, al ser menor la densidad del medio, se reduce la eficiencia de los procesos colisionales para la excitación e ionización de los átomos que componen el medio ambiente. Por este motivo la temperatura cinética del gas, que describe la distribución de velocidades de los átomos en el medio ambiente, se desacopla, y puede ser muy distinta, de la temperatura que describe el campo de ra-



diación, proveniente en su mayor parte de capas más profundas de la atmósfera. Se produce así un apartamiento del equilibrio termodinámico local (ver sección III-3).

Tampoco la cromósfera es una región uniforme, y las regiones activas que se observan en la fotosfera pueden ser también observadas en la cromósfera, en particular las fáculas, que aparecen más brillantes en la radiación cromosférica.

Es importante destacar aquí que la temperatura, que disminuye con la altura en la fotosfera y vuelve a aumentar en la cromósfera, tiene un mínimo en la región de transición. En el sol quieto este mínimo se encuentra a unos 500 km de altura, y tiene una temperatura de unos 4400 K, la cual puede llegar a unos 4800 K en regiones activas.

### **I-3 Región de transición cromósfera-corona**

A una altura de unos 2200 km, la temperatura aumenta bruscamente desde alrededor de 8500 K (en la cromósfera) hasta valores del orden de  $10^6$  K (en la corona). La región en la cual se produce este aumento de temperatura se denomina región de transición cromósfera-corona, y tiene un ancho de algunas decenas de kilómetros. Como la presión se mantiene esencialmente constante, en la región de transición se produce una caída de densidad de 1.5 órdenes de magnitud (ver Withbroe 1981).

En la región de transición la energía se transmite predominantemente debido a conducción, siendo ésta la única región de la atmósfera donde este mecanismo juega un papel significativo. Este flujo conductivo, que provoca los grandes valores del gradiente de la temperatura, es uno de los mecanismos primarios de control de la temperatura coronal. Debe notarse que el transporte de energía por conducción es hacia adentro, es decir se transfiere energía térmica desde la corona (más caliente) hacia la cromósfera.

Debido a la importancia que la conducción térmica tiene en la región de transición, y al hecho de que la conducción está restringida a la dirección paralela al campo magnético, la estructura térmica de la región de transición depende fuertemente de la estructura del campo magnético, siendo por lo tanto altamente inhomogénea.

En la región de transición se origina la radiación en un gran número de líneas en el espectro ultravioleta, como las pertenecientes a la serie de Lyman de hidrógeno y las debidas a transiciones de átomos varias veces ionizados.

#### I-4 Corona

Finalmente, la corona es la capa más externa de la atmósfera solar, que se extiende en el espacio a distancias de dos o tres radios solares y es visible debido a la dispersión de la luz emitida por la fotosfera. Tiene densidades muy bajas y temperaturas de algunas veces  $10^6$  K, y el mecanismo de calentamiento responsable de estas temperaturas constituye uno de los temas de mayor actualidad en la física solar (ver Gomez 1988).

Por otra parte, dada la baja densidad del plasma coronal, la presión magnética es mucho mayor que la presión del gas ambiente, por lo que éste se distribuye siguiendo las estructuras del campo magnético, lo que determina que la corona sea una región altamente inhomogénea y asimétrica, y que la evolución de las formas coronales siga el desarrollo de los campos magnéticos de gran escala durante el ciclo solar. La densidad de la corona, por ejemplo, es alrededor del doble durante el máximo del ciclo solar que durante el mínimo (Zirin 1966).

Se puede distinguir dos clases principales de estructuras coronales: regiones activas y agujeros coronales. La principal diferencia reside en el hecho de que los agujeros coronales están caracterizados por campos magnéticos abiertos, mientras

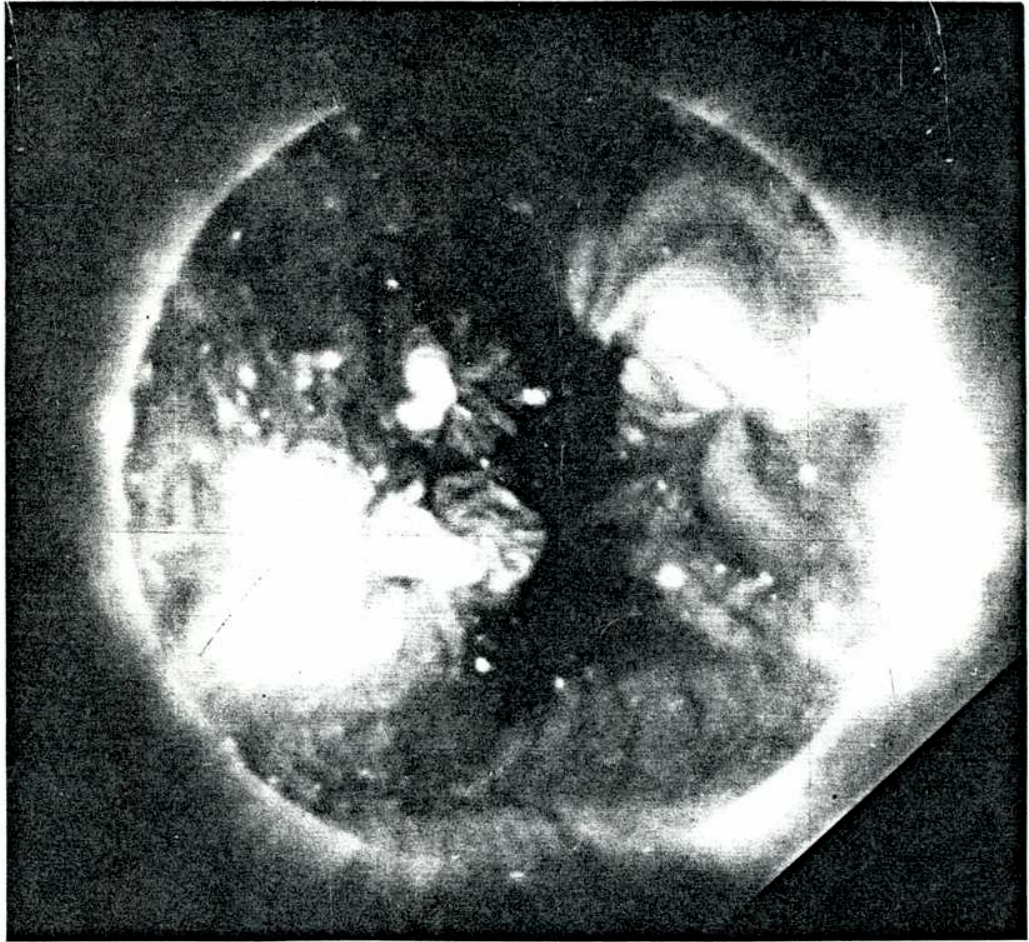


Figura 2. La corona solar fotografiada en radiación X blanda. Notar en particular los agujeros coronales (Cortesía L. Golub).

que en el caso de las regiones activas los campos magnéticos son cerrados.

Las regiones activas son prolongación de las concentraciones de campo magnético en la fotosfera y la cromósfera, y consisten en arcos brillantes de campo de unos  $10^4$  a  $10^5$  km de longitud, ubicados por encima de las manchas solares y de la fácula cromosférica que las rodea, cuyos extremos están firmemente anclados en zonas de distinta polaridad magnética. Estos arcos son muy brillantes en todo el rango electromagnético, en especial en rayos X.

Los agujeros coronales (Figura 2) son grandes regiones oscuras en los polos y a latitudes medias, que no contienen arcos, sino que están compuestos por rayos

que se abren en abanico adentrándose en el espacio interplanetario. Tienen una densidad bastante menor (una tercera parte) que los arcos coronales, y probablemente también una temperatura menor. Investigaciones recientes han establecido que los agujeros coronales son la fuente de gran parte, y posiblemente todo, el viento solar, que se propaga a lo largo de las líneas abiertas de campo magnético.

Durante el presente trabajo nos ocuparemos solamente de la estructura atmosférica en la fotosfera y la cromósfera durante las fulguraciones. Por lo tanto, siempre que hagamos referencia a la atmósfera solar aludiremos a la región formada por la fotosfera, el mínimo de temperatura, la cromósfera y la parte inferior de la región de transición.

## CAPÍTULO II

### LAS FULGURACIONES SOLARES

Las fulguraciones solares son, quizá, los fenómenos más complejos que se producen en la atmósfera solar. Una fulguración constituye un fenómeno esencialmente atmosférico, que ocurre sobre regiones activas. Puede ser observado en todo el rango del espectro electromagnético, desde radiación gama hasta ondas de radio. Históricamente, las primeras observaciones de fulguraciones se han efectuado en la línea  $H_{\alpha}$  de hidrógeno, que se forma en la baja cromósfera, y aún hoy es en esta línea donde más frecuentemente se realizan las observaciones. De un área de algunas veces  $10^{19}$   $\text{cm}^2$ , su evolución temporal puede dividirse en dos etapas: una fase impulsiva, con una duración de unos pocos minutos, y una fase de decaimiento, que puede durar unas 2 ó 3 horas.

El estudio de las fulguraciones comprende el estudio de una gran cantidad de procesos físicos, incluyendo:

- a) El almacenamiento previo de grandes cantidades de energía en la estructura magnética de una fácula (ver §I-1)
- b) Una extremadamente rápida liberación de esta energía.
- c) La aceleración de electrones a energías relativistas.
- d) La radiación producida por la interacción de estos electrones con el campo magnético.
- e) La aceleración de partículas nucleares hasta energías relativistas del orden de los GeV.
- f) La producción de reacciones nucleares debidas al impacto de protones de alta

energía sobre el material solar.

- g) La generación de una onda explosiva que transporta partículas y energía en el medio interplanetario, interactuando eventualmente con la tierra y su magnetósfera.
- h) Un repentino calentamiento de la cromósfera que, junto con un movimiento hacia adentro de la región de transición cromósfera-corona, produce un incremento en la emisión en líneas y continuos en el visible y el ultravioleta.

## II-1 Descripción básica

Debido a la existencia de dos regímenes térmicos bien diferenciados, se suele dividir el estudio de los fenómenos relacionados con una fulguración en dos: aquellos procesos que tienen lugar en la corona y la región de transición se conocen con la denominación genérica de fulguración de alta temperatura, mientras que aquellos que ocurren en la cromósfera y la fotosfera se conocen como fulguración de baja temperatura.

Dado que la radiación producida en regiones de alta temperatura lo es, en general, en longitudes de onda a las cuales la atmósfera terrestre no es transparente, las observaciones pertinentes a la fulguración de alta temperatura deben ser efectuadas casi en su totalidad por medio de instrumentos ubicados fuera de la atmósfera terrestre (la excepción la constituye la emisión en radiofrecuencias). Es por este motivo que las primeras, y más frecuentes, observaciones de fulguraciones se refieren a la fulguración cromosférica, aunque la fuente primaria de liberación de energía se encuentre en los arcos coronales ubicados por encima de las regiones activas cromosféricas. Sin embargo, veremos que la mayor parte de la energía de la fulguración incide sobre la cromósfera, por lo que el estudio de la estructura cromosférica provee importante información sobre los procesos que tienen lugar durante la fulguración.

Por una parte, podemos estimar el flujo conductivo de energía de la corona a la cromósfera a través de la región de transición como

$$F_C = x T^{5/2} \nabla T \simeq x T^{7/2}/L , \quad (\text{II} - 1)$$

donde el coeficiente de conductividad térmica  $x$  es del orden de  $10^{-6}$  (en unidades c.g.s.), y como la temperatura de la corona durante la fulguración ( $\approx 2 \times 10^7$  K) es mucho mayor que la de la cromósfera, aproximamos  $\Delta T$  por  $T$ . Por otra parte, la longitud  $L$  del arco coronal es del orden de  $10^{10}$  cm. Reemplazando estos números en la Ecuación (II-1), y multiplicando por el área de la fulguración,  $10^{19}$  cm<sup>2</sup>, resulta una potencia transmitida a la cromósfera de

$$P_C \simeq 4 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} .$$

La potencia emitida por radiación, por otra parte, puede ser estimada como

$$P_{\text{rad}} = \Phi(T) \times EM , \quad (\text{II} - 2)$$

donde la función de pérdidas radiativas  $\Phi(T)$  es del orden de  $10^{-22}$  erg cm<sup>3</sup> s<sup>-1</sup> (Cox y Tucker 1969, Raymond, Cox y Smith 1976), y la medida de emisión  $EM$  de la fulguración es del orden de  $10^{50}$  cm<sup>-3</sup>, lo que implica que

$$P_{\text{rad}} \simeq 10^{28} \text{ erg s}^{-1} .$$

Si esta potencia se emite isotrópicamente, la mitad irradia la cromósfera.

Por otra parte, la potencia del haz de electrones acelerados a energías mayores que 20 keV es también del orden de  $10^{28}$  erg s<sup>-1</sup> (Hoyng, Brown y van Beck 1976), y el camino libre medio (en columna de material) de un electrón de 20 keV se puede estimar como (Machado, Rovira y Sneibrun 1985)

$$N(\text{cm}^{-2}) \simeq 10^{17} E^2 \simeq 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} . \quad (\text{II} - 3)$$

Como la densidad media de un arco coronal es de unos  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ , la columna de material en el arco se puede estimar como

$$N \simeq n L \simeq 10^{19} \text{ cm}^{-2} , \quad (\text{II} - 4)$$

lo que muestra que la gran mayoría de los electrones acelerados inciden en la cromósfera y depositan allí su energía.

### *II-1-1 La fulguración de alta temperatura*

La primera manifestación de una fulguración suele presentarse en radiación X blanda ( $E < 10 \text{ keV}$ ). Se trata de un incremento en la radiación a estas energías, relacionado con un incremento de la temperatura en los arcos coronales, y su duración es del orden de algunos minutos. La emisión en rayos X blandos continúa durante toda la fulguración en  $H_\alpha$ , y puede extenderse hasta unos minutos después de que deja de observarse la emisión óptica.

Posteriormente se observa una fase impulsiva, de una duración de algunas decenas de segundos o hasta algunos minutos, que es claramente identificable en rayos X duros ( $E > 30 \text{ keV}$ ), cuyo espectro tiene la forma de una ley de potencias. Esta radiación es causada por la radiación de frenado (bremsstrahlung) producida por las colisiones de un haz de electrones acelerados con el gas cromosférico.

Esta emisión X dura muestra una correlación muy cercana con un estallido en microondas, que se interpreta como debido a la radiación de girosincrotrón producida por aquella fracción de los electrones acelerados que permanece en la corona y es acelerada por el campo magnético.

Pese a que la fulguración se produce en una región de líneas de campo magnético cerradas, algunos de los electrones rápidos se mueven hacia el exterior a través de la atmósfera, produciendo emisión de radiación en las distintas



capas de la corona. Esta radiación, conocida como estallidos de radio de Tipo III, se debe a las oscilaciones del plasma, y su frecuencia es proporcional a la raíz cuadrada de la densidad electrónica. Por lo tanto, si se conoce la densidad electrónica en función de la altura, se puede determinar la velocidad del haz de electrones a partir de la diferencia de tiempo entre la excitación de la radiación a diferentes frecuencias. Por este método se encuentra que los electrones se mueven con velocidades que oscilan entre un tercio y la mitad de la velocidad de la luz, confirmando lo deducido de las energías de alrededor de 100 keV del espectro de radiación X.

Otro aspecto observable de la fulguración de alta temperatura lo constituyen un gran número de líneas en el ultravioleta, producidas por iones en la corona y la región de transición. La evolución temporal típica muestra dos fases: una fase impulsiva sincrónica con el estallido en rayos X duros y en microondas, y una de decaimiento, en general más corta que la de  $H_{\alpha}$ . Una conclusión importante que se deriva de la observación en estas líneas ultravioletas, es que éstas son emitidas en los arcos magnéticos coronales, lo que confirma la estrecha relación entre la fulguración y el campo magnético.

### *II-1-2 La fulguración de baja temperatura*

Como señalamos anteriormente, el mayor número de observaciones de fulguraciones se ha realizado en la línea  $H_{\alpha}$  de hidrógeno, y es según su forma y tamaño en las imágenes en esta línea que se clasifican las fulguraciones. El hecho de que se observe una emisión en ésta y otras líneas cromosféricas indica claramente que parte de la energía de una fulguración es utilizada en el calentamiento de la cromósfera.

Una de las principales conclusiones extraídas de estas observaciones es que las regiones de emisión se dividen en dos áreas, ubicadas a ambos lados de una

línea de campo magnético vertical nulo (línea neutra). Estas observaciones son consistentes con la interpretación de que la fulguración se produce relacionada con uno o más arcos de campo magnético, y que la radiación en  $H_{\alpha}$  es emitida en las bases de dichos arcos, en una región activa preexistente.

El aumento de la temperatura en la cromósfera implica un aumento de la presión del gas, que en consecuencia es “evaporado” hacia la corona. La región de transición, debido al aumento de la energía depositada en la zona superior de la cromósfera, se ubica en una región más profunda de la atmósfera, es decir en una zona de mayor densidad, lo que implica un incremento en la radiación ultravioleta originada en la región de transición, en particular en las líneas de Lyman.

Uno de los aspectos de las fulguraciones que aún no ha sido satisfactoriamente explicado, es cuál es el mecanismo responsable por el calentamiento de la cromósfera, en particular en las regiones más profundas. En otras palabras, cómo se transporta la energía desde el lugar donde ha sido liberada, en el tope de los arcos magnéticos coronales, hasta la cromósfera y la región del mínimo de temperatura. El problema se presenta debido a la alta densidad del gas ambiente en estas zonas, que por un lado disminuye la capacidad de penetración de las partículas aceleradas y la opacidad a los distintos tipos de radiación, y por el otro aumenta los requerimientos energéticos para los mecanismos propuestos. Volveremos sobre este punto más adelante.

## II-2 Modelos de fulguración

La energía total liberada durante una fulguración importante puede estimarse en unos  $10^{32}$  erg, de la cual una tercera parte se emite en forma de radiación electromagnética. Sin embargo, no es la cantidad de energía involucrada lo que es difícil de explicar, ya que, considerando un área para la fulguración de unos

$10^{19} \text{ cm}^2$  y una duración de unos  $10^4 \text{ s}$ , esta cantidad de energía implica un flujo del orden de  $10^9 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , que debe ser comparado con el flujo fotosférico de  $6.5 \times 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . La dificultad reside en encontrar un mecanismo capaz de almacenar esta energía y liberarla en intervalos de tiempo muy cortos, provocando en el proceso la aceleración de partículas hasta energías muy altas. De las cantidades anteriores se deduce que la energía debe ser almacenada de alguna manera en la región de la fulguración, y liberada explosivamente en la fase impulsiva a razón de unos  $10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ .

Si la energía total es almacenada en todo el volumen de la fulguración, del orden de  $10^{29} \text{ cm}^3$ , se obtiene una densidad de energía del orden de  $10^3 \text{ erg cm}^{-3}$ . Puede verse inmediatamente que la energía térmica contenida en la cromósfera y la corona es completamente inadecuada, ya que, computando esta energía como  $nkT$ , se obtienen unos  $5 \text{ erg cm}^{-3}$  y  $1 \text{ erg cm}^{-3}$ , respectivamente.

Aparentemente, la única fuente posible de almacenamiento de energía en las cantidades requeridas por una fulguración reside en la configuración del campo magnético de la región activa, donde la energía se puede acumular en estructuras no potenciales del campo. En una fulguración con un volumen  $V$ , la energía magnética total almacenada es  $V \times B^2/8\pi$ . Para obtener los  $10^{32} \text{ erg}$  necesarios, se necesita una disminución de unos  $25 \text{ G}$ , en un campo con una intensidad original del orden de unos  $500 \text{ G}$ , lo que muestra que este mecanismo es viable como forma de almacenamiento de la energía.

Esta interrelación entre fulguraciones y campos magnéticos queda confirmada también por las observaciones en  $H_{\alpha}$ , que muestran dos zonas de emisión diferenciadas a ambos lados de la línea neutra, por las observaciones en radiación coronal, que muestran la estructura en forma de arco de la zona emisora, y por el hecho de que no sólo las fulguraciones sólo se observan en regiones activas, es decir donde el campo magnético está concentrado, sino que también existe una correlación

entre la frecuencia de las fulguraciones y la complejidad de la región activa. Por otra parte, también existe una correlación entre la frecuencia con que se observan fulguraciones y el ciclo solar.

Otro hecho que apoya la correlación entre fulguraciones y campos magnéticos es la existencia de lo que se ha dado en llamar fulguraciones homólogas. Se trata de fulguraciones que ocurren en exactamente la misma posición y con una forma muy similar. Este hecho es fácilmente explicable si se supone que la fulguración tiene lugar en la estructura magnética preexistente, y que no la modifica seriamente, de forma que cuando la fulguración desaparece el campo retoma su configuración previa.

Según las teorías más ampliamente aceptadas, un exceso de energía es almacenado en la estructura del campo magnético, previamente al estallido de la fulguración, durante un proceso que puede durar de horas a días. De esta manera se crean estructuras de campo metaestables, algunos ejemplos de las cuales se muestran en la Figura 3.

La mayoría de los modelos propuestos implican la formación de una línea neutra, cerca de la cual se produce una acumulación de líneas de campo magnético (indicada con una  $n$ , en la Figura 3). Cuando la fulguración se dispara, a lo largo de la línea neutra se produce una reconexión de las líneas de campo, liberándose así la energía necesaria para la fulguración (para una discusión de las distintas teorías, ver Švestka 1976, Spicer y Brown 1981, Mandrini 1989; para un estudio más detallado de los procesos físicos involucrados ver Priest 1984).

En el momento de la reconexión de las líneas de campo, parte de la energía almacenada en la configuración magnética es liberada, y una gran parte de esta energía es utilizada en la aceleración de electrones a energías de hasta 100 keV, los que son responsables de los fenómenos observados durante la parte impulsiva de la fulguración y, según algunas teorías, del calentamiento de la cromósfera.

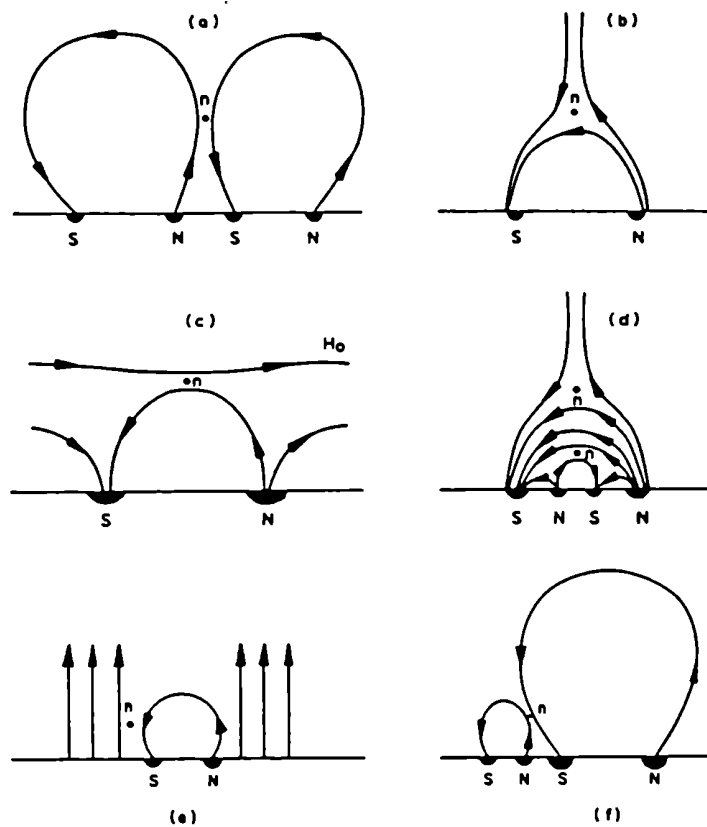


Figura 3. Representación esquemática de distintas estructuras magnéticas que pueden dar lugar a la formación de una línea neutra (Švestka 1976).

### II-3 Fulguraciones en luz blanca

Como señalamos en §II-1-2, aún no se conoce el mecanismo por el cual se calientan las capas inferiores de la atmósfera durante las fulguraciones. Este problema es aún más pronunciado en el caso de las llamadas fulguraciones en luz blanca, fulguraciones que son observables en el continuo visible. Esta emisión continua en una fulguración ha resultado no ser un fenómeno tan infrecuente como se pensaba hace unos años (ver por ejemplo Švestka 1976), sino que los métodos observacionales utilizados para el estudio de las fulguraciones no favorecen su detección (ver Donati-Falchi, Falciani y Smaldone 1984).

De las diferencias entre los distintos tipos de emisión observados, parece desprenderse que existirían dos tipos de fulguración en luz blanca: en el primer caso, que corresponde generalmente a los eventos más energéticos, se observa un incremento en contraste hacia el azul y un salto en la intensidad en el umbral del continuo de Balmer, y en algunos casos en el del continuo de Paschen (ver por ejemplo Neidig y Wiborg 1984, Neidig 1983, Donati-Falchi *et al.* 1984). Por el otro lado, un cierto número de eventos muestran un contraste relativamente independiente de la frecuencia (Hiei 1982, Boyer *et al.* 1985). Los distintos espectros parecerían estar relacionados con distintos tipos de emisión: en el primer caso serían producidos por recombinaciones de un protón y un electrón para formar un átomo de hidrógeno en el primer y segundo niveles excitados (continuos de Balmer y de Paschen), y en el segundo serían debidos a radiación emitida durante la formación del ion negativo de hidrógeno,  $H^-$  (ver Švestka 1976, y Canfield *et al.* 1986).

El proceso de emisión está relacionado directamente con la ubicación en la atmósfera de la fuente en luz blanca, por lo que condiciona el mecanismo de calentamiento que puede ser responsable del incremento de la emisión. En el caso en que ésta se deba a recombinaciones del átomo de hidrógeno, es necesario el calentamiento de capas superiores de la cromósfera, con densidades numéricas del orden de  $n_H \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , a temperaturas del orden de  $10^4 \text{ K}$ . Estas condiciones extremas son necesarias para que la opacidad en el continuo de Paschen sea suficiente como para producir la intensidad requerida por sobre el fondo fotosférico.

En el caso de que la emisión se deba al menos parcialmente a  $H^-$ , debería originarse en capas más profundas de la atmósfera, con densidades numéricas del orden de  $n_H \geq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , y con un incremento de temperatura de unos 100 K. En este caso, el problema del mecanismo de transporte de la energía de la fulguración a estas regiones se torna más difícil de resolver, debido a que ahora es necesario

calentar no sólo la cromósfera y el mínimo de temperatura, sino también regiones de la fotosfera, cuya mayor densidad implica por un lado que la cantidad de energía necesaria para calentarla es mayor, y por el otro que si el calentamiento es debido a algún mecanismo canónico, éste debe tener un mayor poder de penetración.

## CAPÍTULO III

### MODELOS DE ATMÓSFERA

El problema central del estudio de la atmósfera solar (o de la de cualquier otra estrella) consiste en la construcción de un modelo. Por modelo de atmósfera entendemos un modelo numérico que permita estimar por un lado la dependencia de las variables físicas con la altura en la atmósfera, y por el otro el espectro emergente, tanto en el continuo como en las distintas líneas espectrales.

En realidad, el modelado de atmósferas estelares se puede efectuar de dos maneras distintas. En los modelos teóricos se incluye una cantidad suficiente de los procesos físicos que tienen lugar en la atmósfera como para permitir una extrapolación del modelo más allá de las observaciones, es decir, son predictivos. El modelado empírico, en cambio, sólo trata de convertir el conjunto de las observaciones por medio de herramientas adecuadas, y transformar los datos observados en una descripción de las variables físicas en la atmósfera. El caso más común consiste en tomar las observaciones espectroscópicas y transformarlas en un conjunto de variables hidro y termodinámicas para la región que produce el espectro. Estos modelos son no predictivos, en el sentido de que no contienen una base física para la extrapolación.

En este trabajo hemos realizado un modelado empírico de la atmósfera solar durante una fulguración, para lo cual aplicamos un método de prueba y error, modificando el modelo hasta conseguir un ajuste satisfactorio con las observaciones. En este capítulo explicamos las ecuaciones que se deben resolver para el cálculo de modelos atmosféricos y el método que utilizamos para hacerlo.



Para hacer tratable el problema del modelado de atmósferas suelen hacerse las siguientes aproximaciones:

- a) Se supone a la atmósfera estratificada en capas plano-paralelas homogéneas. La suposición de geometría plano-paralela está justificada por el hecho de que el espesor de la atmósfera es mucho menor que el radio solar. La suposición de homogeneidad es más problemática. Como vimos en el Capítulo I, las observaciones muestran que en el sol existe un considerable número de estructuras de pequeñas dimensiones, lo que implica que las capas horizontales no son homogéneas; por lo tanto, debemos tener en cuenta que los modelos de atmósfera basados en la suposición de que la atmósfera es homogénea sólo nos brindan información sobre las condiciones medias (en alguna forma no muy bien definida) de la atmósfera.
- b) Se supone a la atmósfera en estado estacionario, lo que significa que las ecuaciones de transporte y de equilibrio estadístico (ver §III-1 y §III-2) son independientes del tiempo. Esto permite simplificar las ecuaciones a resolver, pero implica la omisión de fenómenos de transporte de energía y efectos espectroscópicos debidos al movimiento de masa. En el caso de las fulguraciones, esta aproximación restringe la validez del modelo a la fase no impulsiva.
- c) Se supone a la atmósfera en equilibrio hidrostático, es decir que la distribución de presión es tal que equilibra el campo gravitatorio  $g$ , y se cumple que

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (\text{III} - 1)$$

donde  $\rho$  es la densidad del gas,  $z$  la altura medida hacia el exterior del sol, y  $p$  es la presión total, es decir, la presión del gas más la presión de radiación.

A continuación se aplican las suposiciones básicas enumeradas para determinar las ecuaciones fundamentales a resolver durante el modelado de la atmósfera.

### III-1 Ecuación de transporte

Definimos como intensidad específica  $I_\nu(\vec{r}, \vec{n}, t)$  en la posición  $\vec{r}$  y en el momento  $t$ , a la cantidad de energía por unidad de intervalo de frecuencia que atraviesa un área unitaria normal a  $\vec{n}$ , por unidad de ángulo sólido y de tiempo. Por lo tanto, si llamamos  $\theta$  al ángulo entre la normal a una superficie  $dA$  y la dirección  $\vec{n}$ , la energía que atraviesa  $dA$  resulta (ver Figura 4)

$$dE = I_\nu(\vec{r}, \vec{n}, t) dA \cos \theta d\nu d\omega dt . \quad (\text{III} - 2)$$

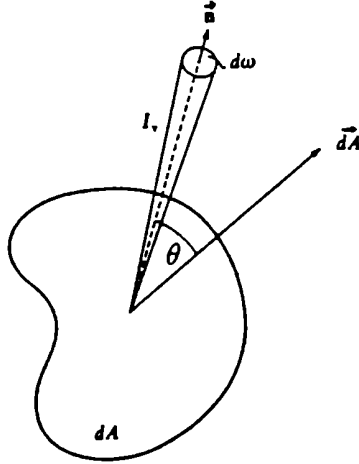


Figura 4. Base geométrica para la definición de la intensidad específica.

La intensidad específica  $I_\nu$  puede considerarse como una descripción completa de la función de distribución de los fotones, dado que contiene información completa sobre las dependencias espacial, temporal, angular y en frecuencia de la radiación.

Como a lo largo de este trabajo consideraremos solamente problemas independientes del tiempo en una geometría plano-paralela, eliminaremos la especificación de  $t$ , y reemplazaremos  $\vec{r}$  y  $\vec{n}$  por la descripción geométrica más simple  $(z, \theta)$ , donde

$z$  es la distancia vertical medida desde el cero de referencia prefijado (ver §I-1), y  $\theta$  el ángulo entre la dirección del haz y la vertical.

Consideremos ahora el cambio de la energía transportada por un haz de intensidad específica  $I_\nu$  al atravesar un elemento de volumen de área unitaria y espesor  $ds$ . Dicho cambio debe ser igual a la diferencia entre la energía absorbida y la emitida por el elemento, o sea

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \mu \frac{dI_\nu}{dz} = \epsilon_\nu - \kappa_\nu I_\nu, \quad (\text{III} - 3)$$

donde  $\mu = \cos\theta$ , y  $\kappa_\nu$  y  $\epsilon_\nu$  son los coeficientes de absorción y de emisión por unidad de longitud, respectivamente.

En el caso de radiación en una línea atómica o molecular, el lado derecho de (III-3) puede separarse en dos términos: el primero correspondiente a la emisión y absorción en la línea en cuestión, y el segundo correspondiente a otro tipo de procesos, tales como emisión continua, en otras líneas, etc. O sea

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = (\epsilon_\nu^l - \kappa_\nu^l I_\nu) + (\epsilon_\nu^c - \kappa_\nu^c I_\nu). \quad (\text{III} - 4)$$

Si suponemos que la emisión y absorción en la línea tienen la misma dependencia con la frecuencia (redistribución completa), se tiene para la transición entre los niveles atómicos  $i$  y  $j$  ( $i > j$ )

$$\kappa_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} (n_j B_{ji} - n_i B_{ij}) \varphi_\nu \quad (\text{III} - 5)$$

y

$$\epsilon_\nu^l = \frac{h\nu}{4\pi} n_i A_{ij} \varphi_\nu, \quad (\text{III} - 6)$$

donde la densidad numérica  $n_i$  es la cantidad de átomos en el nivel  $i$  por unidad de volumen,  $\varphi_\nu$  es el perfil de emisión tal que  $\int \varphi_\nu d\nu = 1$  y  $B_{ji}$ ,  $A_{ij}$  y  $B_{ij}$  son los coeficientes de Einstein de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada

respectivamente. Los coeficientes de Einstein son constantes características de la transición en cuestión y están relacionados según

$$\begin{aligned} g_i B_{ij} &= g_j B_{ji} \\ A_{ij} &= \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ij} , \end{aligned} \quad (\text{III} - 7)$$

donde  $g_i$  y  $g_j$  son los pesos estadísticos de los niveles atómicos. Nótese en (III-5) que estamos tratando la emisión estimulada como absorción negativa.

Introduciendo la función fuente en la línea  $S = \epsilon_\nu^l / \kappa_\nu^l$  y en el continuo  $S_\nu^c = \epsilon_\nu^c / \kappa_\nu^c$ , (III-4) resulta

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = \kappa_\nu^l (S - I_\nu) + \kappa_\nu^c (S_\nu^c - I_\nu) . \quad (\text{III} - 8)$$

De (III-5), (III-6) y (III-7) se obtiene

$$S = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \frac{g_i n_j}{g_j n_i} - 1 \right)^{-1} \quad (\text{III} - 9)$$

Nótese que, debido a la suposición de redistribución completa,  $S$  depende sólo débilmente de la frecuencia.

Si ahora definimos la profundidad óptica monocromática  $\tau_\nu$  de forma que

$$d\tau_\nu = -(\kappa_\nu^l + \kappa_\nu^c) dz , \quad (\text{III} - 10)$$

y hacemos  $\phi_\nu = \kappa_\nu^l / \kappa_{\nu_0}^l$  y  $r_\nu = \kappa_\nu^c / \kappa_{\nu_0}^c$ , donde  $\nu_0$  es la frecuencia en el centro de la línea, obtenemos la forma estándar de la ecuación de transporte (ver por ejemplo Mihalas 1970)

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \quad (\text{III} - 11)$$

donde

$$S_\nu = \frac{\phi_\nu}{\phi_\nu + r_\nu} S + \frac{r_\nu}{\phi_\nu + r_\nu} S_\nu^c . \quad (\text{III} - 12)$$

En el caso de la radiación emergente de una atmósfera semiinfinita, la ecuación (III-11) tiene la solución

$$I_\nu(0, \mu) = \int_0^\infty S_\nu(t) e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu} . \quad (\text{III} - 13)$$

Dado que  $S_\nu(\tau = 0) = 0$ , la aproximación más sencilla posible para la función fuente es la lineal, es decir  $S_\nu(\tau) = a \tau$ . Usando esta expresión en (III-13), obtenemos que

$$I_\nu(0, \mu) = a \mu , \quad (\text{III} - 14)$$

es decir que la radiación que observamos es, en primera aproximación, igual a la función fuente en  $\tau = \mu$ . En otras palabras, la radiación observada se forma en la región en la que la profundidad óptica es igual a  $\mu$ , y provee información de las condiciones de la atmósfera a esa profundidad.

Se define la intensidad media  $J_\nu$  como el promedio en ángulo sólido de la intensidad de radiación,  $J_\nu = (1/4\pi) \int I_\nu d\omega$ . Si se aplica esta definición a la integral (III-13), para una atmósfera semiinfinita sin radiación incidente, se obtiene

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty E_1(|t_\nu - \tau_\nu|) S_\nu(\tau_\nu) dt_\nu , \quad (\text{III} - 15)$$

donde  $E_1$  es la integral exponencial primera (ver Abramowitz y Stegun 1964). Cabe señalar, sin embargo, que esta solución es sólo formal, dado que requiere el conocimiento de  $S_\nu$  y  $\tau_\nu$  en cada punto de la atmósfera, lo que a su vez requiere el conocimiento de las densidades numéricas  $n_i$  en cada punto de la grilla de alturas, como se puede ver de las ecuaciones (III-9), (III-10) y (III-5).

### III-2 Ecuación de equilibrio estadístico

Consideremos ahora las ecuaciones por las cuales se calcula  $n_i$ , la cantidad de átomos por  $\text{cm}^3$  de una dada especie que se encuentran en el nivel  $i$ . El procedimiento consiste en estudiar desde un punto de vista microscópico las probabilidades de todos los procesos por los cuales un átomo sufre transiciones entre niveles, ya sean ligados o libres. Si consideramos un átomo con  $N$  estados ligados, y llamamos  $P_{ij}$  a la probabilidad de la transición del estado  $i$  al  $j$ , tenemos para

cada estado  $i$ :

$$n_i \left( \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N P_{ij} + P_{i\kappa} \right) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N n_j P_{ji} + n_\kappa P_{\kappa i} \quad (\text{III} - 16)$$

(el subíndice  $\kappa$  se refiere al continuo, es decir al grado siguiente de ionización).

Podemos eliminar  $n_\kappa$  usando la ecuación para el continuo,

$$n_\kappa \sum_{j=1}^N P_{\kappa j} = \sum_{j=1}^N n_j P_{j\kappa}, \quad (\text{III} - 17)$$

obteniendo

$$n_i \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N (P_{ij} + T_{ij}) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N n_j (P_{ji} + T_{ji}) \quad (\text{III} - 18)$$

con

$$T_{ab} = P_{a\kappa} P_{\kappa b} / \sum_{j=1}^N P_{\kappa j}. \quad (\text{III} - 19)$$

En (III-19), las probabilidades de ionización y recombinación pueden expresarse como

$$P_{i\kappa} = R_{i\kappa} + C_{i\kappa} \quad (\text{III} - 20)$$

y

$$P_{\kappa i} = R_{\kappa i} + C_{\kappa i}, \quad (\text{III} - 21)$$

donde la probabilidad de fotoionización está dada por

$$R_{i\kappa} = 4\pi \int_{\nu_{\kappa i}}^{\infty} \frac{1}{h\nu} \alpha_i(\nu) J_\nu d\nu \quad (\text{III} - 22)$$

y la probabilidad de recombinación radiativa (por átomo ionizado) es

$$R_{\kappa i} = 4\pi \frac{n_i^*}{n_\kappa^*} \int_{\nu_{\kappa i}}^{\infty} \frac{1}{h\nu} \alpha_i(\nu) e^{-h\nu/kT} \left( \frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu \right) d\nu. \quad (\text{III} - 23)$$

Nótese que las integrales en (III-22) y (III-23) son iguales cuando  $J_\nu$  es la función de Planck (III-33). Las  $n^*$  son las poblaciones correspondientes a equilibrio termodinámico local que están relacionadas por la fórmula de Saha (ver §III-3),  $\nu_{\kappa i}$

y  $\alpha_i(\nu)$  son la frecuencia umbral y la sección eficaz de fotoionización del nivel  $i$  y  $T$  es la temperatura electrónica del plasma. Finalmente, las probabilidades de ionización y recombinación colisional están relacionadas por

$$C_{\kappa i} = \frac{n_i^*}{n_\kappa^*} C_{i\kappa} . \quad (\text{III} - 24)$$

Por otra parte, las probabilidades de transición entre estados ligados pueden expresarse como

$$\begin{aligned} P_{ij} &= A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij} \\ P_{ji} &= B_{ji} \bar{J}_{ij} + C_{ji} \end{aligned} \quad i > j \quad (\text{III} - 25)$$

donde

$$\bar{J}_{ij} = \int J_\nu \varphi_\nu^{ij} d\nu , \quad (\text{III} - 26)$$

y  $B_{ji}$ ,  $A_{ij}$  y  $B_{ij}$  son los coeficientes de Einstein definidos anteriormente. Las probabilidades de excitación y desexcitación colisionales satisfacen la relación

$$n_i^* C_{ij} = n_j^* C_{ji} \quad (\text{III} - 27)$$

donde las  $n^*$  están dadas por la relación de Boltzmann:

$$\frac{n_i^*}{n_j^*} = \frac{g_i}{g_j} e^{-h\nu_{ij}/kT} \quad (\text{III} - 28)$$

donde  $g_i$  y  $g_j$  son los pesos estadísticos de los niveles de energía  $E_i$  y  $E_j$  ( $\nu_{ij} = (E_i - E_j)/h$ ).

Si hacemos  $Z_{ij} = C_{ij} + T_{ij}$ , la ecuación (III-18) resulta

$$\begin{aligned} n_i &\left[ \sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij} + Z_{ij}) + \sum_{j=i+1}^N (B_{ij} \bar{J}_{ij} + Z_{ij}) \right] \\ &= \sum_{j=1}^{i-1} n_j (B_{ji} \bar{J}_{ij} + Z_{ji}) + \sum_{j=i+1}^N n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij} + Z_{ji}) . \end{aligned} \quad (\text{III} - 29)$$

Las probabilidades de transición radiativas pueden expresarse como probabilidades netas, haciendo

$$n_i (A_{ij} + B_{ij} \bar{J}_{ij}) - n_j B_{ji} \bar{J}_{ij} = n_i A_{ij} \rho_{ij} \quad (\text{III} - 30)$$

donde, usando (III-7), el coeficiente de escape  $\rho_{ij}$  resulta

$$\rho_{ij} = 1 - \frac{\bar{J}_{ij}}{S_{ij}} \quad (\text{III} - 31)$$

y  $S_{ij}$  es la función fuente de la línea dada en (III-9).

Combinando (III-29) y (III-30) obtenemos

$$n_i \left[ \sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} \rho_{ij} + Z_{ij}) + \sum_{j=i+1}^N Z_{ij} \right] = \sum_{j=1}^{i-1} n_j Z_{ji} + \sum_{j=i+1}^N n_j (A_{ji} \rho_{ji} + Z_{ji}) . \quad (\text{III} - 32)$$

En §III-4 explicaremos el método utilizado para resolver el sistema de ecuaciones (III-32), acoplado con las ecuaciones de transporte del tipo (III-15).

### III-3 Equilibrio termodinámico local

El estado conceptualmente más simple de excitación de un gas es el de equilibrio termodinámico, que se aplica al material en el interior de una cavidad aislada e isoterma, en equilibrio con las paredes (opacas) de la misma. En estas condiciones es aplicable el principio de equipartición de la energía entre los distintos grados de libertad, y las funciones de distribución dependen solamente (aparte de parámetros atómicos) de la temperatura termodinámica  $T$ . En este caso, las densidades numéricas están relacionadas por la ecuación de Boltzmann (III-28).

Reemplazando (III-28) en (III-9), vemos que la función fuente  $S$  de la línea está dada simplemente por la función de Planck:

$$S = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (\text{III} - 33)$$

Finalmente, las poblaciones atómicas de un elemento en dos estados consecutivos de ionización se relacionan por medio de la ecuación de Saha

$$n_e \frac{n_{i+1}}{n_i} = 2 \frac{U_{i+1}}{U_i} \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-X_i/kT} \quad (\text{III} - 34)$$



donde  $n_i$ ,  $n_{i+1}$  y  $n_e$  son las cantidades por unidad de volumen de átomos  $i$  e  $i + 1$  veces ionizados y de electrones, respectivamente;  $X_i$  es el potencial de ionización del ion  $i$  en su estado fundamental y  $U_i$  y  $U_{i+1}$  son las funciones de partición de ambos iones.

En resumen, en equilibrio termodinámico las ecuaciones de transporte y de equilibrio estadístico se desacoplan, y la temperatura  $T$  y la densidad electrónica  $n_e$  constituyen un conjunto completo de parámetros, que describen el estado espectroscópico del gas.

Sin embargo, no es ésta la situación en la atmósfera solar. Por empezar, el hecho de que el sol emita radiación hacia el espacio implica una pérdida de energía, lo que a su vez determina la existencia de un gradiente de temperatura. Es decir que el sistema que estamos considerando no es ni cerrado ni de temperatura uniforme. Es más, el material atmosférico es más transparente a ciertas frecuencias que a otras, de forma que la radiación emergente en distintas frecuencias se origina a profundidades diferentes. Si esta radiación emergente refleja la temperatura de la región en la que se origina y si existe, como dijimos, un gradiente de temperatura en la atmósfera, es evidente que la radiación no puede responder a la ecuación de Planck de una sola temperatura, dado que será una superposición de contribuciones provenientes de distintos puntos en la atmósfera. En resumen, ninguna de las suposiciones necesarias para el equilibrio termodinámico se satisfacen en la atmósfera solar.

Sin embargo, como el flujo de radiación del gas es mucho menor que el contenido energético local, suele adoptarse la aproximación de equilibrio termodinámico local (ETL), que supone que la distribución de la energía entre los grados de libertad cinéticos e internos es la misma que en equilibrio termodinámico, sólo que esta distribución depende ahora del valor local de la temperatura.

Por lo tanto, en equilibrio termodinámico local se cumplen las ecuaciones

(III-28), (III-33) y (III-34), de forma que el conocimiento de  $T$  y  $n_e$  en un cierto punto de la atmósfera nos brinda toda la información necesaria para conocer las densidades numéricas y la función fuente *en dicho punto*.

Como vimos, el suponer que la distribución de las densidades numéricas está dada por la relación de Boltzmann con un valor local de la temperatura tiene el efecto de desacoplar las ecuaciones de transporte y de equilibrio estadístico. Ahora bien, vimos en la ecuación (III-25) que las probabilidades de transición entre un nivel y otro dependen de la intensidad media  $J_\nu$ , a través de las probabilidades radiativas. Pero la intensidad que el gas “ve” en un punto de la atmósfera puede ser originada en otro punto, por lo que para que la suposición de localidad sea válida la densidad debe ser lo suficientemente elevada como para que el término radiativo en (III-25) sea despreciable frente al colisional.

En otras palabras, si la densidad no es lo suficientemente elevada como para que las transiciones entre niveles sean producidas mayoritariamente por colisiones, la ecuación de equilibrio estadístico dependerá de la intensidad media, y como ésta no depende de la temperatura local, sino de las condiciones en toda la atmósfera (a través de la ecuación de transporte), para resolver la ecuación de equilibrio estadístico resulta necesario conocer no sólo  $n_e$  y  $T$ , sino también  $J_\nu$ . Es decir que, como el campo de radiación es el resultado de un proceso de transferencia en la atmósfera, el estado del gas en un punto dado ahora depende del estado del gas en la atmósfera en su conjunto.

Por lo tanto, en las capas externas de la atmósfera solar la aproximación de ETL es cada vez menos válida, dado que la densidad es cada vez menor y que el campo de radiación representa una fracción cada vez mayor de la energía del medio. Por otra parte, la anisotropía es cada vez más marcada.

Si no puede hacerse la suposición de ETL, las relaciones de Saha-Boltzmann dejan de ser válidas, y la ley de Planck no representa la distribución de los fo-

tones. Por lo tanto, la temperatura no puede considerarse como una variable termodinámica absoluta. Sin embargo, puede demostrarse que la distribución de velocidades de los electrones, átomos e iones continúa siendo maxwelliana y se puede caracterizar por una sola temperatura, llamada temperatura electrónica.

### III-4 El método de resolución utilizado

Cuando no puede hacerse la suposición de ETL, para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico es necesario conocer la intensidad media  $\bar{J}_{ij}$  en cada punto de la atmósfera y para cada transición de interés para la especie atómica o molecular en cuestión. Por lo tanto, para cada línea de cada especie se debe elegir una grilla de frecuencias que permita calcular la integral (III-26), y para cada una de estas frecuencias se tiene una ecuación del tipo (III-11) o (III-15). Estas ecuaciones están acopladas con las ecuaciones de equilibrio estadístico del tipo (III-32), de las cuales se debe resolver una por cada punto de altura incluido en la grilla.

En el presente trabajo hemos utilizado un programa de computadora llamado PANDORA, el más completo código existente para el cálculo de modelos de atmósfera, que fue gentilmente cedido por el Dr. E. H. Avrett. Este programa utiliza el llamado método del átomo equivalente de dos niveles que se describe a continuación (ver también Vernazza, Avrett y Loeser 1973, y Avrett y Loeser 1987).

Las ecuaciones de equilibrio estadístico (III-32) para los niveles  $i$  y  $j$  ( $i > j$ ) pueden escribirse como

$$n_i (A_{ij} \rho_{ij} + Z_{ij} + X_i) = n_j Z_{ji} + n_1 V_i \quad (\text{III} - 35)$$

y

$$n_j (Z_{ji} + X_j) = n_i (A_{ij} \rho_{ij} + Z_{ij}) + n_1 V_j , \quad (\text{III} - 36)$$

donde

$$X_i = \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq j}}^{i-1} A_{il} \rho_{il} + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq i,j}}^N Z_{il} , \quad (\text{III} - 37)$$

$$X_j = \sum_{l=1}^{j-1} A_{jl} \rho_{jl} + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq i,j}}^N Z_{jl} , \quad (\text{III} - 38)$$

$$V_i = \sum_{l=i+1}^N A_{li} \rho_{li} \frac{n_l}{n_1} + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq i,j}}^N Z_{lu} \frac{n_l}{n_1} , \quad (\text{III} - 39)$$

y

$$V_j = \sum_{\substack{l=j+1 \\ l \neq i}}^N A_{lj} \rho_{lj} \frac{n_l}{n_1} + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq i,j}}^N Z_{lj} \frac{n_l}{n_1} . \quad (\text{III} - 40)$$

Si combinamos las ecuaciones (III-35) y (III-36) multiplicando la primera por  $V_j/(V_i + V_j)$  y la segunda por  $V_i/(V_i + V_j)$  y restando una de la otra obtenemos

$$\frac{n_i}{n_j} (A_{ij} \rho_{ij} + R_d) = \frac{n_i^*}{n_j^*} R_c , \quad (\text{III} - 41)$$

donde la tasa de destrucción de fotones está dada por

$$R_d = Z_{ij} + \frac{X_i V_j}{V_i + V_j} \quad (\text{III} - 42)$$

y la tasa de creación de fotones es

$$R_c = \frac{n_j^*}{n_i^*} \left( Z_{ji} + \frac{X_j V_i}{V_i + V_j} \right) \quad (\text{III} - 43)$$

Reemplazando (III-28) y (III-31) en (III-41) obtenemos

$$A_{ij} \left( 1 - \frac{\bar{J}_{ij}}{S_{ij}} \right) + R_d = \frac{g_i n_j}{g_j n_i} e^{-h\nu/kT} R_c . \quad (\text{III} - 44)$$

Utilizando ahora (III-9) y definiendo

$$\epsilon_{ij} = \frac{R_d - e^{-h\nu/kT} R_c}{A_{ij}} \quad (\text{III} - 45)$$

y

$$B_{ij} = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \frac{R_c}{R_d - e^{-h\nu/kT} R_c}, \quad (\text{III} - 46)$$

obtenemos (por simplicidad, dejamos de notar los subíndices  $i$  y  $j$ )

$$S = \frac{\bar{J} + \epsilon B}{1 + \epsilon}. \quad (\text{III} - 47)$$

Consideremos ahora la solución de la ecuación de transporte. Tomemos una atmósfera con  $N$  puntos de altura, y una grilla en frecuencia consistente de  $K$  valores. La ecuación de transporte relaciona la intensidad media en el punto  $n$  a la frecuencia  $\nu_k$  con la función fuente total a esa frecuencia en toda la atmósfera, y puede expresarse como

$$J_{nk} = \sum_{m=1}^N W_{nmk}^{\Lambda} S_{mk}. \quad (\text{III} - 48)$$

Los pesos  $W_{nmk}^{\Lambda}$  pueden determinarse a partir de los valores de  $\tau_{mk}$  ya sea resolviendo la ecuación de transporte (III-11) para  $I$  o  $J$  en función de  $S$ , por ejemplo por el método de diferencias finitas (ver Feautrier 1964, Mihalas 1970, Auer 1984) o utilizando la ecuación integral (III-15), lo que haremos en el presente caso.

Dada una profundidad óptica  $\tau_{k,n}$ ,  $n \neq 1, N$ , suponemos que  $S_k(t)$  está dada en el intervalo central  $\tau_{k,n-1} \leq t \leq \tau_{k,n+1}$  por la función cuadrática que toma los valores  $S_{k,n-1}$ ,  $S_{k,n}$  y  $S_{k,n+1}$  en  $\tau_{k,n-1}$ ,  $\tau_{k,n}$  y  $\tau_{k,n+1}$  respectivamente, y fuera de este intervalo central  $S_k(t)$  varía linealmente en cada intervalo sucesivo, tomando el valor  $S_{k,m}$  en cada punto  $\tau_{k,m}$ . Para  $n = 1$  ó  $N$ , se considera que  $S_k(t)$  varía linealmente entre  $\tau_{k,n}$  y  $\tau_{k,2}$  ó  $\tau_{k,N-1}$  respectivamente. Para  $t > \tau_{k,N}$ ,  $S_k(t)$  es la función lineal que toma los valores  $S_{k,N-1}$  en  $\tau_{k,N-1}$  y  $S_{k,N}$  en  $\tau_{k,N}$ .

Dada esta representación de  $S_{\nu}$ , los valores de los coeficientes  $W_{nmk}^{\Lambda}$  pueden derivarse de la ecuación (III-15) integrando analíticamente y utilizando las propiedades de las funciones íntegro-exponenciales (ver Fontenla y Rovira 1985).

Si ahora escribimos la ecuación (III-26) para  $\bar{J}$  como

$$\bar{J}_n = \sum_{k=1}^K \gamma_{nk} J_{nk} \quad (\text{III} - 49)$$

con los coeficientes  $\gamma_{nk}$  normalizados de forma que  $\sum \gamma_{nk} = 1$  y, usando (III-48), reemplazamos en (III-47), obtenemos que

$$S_n = \frac{\sum_{m,k} \gamma_{nk} W_{nmk}^\Lambda S_{mk} + \epsilon_n B_n}{1 + \epsilon_n} . \quad (\text{III} - 50)$$

Por otra parte, de (III-31) y (III-47) resulta que

$$\rho_n = \epsilon_n \left( \frac{B_n}{S_n} - 1 \right) . \quad (\text{III} - 51)$$

Nótese en (III-50) y (III-51) que  $\epsilon$  y  $B$  para una transición dependen de los valores de  $\rho$  para las otras transiciones y de las poblaciones  $n_i$  de los niveles no involucrados en la transición.

El método utilizado para iterar en estas ecuaciones es el siguiente: en general se parte de ETL, es decir se supone  $\rho_{ij}^0 = 0$  para cada transición, y  $n_i^0 = n_i^{*0}$  para cada nivel, lo que implica que la función fuente para cada línea es la función de Planck,  $S_{ij}^0 = B_{ij}$ . Por lo tanto se puede integrar la ecuación de transporte para calcular la intensidad media  $J_{i\kappa}^0$  en las frecuencias necesarias para computar las probabilidades de fotoionización (III-22) y recombinación (III-23) para cada nivel, lo que permite calcular  $\epsilon_{ij}^0$  y  $B_{ij}^0$  para cada transición.

Dado este conjunto de valores, calculamos la función fuente  $S_n^1$  para cada transición y en cada punto de altura utilizando (III-50), los coeficientes de escape  $\rho_n^1$  utilizando (III-51), y las poblaciones de cada nivel  $n_i^1$  invirtiendo las ecuaciones (III-9). Esto completa la primera iteración, y estamos en condiciones de calcular la función fuente en los continuos, calculando  $R_{i\kappa}^1$  y  $R_{\kappa i}^1$  y utilizando estos valores, junto con los obtenidos para  $n_i^1$  y  $\rho_{ij}^1$  para calcular  $\epsilon_{ij}^1$  y  $B_{ij}^1$ , lo que permite obtener un nuevo conjunto de valores para la función fuente.

Una vez completado el proceso iterativo, y conociéndose las poblaciones de cada nivel, se puede resolver la ecuación de transporte para cada frecuencia de interés, obteniéndose así la radiación emergente. Los modelos presentados en este trabajo fueron calculados de este modo, ajustándose la estructura atmosférica (fundamentalmente  $T$  vs.  $z$ ) hasta obtener un espectro emergente en acuerdo con las observaciones.

## CAPÍTULO IV

### MG I COMO INDICADOR DE LA ESTRUCTURA CROMOSFÉRICA\*

Se han publicado numerosos trabajos estudiando el espectro solar de Mg I, y comparando los perfiles observados y sintéticos para estudiar la estructura de la baja cromósfera. En particular, el espectro solar de Mg I ha sido estudiado por Athay y Canfield (1969), Altrrock y Cannon (1972), Altrrock y Canfield (1974, en lo sucesivo AC), Canfield y Cram (1977), Heasley y Allen (1980), y Lites *et al.* (1987).

Allen y McAllister (1978) han presentado observaciones de la línea  $\lambda 2852 \text{ \AA}$  en una región activa, White *et al.* (1972) estudiaron el oscurecimiento hacia el limbo de la  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ , y Rutten (1977) ha estudiado el comportamiento de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  en el limbo durante un eclipse. Sin embargo, no existen a la fecha observaciones detalladas de la línea  $\lambda 5172 \text{ \AA}$  y los únicos perfiles disponibles son los publicados en el Atlas de Brault y Testerman (1972).

Una de las principales conclusiones de los trabajos teóricos publicados es que la función fuente de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  es esencialmente la función de Planck, y que el centro de esta línea se forma en la región del mínimo de temperatura, por lo que el estudio de las observaciones en esta línea constituye una fuente confiable de información sobre la estructura térmica de la baja cromósfera. Más aún, esta transición parece no estar afectada por procesos de redistribución parcial (Heasley y Allen 1980), es decir que los perfiles de absorción y de emisión son iguales (ver

---

\*Mauas, P.J., Avrett, E.H., y Loeser, R. 1988, "Mg I as a probe of the solar chromosphere: The atomic model", *Ap. J.*, **330**, 1008.



§III-1), un hecho que facilita el cálculo y la interpretación de este perfil.

El estudio del comportamiento temporal de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  ha sido propuesto también como una herramienta para estudiar el calentamiento de la baja cromósfera durante fulguraciones (Machado, Emslie y Mauas 1986), dado que cualquier cambio en el perfil observado debe indicar una alteración en la estructura térmica del mínimo de temperatura, lo que puede ser utilizado para restringir el rango de mecanismos de calentamiento viables.

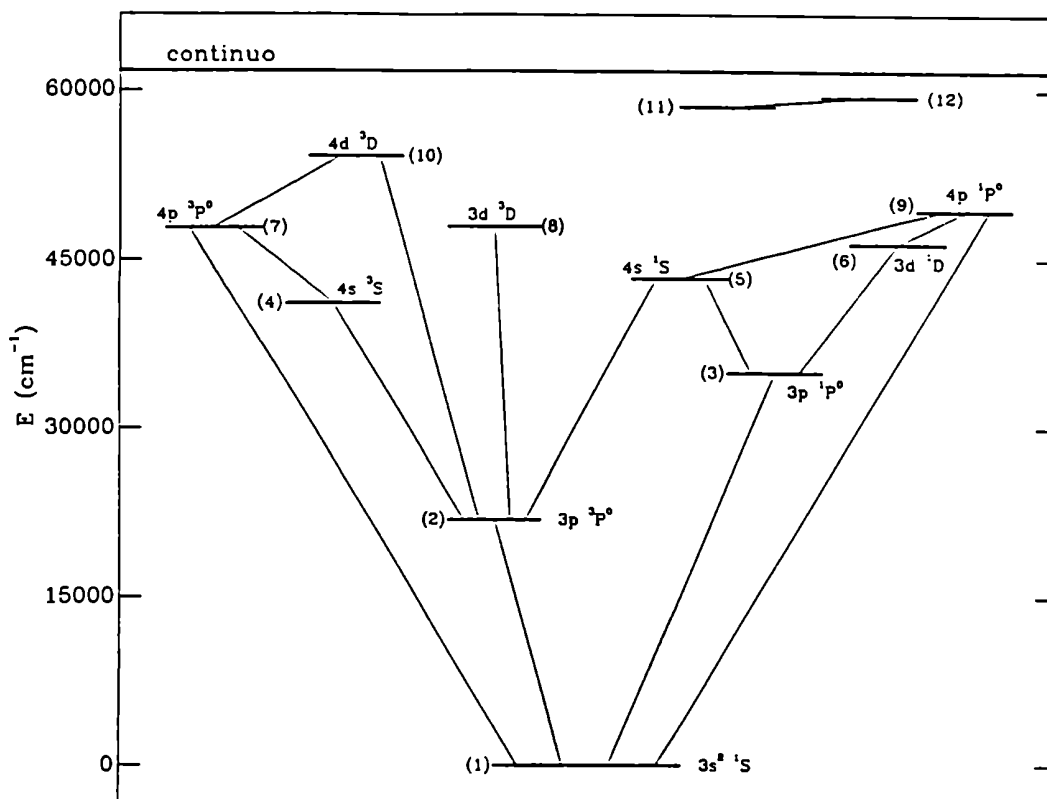
Sin embargo, antes de realizar un estudio de los perfiles de Mg I es necesario actualizar el conjunto de datos atómicos presentado por AC. Por otro lado, en los cálculos anteriores se ha utilizado un modelo atómico consistente de sólo cuatro niveles y las consecuencias de esta aproximación no han sido debidamente estudiadas.

Por lo tanto, antes de utilizar el comportamiento de las líneas de Mg I para estudiar la atmósfera de las fulguraciones, en este Capítulo compilamos un nuevo conjunto de parámetros atómicos, e investigamos la influencia que estos parámetros y la cantidad de niveles incluidos en el modelo atómico tienen sobre los perfiles computados.

#### IV-1 Parámetros atómicos

El modelo atómico utilizado en este Capítulo consiste de 12 niveles, como se muestra en la Figura 5. Consideramos que este modelo es lo suficientemente completo como para incluir todos los niveles y todas las transiciones que es necesario tener en cuenta para calcular las poblaciones de los niveles más bajos, por lo cual nos referiremos a él como el “modelo completo”.

En el caso de los tripletes  $^3P^0$  y  $^3D$  no hemos computado las poblaciones



**Figura 5.** Niveles de energía considerados en el modelo de Mg I. Las líneas entre niveles indican transiciones radiativas.

de cada sub-nivel, sino que hemos usado solamente un nivel combinado, cuyo peso estadístico es igual a la suma de los pesos de cada sub-nivel. Basamos esta aproximación en el hecho de que los sub-niveles están fuertemente acoplados por colisiones. En el Apéndice se presentan los detalles de nuestro tratamiento de los distintos parámetros correspondientes a esos niveles.

Hemos incluido en el modelo atómico dos niveles (los niveles 11 y 12) para simular la influencia de las líneas infrarrojas correspondientes a transiciones entre estados de alta energía. Estos niveles no representan ninguna configuración electrónica particular, por lo que sus parámetros atómicos son sólo estimaciones.

### *Transiciones al continuo .*

Tres valores distintos han sido publicados para la sección eficaz de fotoionización del nivel fundamental. El menor, de alrededor de 1.2 Mb, fue medido por Ditchburn y Marr (1953), y coincide con los cálculos teóricos de Travis y Matsushima (1968) y Dubau y Welles (1973). El valor intermedio, alrededor de los 2.55 Mb, representa los cálculos de Burgess y Seaton (1960), Bates y Altick (1973), Parkinson, Reeves y Tomkins (1976), Rescigno (1985), Barrientos y Martín (1985) y Mendoza y Zeippen (1987b), y está indirectamente apoyado por el trabajo experimental de Preses *et al.* (1984). Finalmente, los cálculos de Amusia *et al.* (1977), Deshmukh y Manson (1983), y O'Mahony y Greene (1985) coinciden en un valor alrededor de 4.2 Mb. En el presente trabajo hemos adoptado el valor intermedio de 2.6 Mb, el cual, como puede verse, es incierto en un factor 2. Los cálculos anteriores (ver AC) han usado el valor de Ditchburn y Marr.

Para la variación de esta sección eficaz a frecuencias mayores que la de ionización, hemos usado los resultados experimentales de Preses *et al.*, y hemos incluido las resonancias medidas. AC usaron solamente una dependencia proporcional a  $\nu^{-15}$ .

Para el umbral de ionización del nivel 2 usamos el valor de Lombardi, Smith y Parkinson (1981), que es un 20% más grande que los resultados renormalizados de Bötticher (1958, ver Lombardi *et al.*). Estos son los únicos valores experimentales disponibles, y son el doble que los cálculos teóricos (Peach 1962; Travis y Matsushima 1968; Rescigno 1985; Mendoza y Zeippen 1987b). Hemos usado la dependencia funcional dada por Mendoza y Zeippen (1987b). AC usaron el valor teórico, la mitad que el nuestro, y una dependencia con  $\nu^{-2}$ . Aún sin tener en cuenta la diferencia con los valores teóricos, el error en el valor experimental que utilizamos es de un 30 %.

No existen valores experimentales para la sección eficaz de fotoionización del

nivel 3, por lo que hemos usado los cálculos de Mendoza y Zeippen (1987b), renormalizados de forma de obtener para la resonancia del nivel  $3p^2 \ 1S$  el valor experimental dado por Bradley *et al.* (1976) y confirmado por el experimento de Bonnano, Clark y Lucatorlo (1986). Este valor es 16 veces mayor que el usado por AC.

Para los restantes niveles, aproximamos la sección eficaz por

$$\alpha_l = \alpha_{0l} 10^{-18} (\lambda/\lambda_l)^{s_l} . \quad (\text{IV} - 1)$$

Los valores de  $\alpha_{0l}$  y  $s_l$  para esos niveles fueron inferidos de Peach (1970). Para el nivel 4, el valor en el umbral que usamos es el mismo que fue usado por AC. Sin embargo, ellos adoptaron  $s = 3$ , una dependencia con la frecuencia más fuerte que nuestro valor de  $s = 2.3$ .

La tasa de ionización colisional por átomo en el nivel  $l$  está dada por

$$C_{l\kappa} = n_e \Omega_l(T) \exp(-h\nu_{\kappa l}/kT) . \quad (\text{IV} - 2)$$

Los valores de  $\Omega_l(T)$  para el nivel fundamental provienen del trabajo experimental de Okuno *et al.* (1970), y para los otros niveles fueron calculados con la fórmula aproximada dada por House (1964). Como las tasas de ionización y recombinación colisionales son mucho menos importantes que las radiativas, creemos que no es necesario usar datos más precisos.

En la Tabla 1 mostramos, para cada nivel del modelo completo, la designación, la longitud de onda umbral de ionización  $\lambda_l$ , el peso estadístico  $g_l$ , la sección eficaz de fotoionización en el umbral  $\alpha_{0l}$ , el índice  $s_l$  usado en la Ecuación (IV-1) para  $l \geq 4$ , y los valores de  $\Omega_l(T)$  en la Ecuación (IV-2) a 3000K, 5000 K y 7000 K.

#### *Transiciones entre estados ligados*

El valor del coeficiente de Einstein  $A_{ij}$  para la transición 2-1 ( $\lambda 4571 \text{ \AA}$ ) es

particularmente importante para este estudio. El valor adoptado fue tomado del trabajo experimental de Kwong, Smith y Parkinson (1982), y coincide con los resultados de las mediciones efectuadas por Mitchell (1975), y Furcinitti, Wright y Balling (1975), y con los cálculos teóricos disponibles (Gargstang 1962; Warner 1968; Laughlin y Victor 1979). Debemos señalar, sin embargo, que otros dos trabajos experimentales concuerdan en un valor que es el doble del que adoptamos (Boldt 1958; Giusfredi *et al.* 1975), y que este valor mayor es el usado por AC.

En la Tabla 2 listamos los valores para los  $A_{ij}$  restantes, junto con las referencias correspondientes.

También se muestran en la Tabla 2 los anchos medios para ensanchamiento radiativo ( $C_{rad}$ ), Van der Waals ( $C_{VdW}$ ) y Stark ( $C_{Stk}$ ). Usamos para cada línea un coeficiente de absorción con un perfil de Voigt dado por

$$\varphi_\nu = \frac{a}{\pi^{3/2} \Delta\nu_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2} dx}{a^2 + (x - (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D)^2} \quad (\text{IV} - 3)$$

donde  $\Delta\nu_D$  es el ancho Doppler y  $a$  es el parámetro de Voigt dado por

$$a = \frac{C_{rad} + C_{VdW} \left(\frac{n_{HI}}{10^{16}}\right) \left(\frac{T}{5000}\right)^{0.3} + C_{Stk} \left(\frac{n_e}{10^{17}}\right)}{\Delta\lambda_D} \quad (\text{IV} - 4)$$

$n_{HI}$  y  $n_e$  son las densidades numéricas de hidrógeno atómico y de electrones respectivamente,  $T$  es la temperatura electronica, y  $\Delta\lambda_D = (\lambda/\nu) \Delta\nu_D$  es el ancho Doppler en Å.

Los valores de  $C_{rad}$  fueron calculados siguiendo a Mihalas (1970), y los  $C_{Stk}$  fueron tomados de Griem (1974). El ensanchamiento de Van der Waals fue calculado de acuerdo con Deridder y van Rensbergen (1976), excepto para las líneas 3-1 y 2-1, para las cuales adaptamos los valores dados por Bottcher, Docken y Dalgarno (1975) para colisiones con He. Para las líneas 2-1 y 4-2 multiplicamos los valores teóricos de  $C_{VdW}$  por 5, como fue hecho por AC, para obtener una mejor coincidencia con los perfiles observados.

Las tasas de excitación colisional están dadas por

$$C_{ji} = n_e \Omega_{ji}(T) \exp(h\nu_{ij}/kT) \quad (i > j), \quad (\text{IV} - 5)$$

y están relacionados con las de desexcitación por la expresión (III-27). Los valores de  $\Omega_{ji}(T)$  se muestran en las Tablas 2 y 3. Los usados para la transición 3-1 fueron tomados de Leep y Gallagher (1976). Para la transición 2-1 hemos combinado el valor absoluto dado por Robb (1974) y la dependencia con la energía medida por Aleksakhin *et al.* (1973). Los valores usados para las transiciones 5-1, 6-1 y 9-1 se basan en los de Williams y Trajmar (1978), y para la transición 3-2 adoptamos la sección eficaz dada por Van Blerkom (1970). Para las transiciones ópticas restantes hemos usado la expresión dada por Van Regemorter (1962). A todas las demás transiciones les asignamos arbitrariamente un valor igual a un décimo del que se obtendría utilizando la fórmula de Van Regemorter para una transición permitida con la misma energía.

Por lo tanto, muchos de los coeficientes colisionales son, en el mejor de los casos, estimaciones groseras. Sin embargo, dado que los procesos colisionales afectan a la solución de las ecuaciones de equilibrio estadístico de manera indirecta, salvo en las regiones profundas de la atmósfera donde el átomo está en ETL, pensamos que los resultados presentados en el presente trabajo son más confiables de lo que indicaría la incertidumbre en los valores para las secciones eficaces colisionales. Ampliaremos este punto en §IV-3.

## IV-2 Influencia de los distintos niveles

En esta sección estudiamos la influencia de los distintos niveles en la población de los niveles 1, 2 y 4, que son aquellos involucrados en el cálculo de los perfiles de las líneas  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  y  $\lambda 5172 \text{ \AA}$ . Para ello, utilizamos el modelo cromosférico C de Vernazza, Avrett y Loeser (1981), con las modificaciones en el mínimo de

temperatura introducidas por Avrett (1985, ver también Maltby *et al.* 1986). En este trabajo utilizamos el mismo programa PANDORA (explicado en el Capítulo III) que fue utilizado en dichos trabajos.

Al calcular las poblaciones atómicas, es muy importante incluir correctamente la opacidad en las frecuencias propias de las transiciones al continuo, debida a las líneas de los diferentes átomos y moléculas, ya que ésta determina la intensidad de radiación que debe ser considerada en el cálculo de las tasas de fotoionización. En este trabajo, hemos incluido la opacidad debida a las más de  $1.7 \times 10^7$  líneas atómicas y moleculares recopiladas por Kurucz (1985). Estos efectos han sido incluidos estadísticamente, en la forma explicada en Avrett, Machado y Kurucz (1986).

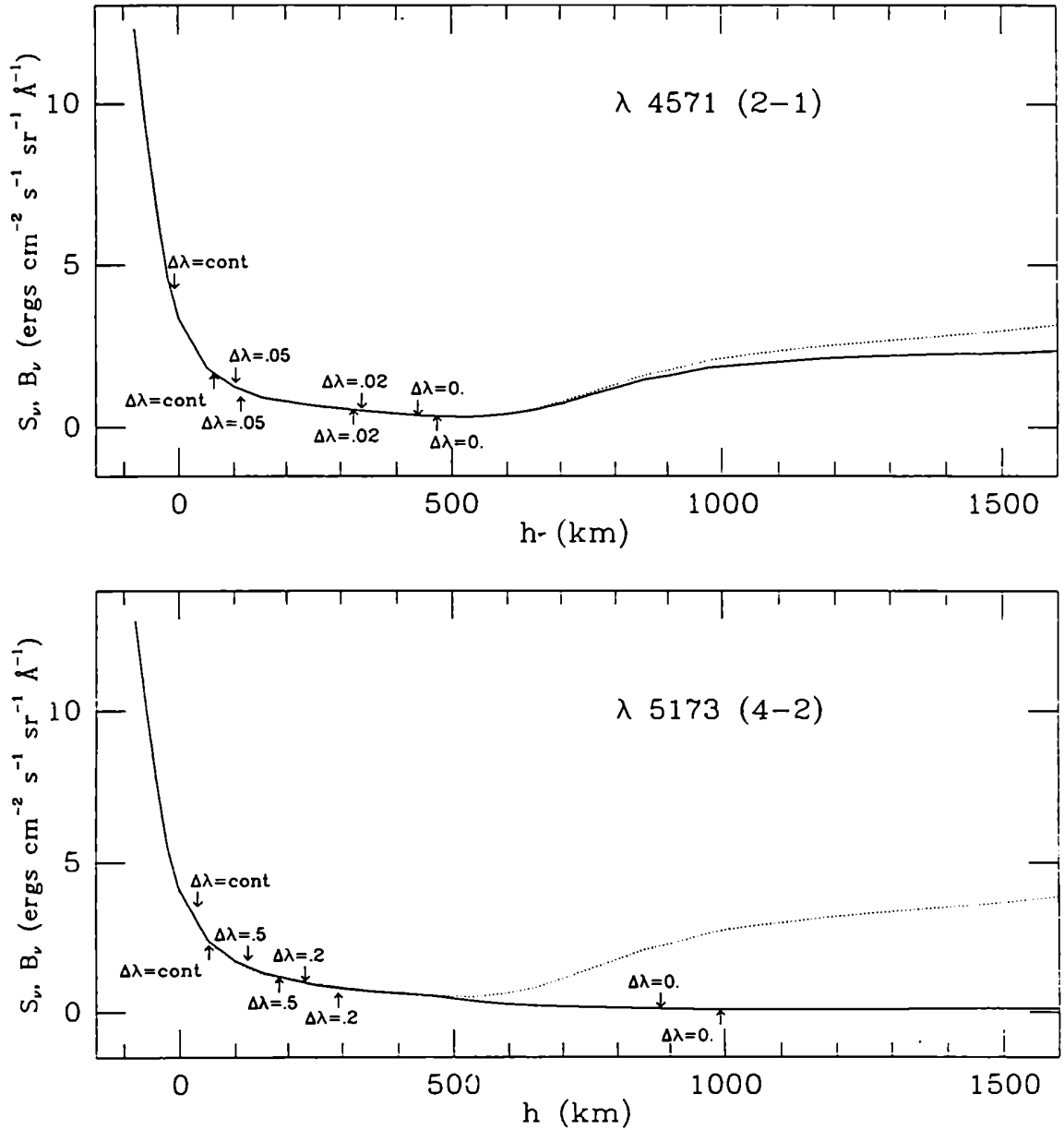
En la Figura 6 se muestran la función fuente y la función de Planck para ambas transiciones en consideración, junto con la región de formación de la radiación a distintas distancias del centro de la línea, para dos valores distintos de  $\mu$  ( $= \cos \theta$ ). Los perfiles resultantes se muestran en las Figuras 7 y 8.

En la Figura 6 se puede ver que la línea 2-1 se forma en ETL, es decir que en la región de formación de la línea la función fuente es la función de Planck, como había sido notado ya por AC. Esto se debe al hecho de que los niveles 1 y 2 están acoplados colisionalmente, y por lo tanto ambos tienen el mismo coeficiente de apartamiento de ETL  $b_l$ , definido de forma que  $n_l/n_\kappa = b_l (n_l^*/n_\kappa^*)$ .

Por lo tanto, para un modelo cromosférico dado, el perfil de esta línea está determinado por la región de formación de la misma. Usando (III-10) y (III-5), podemos expresar la profundidad óptica en el centro de la línea a la altura geométrica  $z$  como

$$\tau_0 = (h\nu/4\pi) B_{ji} (N_j - N_i g_j/g_i), \quad (\text{IV} - 6)$$

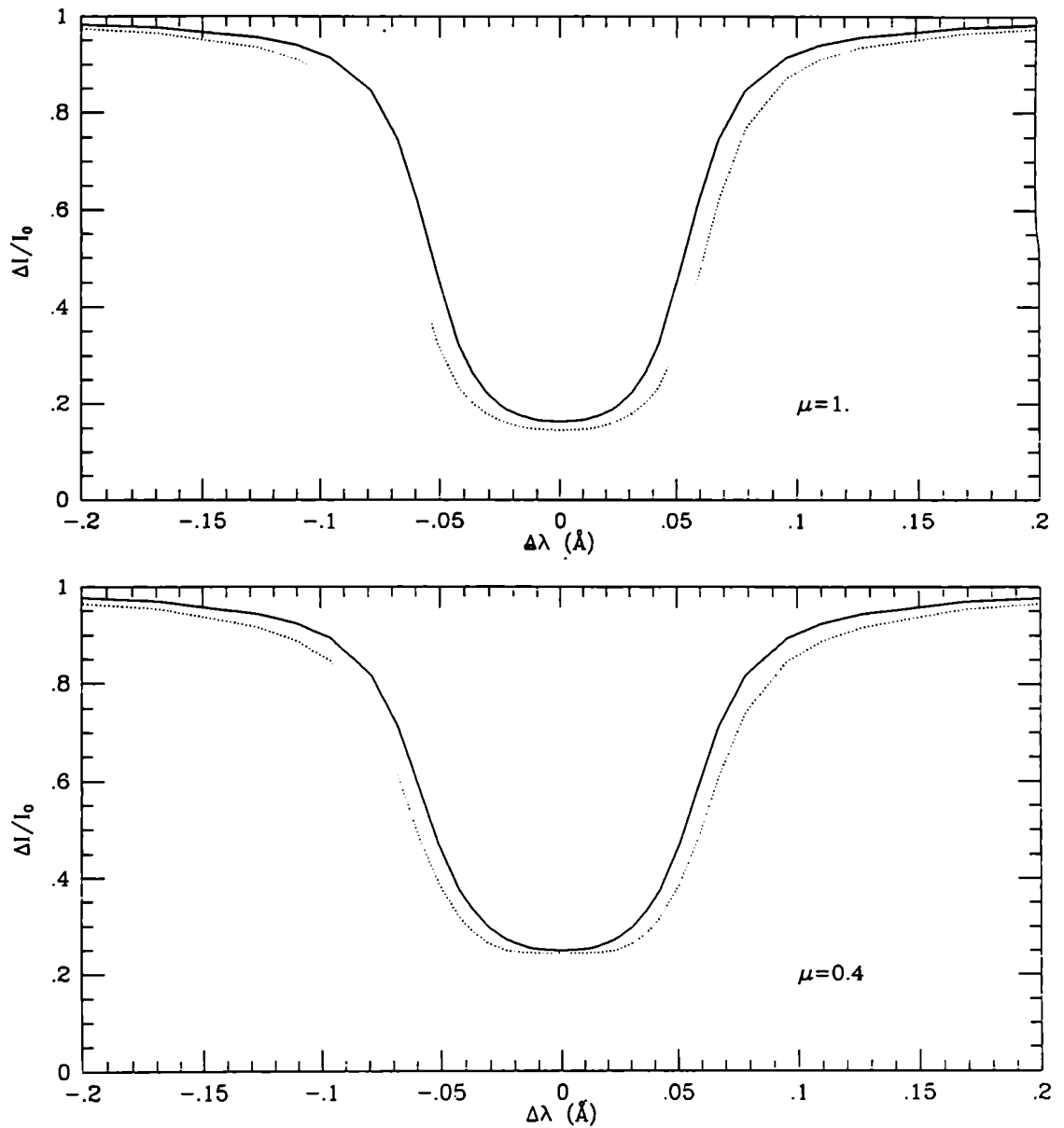
donde  $B_{ji}$  es el coeficiente de Einstein para absorción (ver el Capítulo III),  $g_j$  y  $g_i$  son los pesos estadísticos de los niveles inferior y superior respectivamente,



**Figura 6.** Función fuente ( $S_\nu$ , línea llena) y función de Planck ( $B_\nu$ , línea de puntos) para las transiciones 2-1 y 4-2. También se indican las alturas de formación de la radiación a distintos  $\Delta\lambda$  medidos desde el centro de la línea. Los valores correspondientes al centro del disco se indican por sobre la curva de  $S_\nu$ , y los correspondientes a  $\mu = 0.4$  por debajo.

y  $N_j$  ( $N_i$ ) es la columna de densidad numérica, o el número de átomos en el nivel inferior (superior) de la transición sobre un área unitaria a altura  $z$ , es decir  $N_l(z) = \int_z^\infty n_l(z') dz'$ , donde  $n_l$  es la densidad numérica de átomos en el nivel  $l$ .

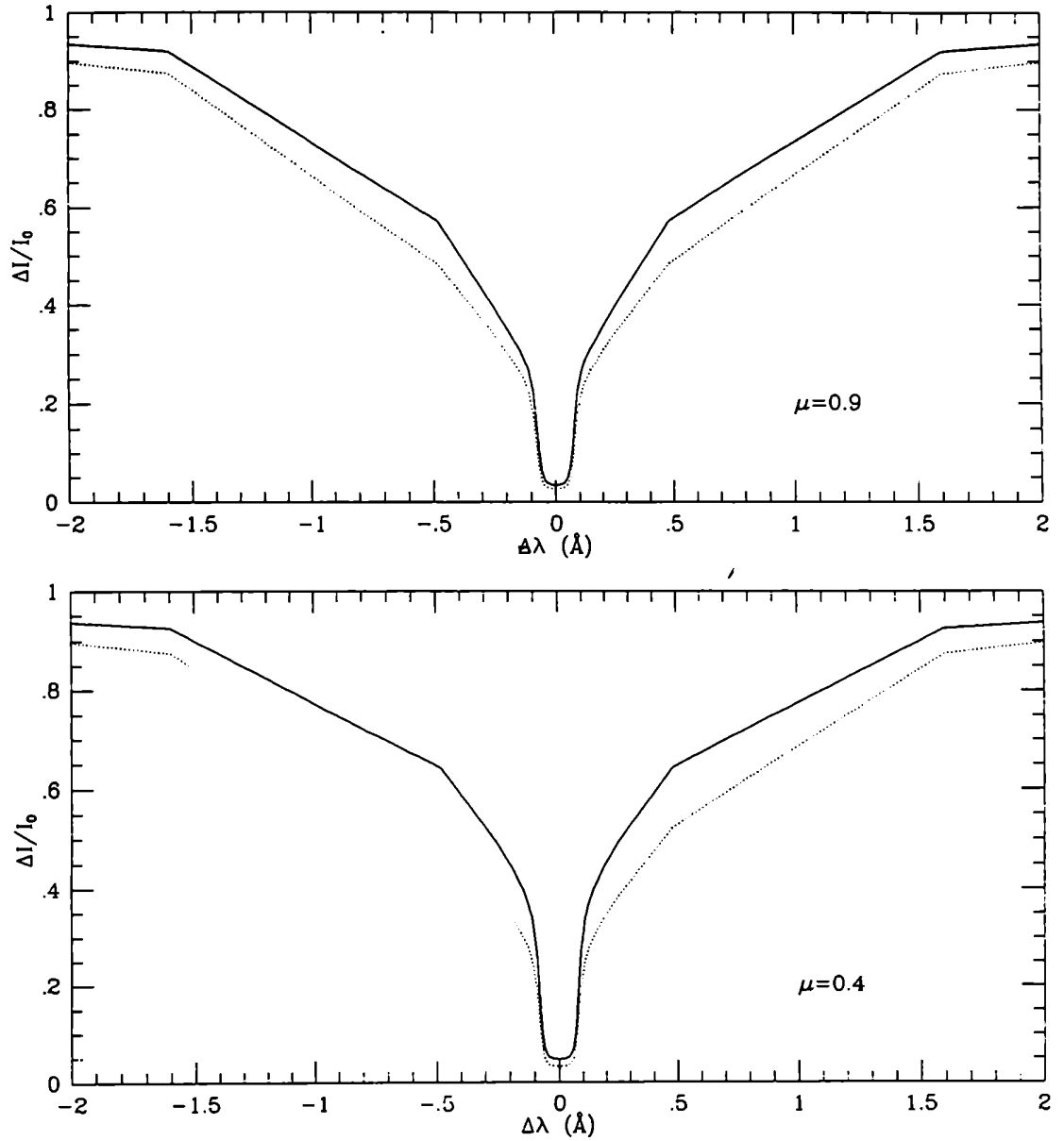




**Figura 7.** Perfiles computados de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ , para  $\mu = 1$  y  $0.4$ . Línea llena:  $A_{21} = 219 \text{ s}^{-1}$ ; línea de puntos:  $A_{21} = 450 \text{ s}^{-1}$ .

En la Ecuación (IV-6), el segundo término dentro de los paréntesis se refiere a la emisión estimulada y puede ser despreciado en el caso de las líneas que estamos considerando.

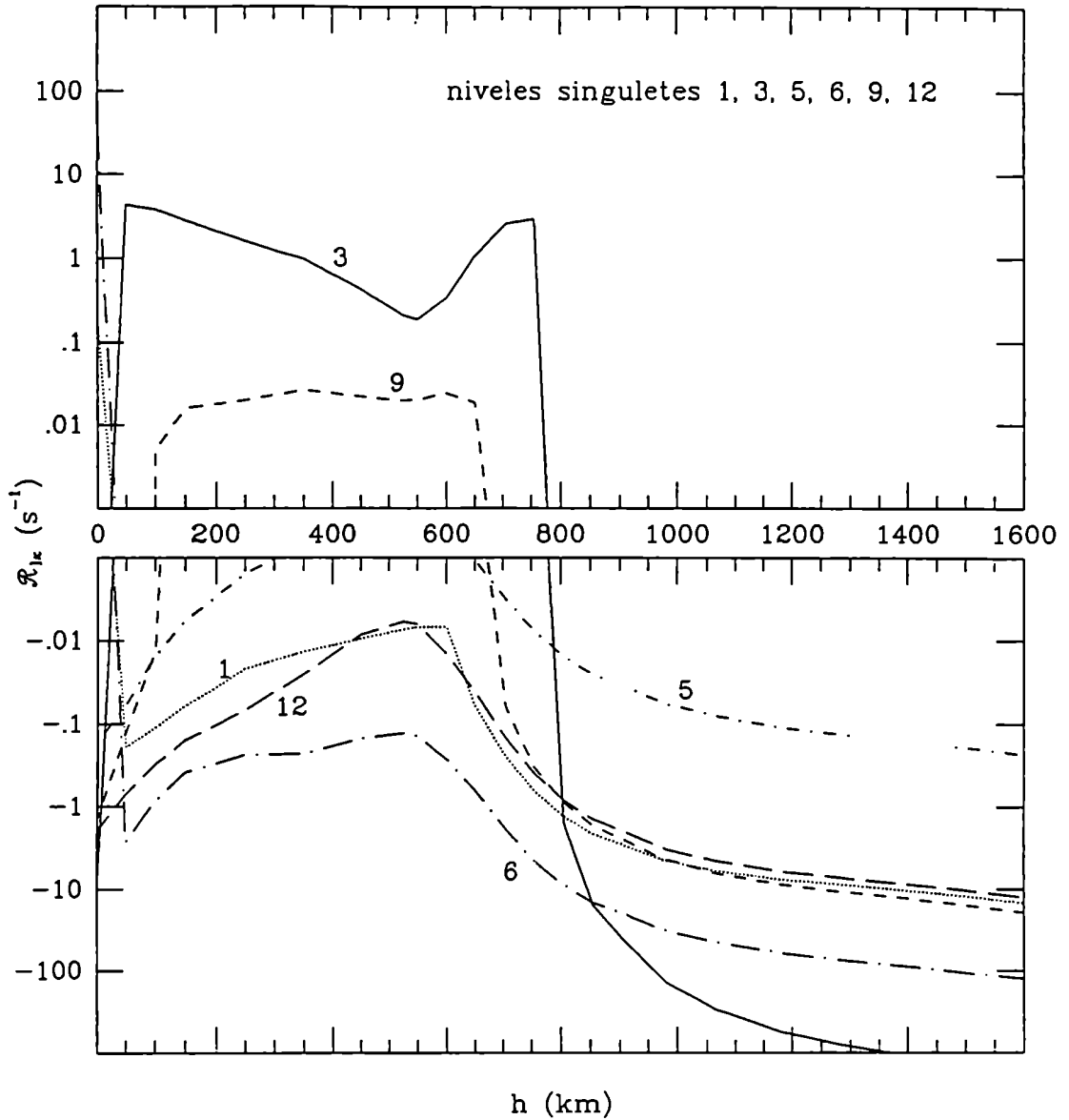
Por lo tanto, la profundidad a la cual se forma la línea depende del parámetro



**Figura 8.** Perfiles computados de la línea  $\lambda 5172 \text{ \AA}$ , para  $\mu = 0.9$  y  $0.4$ . Línea llena: modelo atómico de 12 niveles; línea de puntos: modelo atómico de 4 niveles como el usado por AC.

atómico  $B_{ji}$ , dependencia que será estudiada en la sección siguiente, y de  $N_i$ , la que a su vez depende del grado de ionización del átomo.

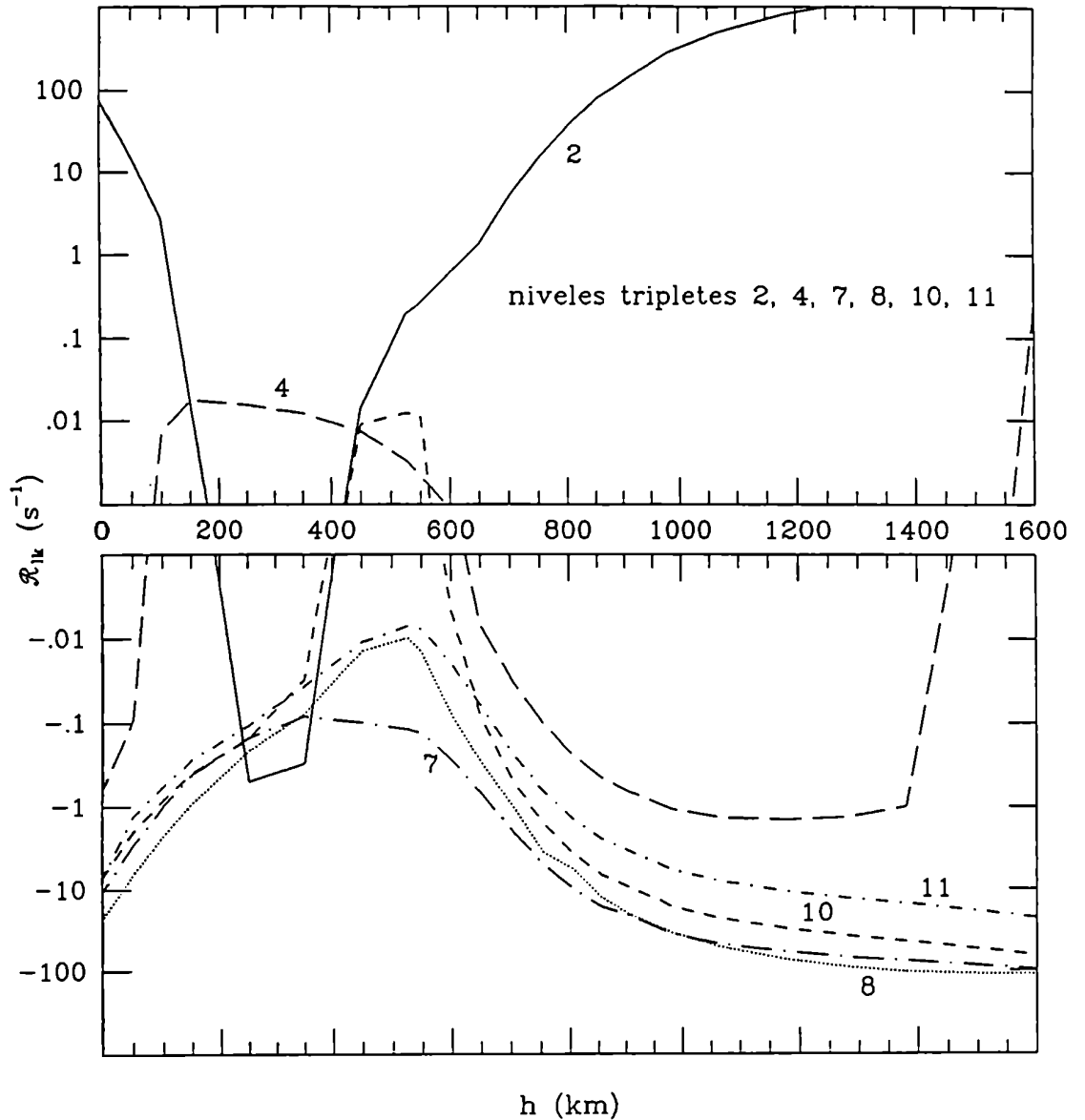
Para comparar el efecto de los distintos niveles en el grado de ionización,



**Figura 9a.** Tasa neta de fotoionización desde cada nivel singlete del modelo completo. Una tasa positiva implica ionización neta, y una tasa negativa implica recombinación neta.

en la Figura 9 graficamos  $\mathfrak{R}_{l\kappa}$ , la tasa neta de fotoionización desde el nivel  $l$ , normalizada por el factor  $b_1/n_1$  para facilitar la graficación. Es decir,  $\mathfrak{R}_{l\kappa}$  está definida por

$$\mathfrak{R}_{l\kappa} = (n_l R_{l\kappa} - n_\kappa R_{\kappa l}) b_1/n_1 \quad (\text{IV} - 7)$$



**Figura 9b.** Tasa neta de fotoionización desde cada nivel triplete del modelo completo. Una tasa positiva implica ionización neta, y una tasa negativa implica recombinación neta.

donde  $b_1$  es el coeficiente de apartamiento de ETL del nivel fundamental, y  $R_{l\kappa}$  y  $R_{\kappa l}$  son las tasas de fotoionización y fotorrecombinación definidas en (III-22) y (III-23). Las ecuaciones de equilibrio estadístico requieren que  $\sum_l \mathcal{R}_{l\kappa} = 0$ .

Para investigar cómo dependen los resultados del número de niveles, realiza-

mos un cálculo usando un modelo atómico de sólo cuatro niveles, similar al que fue usado por AC. El resultado mostró una disminución de un 10 % en las densidades numéricas de los niveles 1 y 2. Sin embargo, esta reducción fue insuficiente para afectar la región de formación de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ , por lo que el perfil de esta línea no varió.

Lo que fue fuertemente alterado fue la población del nivel 4, hecho que puede entenderse fácilmente con la ayuda de la Figura 9, donde se puede ver que la recombinación al nivel 7 es dos órdenes de magnitud mayor que al nivel 4. Como la probabilidad de decaimiento espontáneo del nivel 7 al 4 es mucho mayor que al nivel 1 (ver Tabla 2), el nivel 4 se puebla fundamentalmente a través de las recombinaciones al nivel 7, por lo que la no inclusión de este nivel en el modelo atómico provoca que la población del nivel 4 se reduzca a la mitad del valor obtenido con el modelo completo. Esto, a su vez, provoca una reducción en la función fuente de la línea 4-2 a la mitad del valor original, y una consiguiente disminución en la intensidad en el centro del perfil calculado, como se muestra en la Figura 8.

También puede verse en la Figura 9 que la inclusión en el modelo atómico de los niveles 11 y 12 no afecta el grado de ionización, dado que la recombinación a esos niveles representa a lo sumo un 10% de la recombinación a los niveles inferiores.

Por lo tanto, probamos distintos modelos atómicos, incluyendo los niveles 7, 8 y 10, además de los cuatro niveles tenidos en cuenta por AC. No incluimos el nivel 5 debido a que su tasa de recombinación es despreciable, y a que como la transición 5-2 es prohibida, es de esperar que este nivel no sea una manera efectiva de interconectar los niveles 2 y 3. Tampoco tuvimos en cuenta el nivel 6, porque la diferencia entre las poblaciones del nivel 3 calculadas con los modelos de cuatro y doce niveles es sólo de un 10%, y de cualquier manera un cambio en

las poblaciones de los niveles singuletes excitados debería ser muy grande para modificar los perfiles de los tripletes que estamos estudiando.

Encontramos que es necesario incluir los niveles 7, 8 y 10 para obtener perfiles de las líneas 2-1 y 4-2 dentro de un 5% de los obtenidos con el modelo completo. El no incluir los niveles 8 o 10 produce diferencias de hasta un 15% en la población del nivel 4, la que determina la función fuente de la línea  $b_2$ .

También encontramos que no es necesario incluir la línea 7-1, cuyo  $A_{ij}$  es muy pequeño como para afectar la población relativa de los niveles.

De esta manera obtenemos lo que puede ser considerado el “modelo óptimo”, en el sentido de que incluye todos los procesos atómicos que pueden afectar los perfiles de las líneas en cuestión, considerando al mismo tiempo el menor número de niveles y transiciones posible, por lo que puede ser resuelto con el tiempo de computación mínimo. Este modelo consiste de los niveles 1, 2, 3, 4, 7, 8, y 10 del modelo completo, y todas las transiciones entre ellos, excepto la línea 7-1. Todos los cálculos efectuados en el resto de este trabajo fueron realizados usando este modelo.

Es importante señalar, sin embargo, que este modelo puede ser inadecuado para computar los perfiles de otras transiciones, dado que no tomamos en cuenta procesos que pueden afectar las poblaciones de algunos de los otros niveles, y por lo tanto modificar la función fuente de las transiciones que involucran a éstos. Por ejemplo, hay una diferencia entre la población del nivel 3 calculada con el modelo completo y con el reducido, y no hemos estudiado la influencia que esta diferencia tiene en el perfil de la línea 3-1.

Por el otro lado, este modelo óptimo es más elaborado de lo necesario para calcular *solamente* el perfil de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ , dado que, como hemos mostrado, el modelo de cuatro niveles produce el mismo perfil para esta línea, con un tiempo de

computación considerablemente menor. El hecho de que esta línea sea tan estable frente a cambios en el modelo atómico considerado es una de las características que la hacen tan adecuada para el estudio de la estructura atmosférica.

### IV-3 Influencia de los parámetros atómicos

Dada la incertidumbre existente en gran parte de los parámetros atómicos utilizados en este trabajo, hemos estudiado la influencia que una modificación en estos parámetros tiene sobre las poblaciones calculadas o sobre los perfiles de las líneas que estamos considerando. En esta sección presentamos los resultados obtenidos.

#### *Secciones eficaces de fotoionización*

Hemos visto en §IV-1 que algunos de los valores publicados para la sección eficaz de fotoionización del nivel 1 difieren del que estamos utilizando en un factor 2. Hemos realizado un cálculo con el valor de este parámetro cambiado de 2.55 Mb a 1.2 Mb, el valor dado por Ditchburn y Marr (1953) y usado por AC. Los perfiles calculados no sufren modificaciones apreciables, y las poblaciones de los niveles ligados varían en menos de un 2%. Este hecho puede ser fácilmente entendido notando en la Figura 9 que la recombinación al nivel 1 es mucho menor que a otros niveles.

De los valores experimentales publicados se desprende que es de esperar una menor incertidumbre en las secciones eficaces de fotoionización de los niveles 2 y 3, que son los que determinan la ionización del átomo. Hemos experimentado reduciendo la sección eficaz del nivel 2 en un 15% e incrementando la del nivel 3 en un 25%, y en ambos casos el cambio en las poblaciones en la región de formación de las líneas fue menor del 2%. Sin embargo, el cambio en la sección

del nivel 3 produjo una reducción significativa en la población de Mg I en las regiones superiores de la atmósfera, lo que puede ser de interés al estudiar líneas que se forman en la alta cromósfera. Modificaciones en las secciones eficaces de los niveles 4 a 10 afectan el balance de ionización en menor medida aún que en el caso de los niveles 2 y 3.

Varios trabajos han sido escritos acerca de la importancia de la recombinación dielectrónica en el equilibrio de ionización. En particular, Nussbaumer y Storey (1986) dan los valores de distintos parámetros que permiten calcular la tasa de recombinación dielectrónica para Mg I. En este trabajo no hemos tenido en cuenta este proceso explícitamente dado que incluimos las resonancias en las secciones eficaces de los niveles 1 y 3 (vease Storey 1983), y que el nivel 2 no tiene resonancias importantes (Mendoza y Zeippen 1987b). Para estudiar la importancia de este proceso en la atmósfera solar, y dado que los trabajos anteriores no incluyeron las resonancias en las secciones eficaces, realizamos un cálculo sin incluir las resonancias, y encontramos que este cambio no afectó apreciablemente las poblaciones resultantes.

#### *Secciones eficaces para colisiones*

Como explicamos en §IV-1, las secciones eficaces para colisiones son los parámetros menos confiables en este trabajo. Más aún, se ha propuesto que las colisiones con hidrógeno pueden ser un proceso importante a tener en cuenta al resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico (Rutten 1987; Steenbock 1985), dando soluciones más cercanas a las de ETL. Ambos hechos nos han llevado a estudiar hasta qué punto la falta de una determinación precisa de las secciones colisionales afecta la confiabilidad de los resultados finales.

Primero incrementamos en un orden de magnitud todas las secciones de ionización colisional, y encontramos que el efecto combinado de estos cambios no



modificó la población de los niveles ligados en más de un 2%, dado que los procesos radiativos de ionización y recombinación son mucho más efectivos que los colisionales.

Una de las aproximaciones menos confiables realizadas es la de tomar la sección eficaz colisional para las transiciones no radiativas como un décimo del valor que se obtendría aplicando la fórmula de Van Regemorter para una transición permitida con la misma diferencia en energía. AC, por ejemplo, consideraron esta sección como un tercio de la de una transición permitida, o sea que usaron valores tres veces mayores que los nuestros (ver Altrock y Cannon 1972). Aunque nos parece que el factor 0.1 es más apropiado, hemos estudiado las consecuencias de usar el valor de AC, para lo que multiplicamos nuestros valores para las transiciones no radiativas por un factor 3 (con excepción de la transición 3-2, para la cual seguimos usando el valor de Van Blerkom). Los resultados no muestran variaciones apreciables con respecto a los cálculos anteriores.

Finalmente, hemos multiplicado el valor de *todas* las secciones eficaces colisionales por 10 y, aunque las poblaciones de los niveles ligados variaron apreciablemente y el perfil de la línea  $\lambda 5172 \text{ \AA}$  sufrió modificaciones de hasta un 50%, no hubo diferencias en el caso de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ . Este resultado recalca una vez más lo confiable que es esta línea para estudiar la estructura del mínimo de temperatura.

#### *Coefficientes de Einstein*

Los coeficientes de Einstein tienen una influencia directa sobre los perfiles computados, ya que determinan la región de formación de la línea, como puede verse en la Ecuación (IV-6), y teniendo en cuenta la relación entre los coeficientes de Einstein (III-7). En el caso de la línea  $b_2$ , sin embargo, consideramos que este coeficiente se halla bien determinado, por lo que no exploramos las consecuencias

de cambios en este parámetro.

Por el otro lado, como dijimos en §IV-1, el valor de  $A_{21}$  puede no ser tan preciso, y hemos probado usar un valor de  $450 \text{ s}^{-1}$ , como fue usado por AC. El perfil de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  resultante se muestra en la Figura 7.

### *Anchos medios*

Nuestros cálculos han mostrado que el ensanchamiento de Van der Waals es el mecanismo principal para determinar el parámetro de Voigt; el ensanchamiento Stark es sólo marginalmente importante en las alas lejanas de ambas líneas, y el ensanchamiento radiativo es insignificante. El valor del ancho medio de Van der Waals, que se conoce sólo aproximadamente, es muy importante para determinar el perfil de la línea  $b_2$  fuera del centro Doppler de la línea, pero no tiene influencia en el perfil de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  hasta  $\Delta\lambda \approx 0.05 \text{ \AA}$ . Por lo tanto, el centro de esta línea puede ser usado para estudiar la región del mínimo de temperatura aun sin una determinación precisa de los anchos medios.

### *Opacidades*

Aunque son bastante poco sensibles a cambios en los parámetros atómicos, los perfiles de las líneas dependen fuertemente de las fuentes continuas de opacidad consideradas. En nuestros cálculos hemos tenido en cuenta, además de dispersión de Rayleigh y electrónica, la absorción debida a  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{H}^{2+}$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{He II}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Na}$  and  $\text{Ca}$  además de  $\text{Mg}$ , y en todos estos casos hemos considerado las poblaciones fuera de ETL. Como notamos en §IV-2, también hemos incluido estadísticamente la contribución debida a varios millones de líneas atómicas y moleculares en la forma explicada por Avrett, Machado y Kurucz (1986).

La opacidad producida por las líneas débiles fue tenida en cuenta para el

cálculo de la intensidad de radiación a las frecuencias de ionización de los distintos niveles, pero no fue incluida en el cálculo de la opacidad en las líneas en cuestión. Por lo tanto, nos fue necesario incrementar la opacidad calculada en un 30% a 4571 Å, y en un 50% a 5172 Å, para obtener los valores de intensidad de 3.9 y 3.2 ergs cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Å<sup>-1</sup>, respectivamente, en los continuos de referencia cerca de las líneas (ver Labs y Neckel 1967, o Vernazza, Avrett y Loeser 1976). En el caso de la línea λ5172 Å el valor de este continuo de referencia aparentemente incluye un efecto de las alas de las líneas *b*. Aunque este incremento en la opacidad no afecta la intensidad en el centro de la línea, modifica las intensidades residuales graficadas en este trabajo.

Para estudiar la importancia que la opacidad debida a las líneas débiles tiene para el cálculo de la ionización, repetimos los cálculos usando en el continuo de ionización de los niveles 1 y 2 la opacidad dada por la función de distribución usada en Vernazza, Avrett y Loeser (1976). Este cambio produjo un incremento en las tasas de ionización y una disminución en las de recombinación, lo que provocó una disminución de alrededor del 20% en la ionización total en la región de interés. Este cambio, sin embargo, no tuvo influencia en los perfiles, que no se modificaron en más del 2%.

#### IV-4 Observaciones

White *et al.* (1972) han presentado observaciones de la línea λ4571 Å para el sol quieto a distintos valores de  $\mu$ . Se refiere al lector a dicho trabajo para más información sobre los procedimientos de observación y reducción de los datos.

Como dijimos anteriormente, los únicos perfiles publicados de la línea *b*<sub>2</sub> son los que aparecieron en el Atlas de Brault y Testerman (1972). En el presente trabajo utilizamos observaciones realizadas en 1981 y 1982 con el Espectrógrafo

Universal del Sacramento Peak Observatory (Neidig 1987), con  $\mu = 0.9$  y  $0.4$ , correspondientes a las observaciones de fulguraciones que utilizaremos más adelante (ver el Capítulo V para más detalles sobre las observaciones y el método de reducción de los datos). Para la comparación con nuestros cálculos para sol quieto, usamos los perfiles medidos en el área fuera de la fulguración.

Como veremos en el Capítulo V, estas observaciones tienen una resolución espectral de  $0.1 \text{ \AA}$  y una espacial de 2 segundos de arco. Sin embargo, como no estamos interesados en observaciones de alta resolución espacial, hemos tomado un promedio de cinco barridos, de modo de reducir el ruido debido a inhomogeneidades en la película y de evitar variaciones debidas a la estructura fina del sol. Debe notarse que las observaciones para esta línea, que fueron realizadas para estudiar la fulguración, son de menor calidad que las presentadas por White *et al.* para la  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ .

En las Figuras 10 y 11 se muestran los perfiles observados y calculados para ambas líneas en el centro del disco y en el limbo. Como puede verse, la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  es demasiado intensa en el centro y el perfil computado a  $\mu = 0.4$  es algo más angosto que el observado, aun teniendo en cuenta la asimetría de las observaciones.

Como mostramos en la Figura 6, el centro de la línea 2-1 se forma un poco por debajo del mínimo de temperatura. Por lo tanto, una manera de reconciliar la intensidad central calculada con las observaciones sería aumentar el valor del coeficiente de Einstein  $B_{12}$  en la ecuación (IV-6), de modo que la línea se forme a una altura un poco mayor en la atmósfera, y por lo tanto a una temperatura menor.

Como dijimos en §IV-1, valores para  $A_{21}$  mayores que el que estamos usando han sido medidos por Boldt (1958) y Giusfredi *et al.* (1975), por lo que hemos calculado el perfil de esta línea usando el valor de  $A_{21} = 450 \text{ s}^{-1}$  dado por dichos

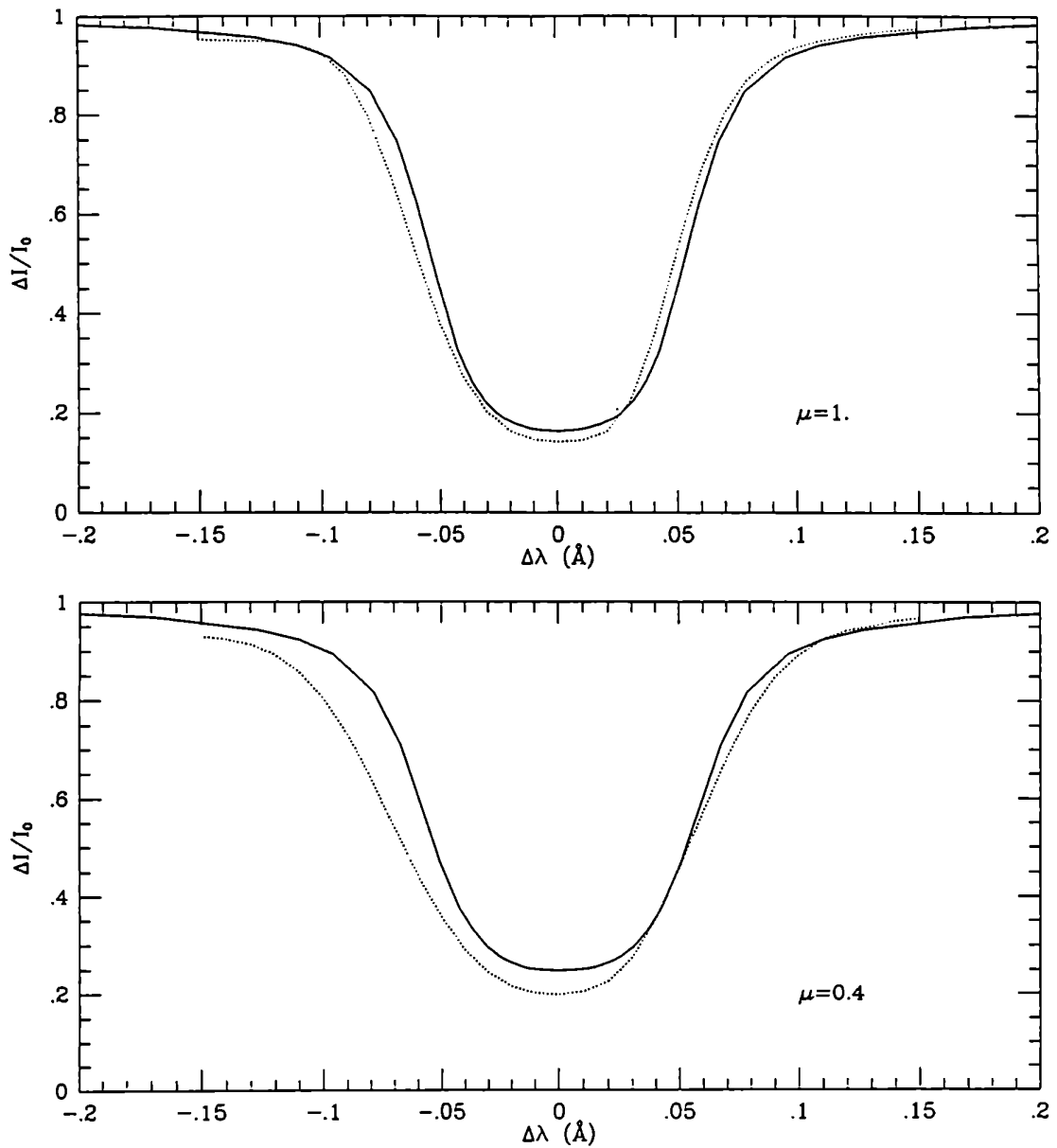


Figura 10. Perfiles observados (línea de puntos) y computados (línea llena) de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ .

autores. El perfil resultante, que aparece en la Figura 7, tiene una intensidad menor en el centro de la línea, en mejor concordancia con las observaciones. Por otra parte, el perfil calculado con el valor mayor de  $A_{21}$  es más ancho, aunque no lo suficiente para resolver la discrepancia a  $\mu = 0.4$ , siendo ahora más ancho que

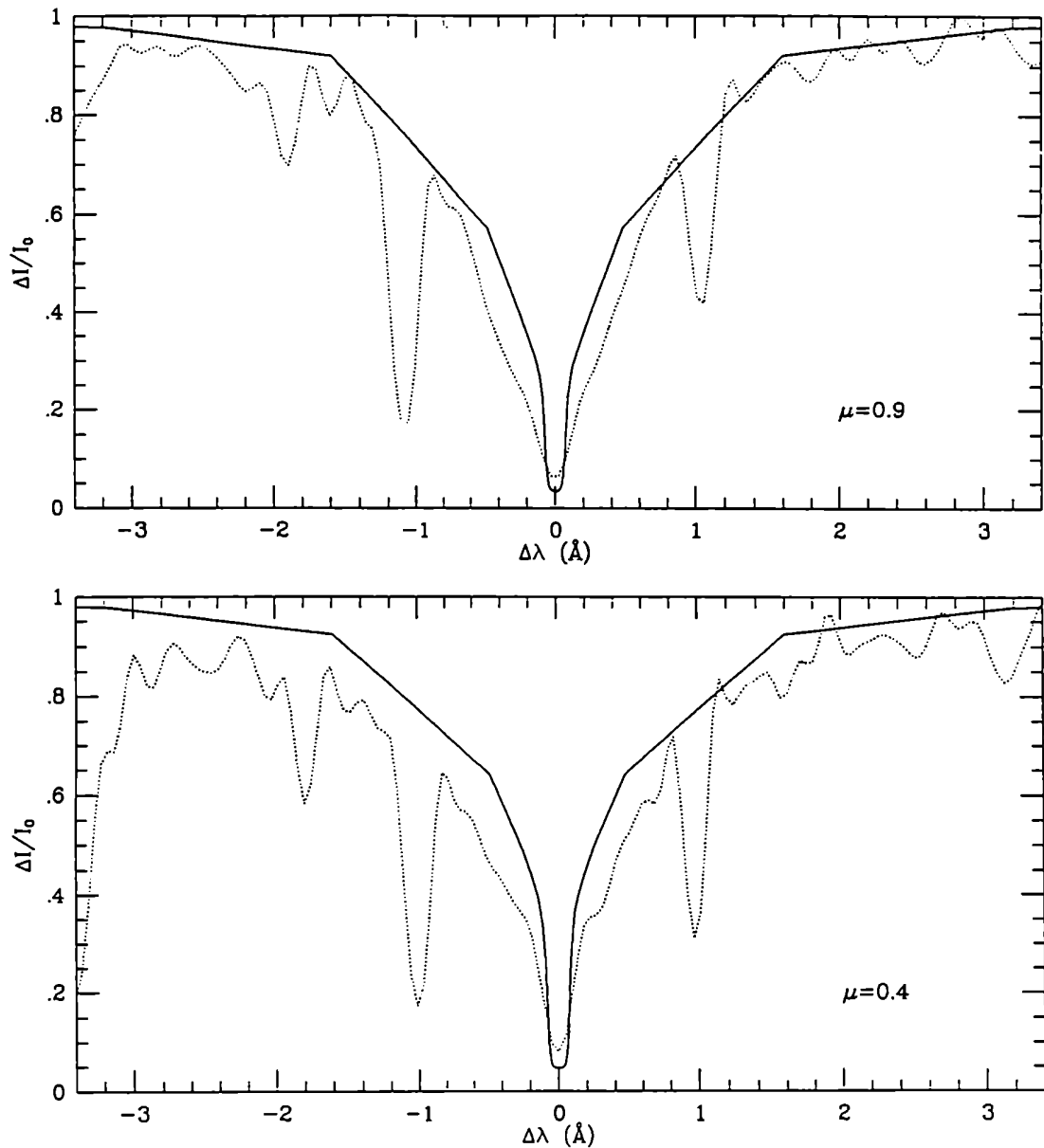


Figura 11. Perfiles observados (línea de puntos) y computados (línea llena) de la línea  $\lambda 5172 \text{ \AA}$ .

las observaciones a  $\mu = 1$ . Por otra parte, Lites *et al.* calcularon perfiles para esta línea en manchas solares, y obtuvieron una emisión central que no concuerda con las observaciones. Esto puede deberse al hecho de que ellos usaron  $A_{21} = 450 \text{ s}^{-1}$ , lo que hace que el centro de la línea se forme por encima del mínimo de tempe-

ratura. El uso del valor menor que adoptamos en este trabajo debería reducir o eliminar esta emisión central en los perfiles computados para manchas solares.

Más aún, como hemos dicho en §IV-1, los trabajos más recientes dan el valor de  $A_{21} = 219 \text{ s}^{-1}$  que hemos adoptado como más probable que el de  $450 \text{ s}^{-1}$ . Por lo tanto, consideramos que la diferencia entre los perfiles calculados y observados es real, y que las observaciones en esta línea proveen cierta evidencia en apoyo de la necesidad de introducir modificaciones en la estructura del mínimo de temperatura. Otra evidencia en favor de dichos cambios puede encontrarse en observaciones en el infrarrojo lejano (Rast, Kneubül y Müller 1978; Degiacomi 1984; Degiacomi, Kneubül y Huguenin 1985), que se presentan, junto con los valores computados con el modelo que estamos usando, en el trabajo de Avrett (1985, Figura 22).

Por el otro lado, los perfiles calculados de la línea  $b_2$  son más profundos y angostos que los observados. En este caso, el ancho medio Van der Waals, que como dijimos determina el ensanchamiento de esta línea, no se conoce con exactitud. Como hemos mencionado anteriormente, hemos multiplicado el valor teórico de  $C_{VDW}$  para esta línea por 5, como fue hecho por AC, para lograr una mejor coincidencia con las observaciones en las alas lejanas.

Con respecto a la intensidad en el centro de la línea, es importante destacar que el valor usado para el coeficiente de excitación colisional de esta transición es el calculado con la fórmula de Van Regemorter (ver §IV-1), lo que puede ser una subestimación del valor real. Un aumento de este valor provocaría un aumento en la función fuente para esta línea, y por lo tanto una mayor intensidad central. Por otra parte, estamos despreciando el efecto producido por las colisiones con hidrógeno neutro, lo que también implicaría una función fuente mayor que la calculada. Debido a estas consideraciones, pensamos que es prematuro deducir cambios en la estructura atmosférica de la comparación de los perfiles observados

y calculados para esta línea.



## CAPÍTULO V

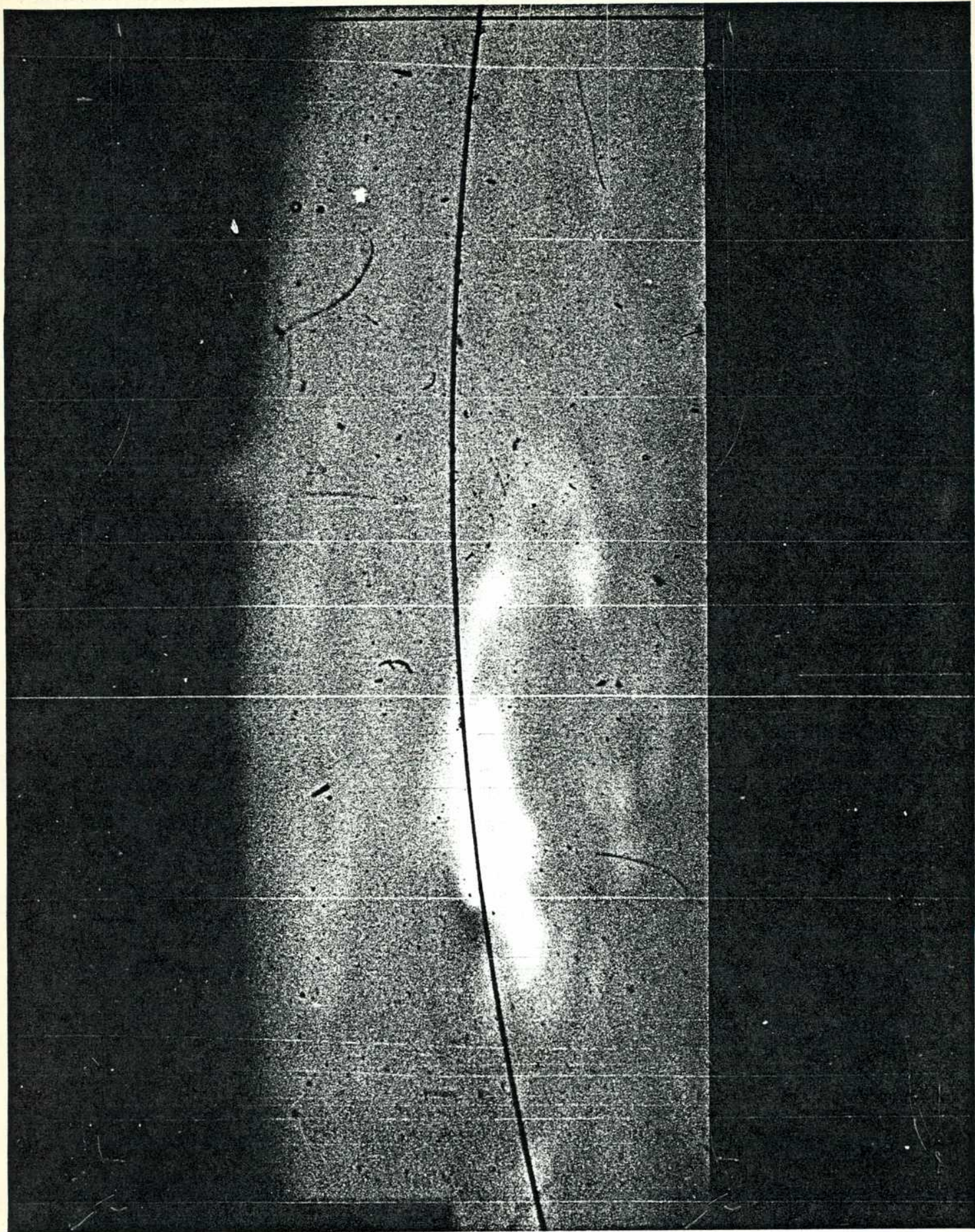
### LAS OBSERVACIONES UTILIZADAS

#### V-1 La Fulguración

En este trabajo utilizamos observaciones de la fulguración del 15 de junio de 1982, tomadas con el Espectrógrafo Universal del Sacramento Peak Observatory, ubicado en Sunspot, New Mexico. La Figura 12 muestra una fotografía en  $H_{\alpha}$  de la fulguración que, como puede verse, ocurrió cerca del borde del disco solar. El tamaño de la imagen en la dirección horizontal es de 8 min 20 seg de arco, o de  $3.65 \times 10^5$  km. La línea curva que atraviesa la fotografía es la ranura del espectrógrafo, y la que se observa a la derecha de la imagen es una línea de referencia para facilitar la comparación entre distintas observaciones.

La fulguración ocurrió en la región activa SPO 6649, ubicada a  $22^{\circ}$  de latitud sur y  $66^{\circ}$  de longitud este, o sea con un ángulo heliocéntrico de casi  $68^{\circ}$  ( $\mu = 0.38$ ). Fue observada en  $H_{\alpha}$  por el Observatorio de Holloman, New Mexico, desde las 15:09 UT hasta las 15:58 UT, con un máximo a las 15:12 UT. Aparece listada en el Solar Geoph. Data (455, 22) con una importancia 2B, y con un área de  $343 \times 10^{-6}$  del disco solar, lo que equivale a  $5.2 \times 10^8$  km<sup>2</sup>. En dicha publicación se menciona el hecho de que la mayor parte de la umbra (ver §I-1) de la mancha solar adyacente está cubierta por la fulguración, lo que puede apreciarse en la Figura 12.

**Figura 12.** (Página siguiente) Fotografía en  $H_{\alpha}$  de la fulguración del 15 de junio de 1982.



Simultáneamente con la fulguración en  $H_{\alpha}$  se observó un estallido en radio, que fue reportado por los observatorios de Ottawa, Atenas, Berna y Sagamore Hill. En cada observatorio la frecuencia de observación fue distinta, pero en todos los casos el máximo de intensidad fue medido entre las 15:12 y las 15:13 UT, coincidiendo notablemente con el máximo en  $H_{\alpha}$  reportado por el Observatorio de Holloman. Por ejemplo, la intensidad reportada en el máximo del estallido, a 8.4 GHz, fue de  $2.36 \times 10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ Hz}$ .

Las observaciones de las que disponemos consisten en una serie de espectrogramas que cubren un amplio rango espectral en un ciclo de exposiciones en tres órdenes de difracción. Dichos espectrogramas fueron registrados en película fotográfica de 35 mm por el operador de turno del telescopio, y nos fueron gentilmente cedidos por el Dr. D. Neidig. El tercer orden de difracción abarca el rango entre 3350 y 4550 Å, el segundo entre 4400 y 5920 Å, y el primero entre 5850 y 9100 Å. La resolución espectral  $\Delta\lambda$  de las observaciones, determinada por el ancho de la ranura de entrada al instrumento (45  $\mu\text{m}$ ), es de 0.07, 0.10, y 0.24 Å, y la dispersión es de 5.3, 2.3, y 1.6 Å/mm en el tercer, segundo y primer orden, respectivamente.

Dichas observaciones fueron llevadas a cabo en tres ciclos entre las 15:15 y las 15:19 UT pero, desafortunadamente, la posición de la ranura del instrumento respecto de la fulguración varió durante las observaciones, lo que imposibilita el estudio de la evolución temporal de la fulguración. En este trabajo utilizamos el tercer ciclo de exposiciones tomado a las 15:19:02, 15:19:07 y 15:19:13 UT en el segundo, tercer y primer orden respectivamente. Estas exposiciones fueron elegidas debido a que a las 15:19:07 se registra la mayor intensidad observada en  $H_{\alpha}$ . Sin embargo, cabe consignar que no existen grandes variaciones en la intensidad entre distintas exposiciones.

Debe notarse que las observaciones fueron realizadas durante la fase de de-

caimiento de la fulguración, comenzando 3 minutos después del máximo reportado en  $H_{\alpha}$ . El hecho que la máxima intensidad en  $H_{\alpha}$  en las observaciones que estamos utilizando ocurra a las 15:19:07 puede deberse no a una variación temporal en la fulguración, sino a distintas posiciones de la ranura, la que no necesariamente fue ubicada sobre la región más brillante de la fulguración.

En la Figura 13 puede verse una sección de un espectrograma en primer orden. La dirección horizontal, paralela a la película, es la de la dispersión, y la vertical corresponde a distintas posiciones en el sol, a lo largo de la ranura del espectrógrafo. Esta figura puede compararse con la fotografía en  $H_{\alpha}$  (Figura 12), tomada a las 15:19:11. La línea oscura horizontal es la línea de referencia que se observa en el extremo inferior de la Figura 12. Como puede verse, debido a que las observaciones fueron realizadas cerca del borde del sol, la ranura del espectrógrafo es curva, de forma de que las observaciones correspondan siempre al mismo ángulo heliocéntrico. La línea más intensa en absorción es  $H_{\alpha}$  (6562 Å) y las dos líneas que pueden verse en el extremo izquierdo del espectro corresponden a las líneas D del sodio (5890 y 5896 Å). A simple vista puede observarse en la parte superior de la imagen la mancha solar, que aparece como una región más oscura en  $H_{\alpha}$ , y la fulguración, que se ve en  $H_{\alpha}$  en emisión. Volveremos sobre este aspecto de las observaciones en el Capítulo VI.

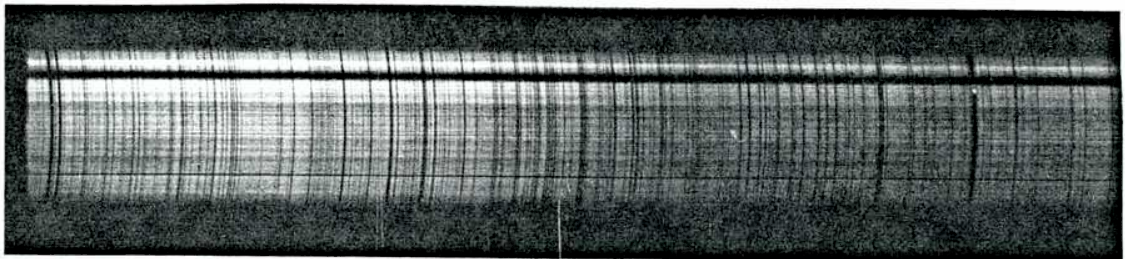


Figura 13. Sección de un espectrograma en primer orden.

## V-2 El Procesamiento de los datos

La primera etapa del procesamiento de los datos consistió en la digitalización del registro espectrográfico, que fue llevada a cabo utilizando el microdensitómetro digital del Goddard Space Flight Center de la NASA. Dicho instrumento mide la densidad de la película fotográfica por medio de un haz de luz cuya intensidad es registrada por una célula fotoeléctrica después de atravesar la película. El haz de luz barre automáticamente la película en la dirección de la dispersión (la dirección horizontal en la Figura 13), y una computadora acoplada al microdensitómetro registra en una cinta magnética el valor de la densidad para cada punto.

De esta manera obtuvimos un archivo donde cada registro representa un barrido de la película en la dirección de la dispersión, en una posición distinta en el sol, y consiste en una serie de valores de la densidad de la película correspondientes a distintas longitudes de onda. En este trabajo, los barridos fueron realizados con una ranura de  $20\mu\text{m}$  en la dirección de la dispersión y  $100\mu\text{m}$  en la dirección perpendicular. La primera dimensión, que determina la frecuencia de muestreo de la señal, fue elegida de forma de que dicha frecuencia sea mayor que dos veces la frecuencia de corte de las observaciones, determinada por la resolución espectral fijada por el ancho de la ranura del espectrógrafo. Esto fue hecho para evitar, durante el procesamiento posterior de los datos, la superposición de las distintas réplicas de la transformada de Fourier de la señal muestreada, de acuerdo con el teorema de muestreo (ver Brault y White 1971). El tamaño de la ranura en la dirección perpendicular a la dispersión determina la resolución espacial, que es de 2 segundos de arco ( $= 1460 \text{ km}$ ).

Debido a limitaciones en la disponibilidad del microdensitómetro, no nos fue posible digitalizar todo el espectrograma. Por lo tanto, sólo pudimos efectuar los barridos en una región del sol quieto y otra de la fulguración. La parte correspondiente al sol quieto consiste en 40 barridos (80 segundos de arco) alrededor de la

línea de referencia que puede observarse en las Figuras 12 y 13, y fue utilizada para la calibración absoluta de las observaciones, como se explica más adelante. Las observaciones de la fulguración consisten en 80 barridos, y cubren la mayor parte de la región activa. La separación entre ambas regiones es de 120 segundos de arco, equivalentes a 60 barridos.

En la Figura 14 mostramos un barrido para sol quieto correspondiente a la sección de espectrograma que se muestra en la Figura 13. La escala vertical corresponde a la densidad en unidades arbitrarias, mientras que la escala horizontal representa la longitud de onda con un paso determinado por la separación entre las distintas mediciones ( $20 \mu\text{m}$ ) y la dispersión del orden en consideración. En este caso, cada unidad corresponde a  $0.106 \text{ \AA}$ .

Idealmente, la densidad  $\sigma$  de la película es proporcional al logaritmo de la

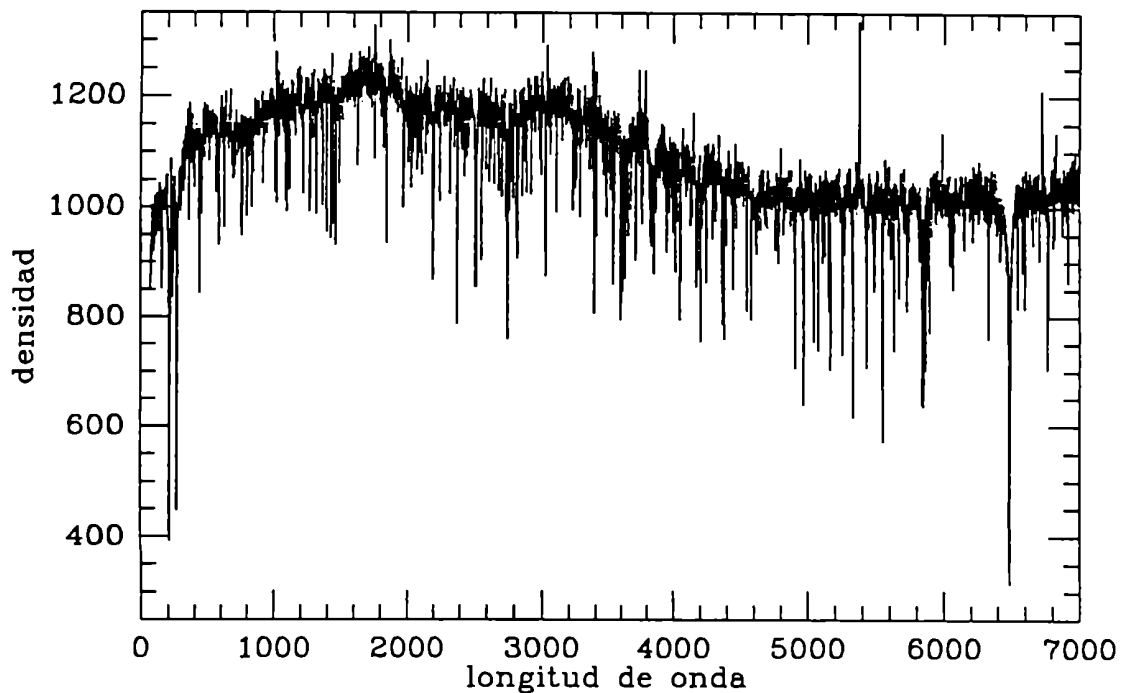


Figura 14. Resultado de un barrido con el microdensitómetro de la sección de espectrograma de la Figura 13.

exposición  $E$ , pero en la práctica tenemos que

$$\sigma = \alpha + \beta \log(E) , \quad (V - 1)$$

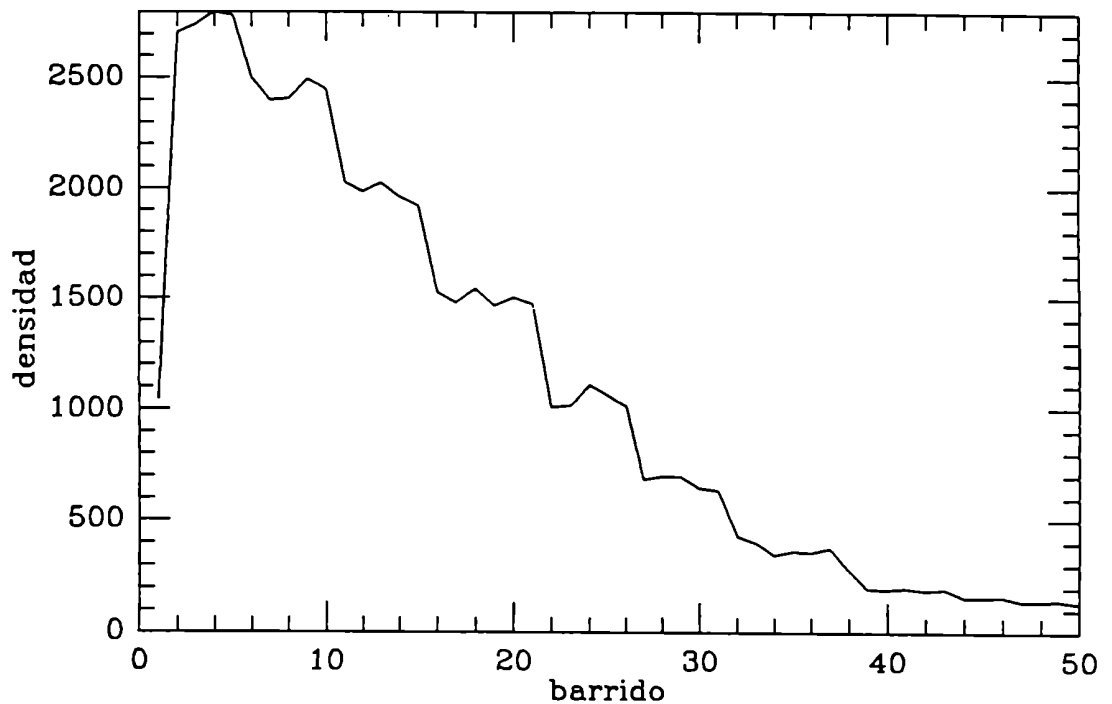
donde las constantes  $\alpha$  y  $\beta$ , en general, pueden depender no sólo de la longitud de onda, sino también de la intensidad. En (V-1) la exposición está determinada por

$$E = I \times t \times T , \quad (V - 2)$$

donde  $I$  es la intensidad con que la película es iluminada,  $t$  es el tiempo de exposición, y  $T$  es la transmitancia del sistema. En el caso de las observaciones en consideración, el tiempo de exposición utilizado fue de 0.1, 0.02 y 0.2 seg para el primer, segundo y tercer orden respectivamente, y la transmitancia se considera igual a 1.

Para calibrar las observaciones medimos con el mismo microdensitómetro y con la misma apertura de ranura un espectro de referencia tomado en el sol quieto al mismo tiempo que las observaciones y en la misma película. Dicho espectro fue obtenido a través de un prisma cuya transmitancia varía con la posición en forma escalonada, tomando diez valores conocidos. Dichos valores de la transmitancia, que dependen de la longitud de onda, se listan en la Tabla 4. De esta manera, si se mide la densidad a una longitud de onda dada en función de la posición perpendicular a la dispersión en la película, se obtiene un gráfico similar al que se muestra en la Figura 15.

Promediando sobre los distintos puntos correspondientes al mismo valor de la transmitancia, obtuvimos una tabla de valores de la densidad en función de la transmitancia, o lo que es lo mismo, en función de la exposición en unidades arbitrarias. Esta curva de calibración fue obtenida para 5 longitudes de onda en cada orden de difracción. Interpolando las observaciones en la curva correspondiente, obtuvimos para cada valor de la densidad el valor de la exposición en una escala arbitraria, y usando la ecuación (V-2) dedujimos el valor de la intensidad, también en unidades arbitrarias.



**Figura 15.** Barrido con el microdensitómetro del espectro de referencia en la dirección perpendicular a la de dispersión.

Para el modelado de la atmósfera durante la fulguración utilizamos las líneas de Balmer y las de Mg I, y una serie de observaciones en distintas longitudes de onda llamadas “ventanas” del continuo. En este último caso se trata de longitudes de onda para las cuales la opacidad es casi exclusivamente debida a absorción en el continuo, es decir donde la influencia de las líneas de absorción es mínima, por lo que la radiación a esas longitudes de onda se forma en las capas más profundas de la atmósfera.

En este trabajo usamos para la calibración absoluta de nuestras observaciones los valores de la intensidad en las ventanas del continuo publicados por Labs y Neckel (1967), correspondientes a observaciones del sol quieto en el centro del disco solar. Previamente debimos corregir dichos valores de acuerdo con Allen (1973), para tener en cuenta el oscurecimiento hacia el borde (“limb darkening”). Este oscurecimiento se debe a que la radiación de una longitud de onda dada se



forma cada vez más afuera en la atmósfera a medida que nos alejamos del centro del disco, debido a que la radiación formada a una dada profundidad debe recorrer, antes de emerger de la atmósfera, un camino óptico mayor cuanto mayor sea el ángulo heliocéntrico a la que es emitida (ver la Ecuación III-14). Dado que en la región de formación de la radiación continua la temperatura disminuye hacia afuera, esto resulta en que la intensidad observada es menor (más oscura) cuanto mayor sea el ángulo de observación.

La intensidad en las ventanas del continuo así corregida fue utilizada para la calibración absoluta de los datos, que fue obtenida de la siguiente manera: en el caso de las observaciones en las ventanas del continuo, la calibración relativa obtenida interpolando en la curva de calibración fue multiplicada por un factor de escala, distinto para cada longitud de onda, calculado de modo que nuestras observaciones para el sol quieto coincidan con los valores de Labs y Neckel previamente corregidos. En el caso de las líneas espectrales, la calibración absoluta fue realizada de forma de hacer coincidir el perfil observado para el sol quieto con el computado para el modelo C de Vernazza, Avrett y Loeser (1981), con el mismo ángulo heliocéntrico.

### V-3 Filtrado de los datos

Posteriormente a la calibración, los datos fueron filtrados y la señal fue deconvolucionada con la función que describe la respuesta del espectrógrafo, para lo que seguimos el método detallado a continuación (Brault y White 1971), basado en la utilización de la Transformada Rápida de Fourier.

El primer paso consistió en la selección de un intervalo de longitudes de onda centrado en la longitud de onda de interés, ya sea la de una ventana del continuo o la de una línea espectral. La longitud de este intervalo fue fijada en 1250 puntos,

de forma de cubrir ampliamente la sección del espectro de interés sin provocar problemas de borde en la transformada de Fourier, y al mismo tiempo ser lo suficientemente reducida como para ser manejable numéricamente (cada barrido consta de 10411 puntos). Por otra parte, el algoritmo utilizado para calcular la transformada de Fourier es más eficiente si la longitud del vector a transformar es un número par que puede descomponerse en factores primos chicos.

Para reducir los problemas causados por las discontinuidades en los extremos del intervalo, y otros efectos de baja frecuencia como los derivados de una variación lenta en la intensidad del continuo, hemos restado de la señal en cada punto una función base. Dicha función fue determinada tomando los promedios de los primeros y últimos treinta puntos de cada intervalo, y trazando la línea recta que los une.

A continuación, y para reducir aún más el pico de baja frecuencia causado por las discontinuidades en los extremos del intervalo, multiplicamos la señal por una función que se anula en el primer y último punto del intervalo, y varía suavemente hasta tomar el valor 1 entre los puntos 20 y 1230. Es decir, multiplicamos los primeros veinte puntos por la función

$$f(N) = \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \left( \frac{\pi(N-1)}{19} \right) \right) \quad (\text{V} - 3)$$

y los últimos veinte puntos por una función similar.

A continuación aplicamos a las mediciones la Transformada Rápida de Fourier y filtramos el espectro resultante, para lo que utilizamos la aproximación al filtro ideal descrita por Brault y White (1971). Es decir, utilizamos un filtro  $F(\omega)$  dado por

$$F(\omega) = \frac{P_s(\omega)}{P_s(\omega) + P_n(\omega)} \quad (\text{V} - 4)$$

donde  $P_s(\omega)$  y  $P_n(\omega)$  son modelos adoptados para el espectro de potencias de la señal y el ruido respectivamente. En este trabajo supusimos que la señal está

dada por una onda cuadrada de ancho igual a la ranura del espectrógrafo (que es igual a 2 en unidades de la ranura del microdensitómetro) convolucionada con la respuesta gaussiana del telescopio, y que el ruido es blanco, es decir que su espectro de potencias es constante, con una relación señal-ruido  $S$ . O sea

$$\frac{P_s(\omega)}{P_n(\omega)} = S \left( \frac{\text{sen}\left(\frac{2\pi n}{1250}\right)}{\frac{2\pi n}{1250}} \right)^2 e^{-(n/\sigma)^2} \quad (\text{V} - 5)$$

Para el cálculo del filtro hemos adoptado una relación señal-ruido igual a 1000, y una dispersión  $\sigma$  para la gaussiana de 100. Ambos parámetros fueron adoptados por prueba y error, comparando visualmente con el espectro de potencias de la señal.

Posteriormente, procedimos a deconvolucionar los datos con la función de respuesta del espectrógrafo, es decir con una onda cuadrada de ancho 2. Para ello, simplemente dividimos la transformada de Fourier de la señal por la de la onda cuadrada. Finalmente antitransformamos para obtener la señal filtrada y deconvolucionada que compararemos con el resultado de los cálculos en el Capítulo VII.

## CAPÍTULO VI

### LOS MODELOS OBTENIDOS

#### VI-1 Morfología de la fulguración

Al observar las Figuras 12 y 13 puede verse que la fulguración, lejos de ser un fenómeno homogéneo, varía fuertemente entre distintas partes de la región activa. Para estudiar la dependencia de esta variación con la altura e identificar los núcleos de emisión en luz blanca a ser modelados, hemos graficado la intensidad a distintas longitudes de onda en función de la posición a lo largo de la ranura. Las longitudes de onda en cuestión fueron seleccionadas de manera de incluir radiación que se forme a distintas alturas en la atmósfera.

En el Capítulo V hemos notado que la ubicación de las líneas espectrales en el espectrograma es distinta en cada barrido debido a la curvatura de la ranura del espectrógrafo (ver Figura 13). Para corregir esta deformación ajustamos una circunferencia a la posición de una longitud de onda dada utilizando el primer y el último barridos del microdensitómetro más un barrido realizado en una posición intermedia. Para dicho ajuste utilizamos el centro de una línea cercana a la longitud de onda de interés, tratando en general de elegir líneas de formación fotosférica para evitar posibles efectos de desplazamiento Doppler causados por movimientos de masa asociados con la fulguración. Siguiendo la circunferencia así determinada, hemos simulado numéricamente barridos con el microdensitómetro en la dirección perpendicular a la dispersión, los que corresponden a cortes unidimensionales de la fulguración. Debe tenerse en cuenta que dichos cortes no

necesariamente atraviesan la región donde la fulguración es más intensa.

Antes de discutir las conclusiones que pueden extraerse de las observaciones, debemos considerar distintos efectos que pueden introducir errores en la comparación de observaciones a distintas longitudes de onda. Por un lado, al digitalizar cada espectrograma se debió adoptar un cero de referencia donde realizar el primer barrido con el microdensitómetro, el cual no necesariamente es el mismo en distintos espectrogramas. Por otro lado, es probable que la dirección de los barridos no sea perfectamente paralela a la dirección de la dispersión. Por ambos motivos es posible cometer un error sistemático al tratar de identificar la misma posición en el sol en observaciones tomadas en dos longitudes de onda digitalizadas en barridos distintos, o en dos extremos distintos del mismo barrido. Para corregir estos efectos en las figuras que muestran barridos perpendiculares a la dirección de la dispersión, hemos desplazado horizontalmente cada barrido para hacer coincidir en todos los casos la posición de la línea de referencia.

Por otro lado, pese a que hemos tenido cuidado de utilizar un grupo de observaciones tomadas en la misma posición en el sol en los tres órdenes de dispersión, queda la posibilidad de que existan variaciones imperceptibles a simple vista en la ubicación de la ranura en los distintos órdenes, lo que determinaría que la radiación a longitudes de onda pertenecientes a distintos órdenes provenga de distintas regiones de la fulguración.

Otro problema que complica la comparación de las observaciones a distintas longitudes de onda es la refracción diferencial de la atmósfera terrestre. Debe tenerse en cuenta que las observaciones, efectuadas a las 15:19 UT, fueron tomadas a las 08:19 hora local del observatorio, con el sol bajo en el horizonte. Esto causa que la luz solar ingrese a la atmósfera terrestre con una inclinación apreciable y sea refractada con un ángulo que varía con la longitud de onda. Como consecuencia de este problema, la luz que atraviesa la ranura del espectrógrafo a distintas longitudes

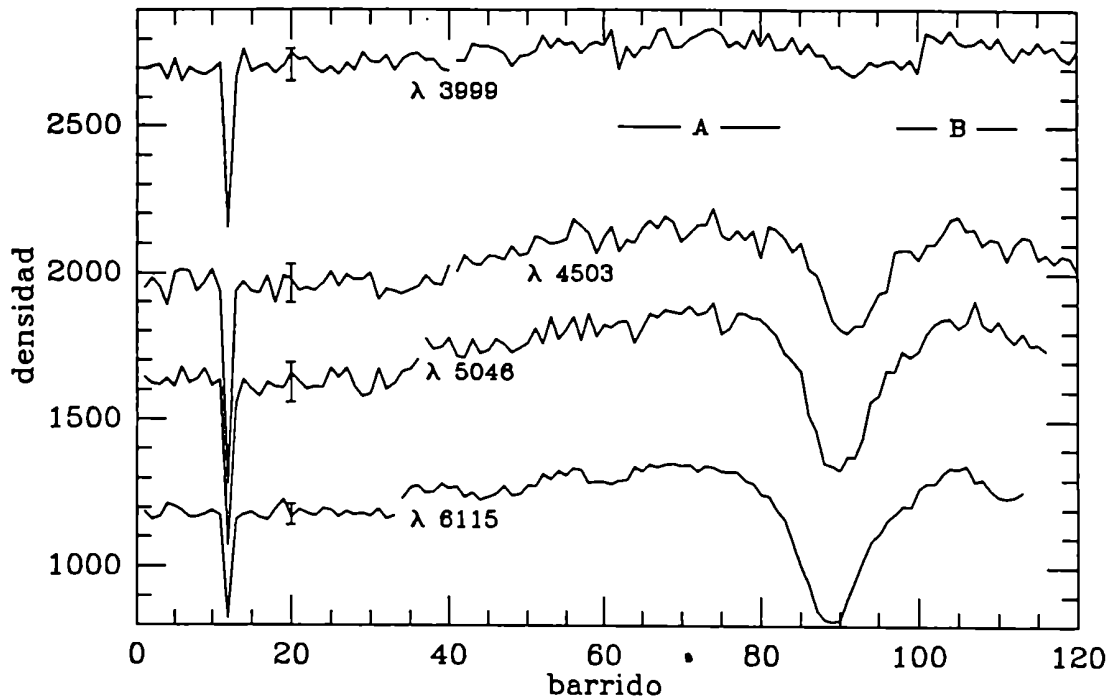


Figura 16. Barridos del microdensitómetro en la dirección perpendicular a la dispersión, tomados en algunas ventanas del continuo.

de onda proviene de regiones distintas de la fulguración.

Por las razones antedichas, la correspondencia espacial entre observaciones a distintas longitudes de onda debe ser considerada sólo en forma indicativa. Cabe señalar que, dado que las observaciones que mostramos a continuación no pueden ser utilizadas cuantitativamente, no las hemos calibrado, por lo que diferencias en la densidad a distintas longitudes de onda no necesariamente estén relacionadas con diferencias en la intensidad.

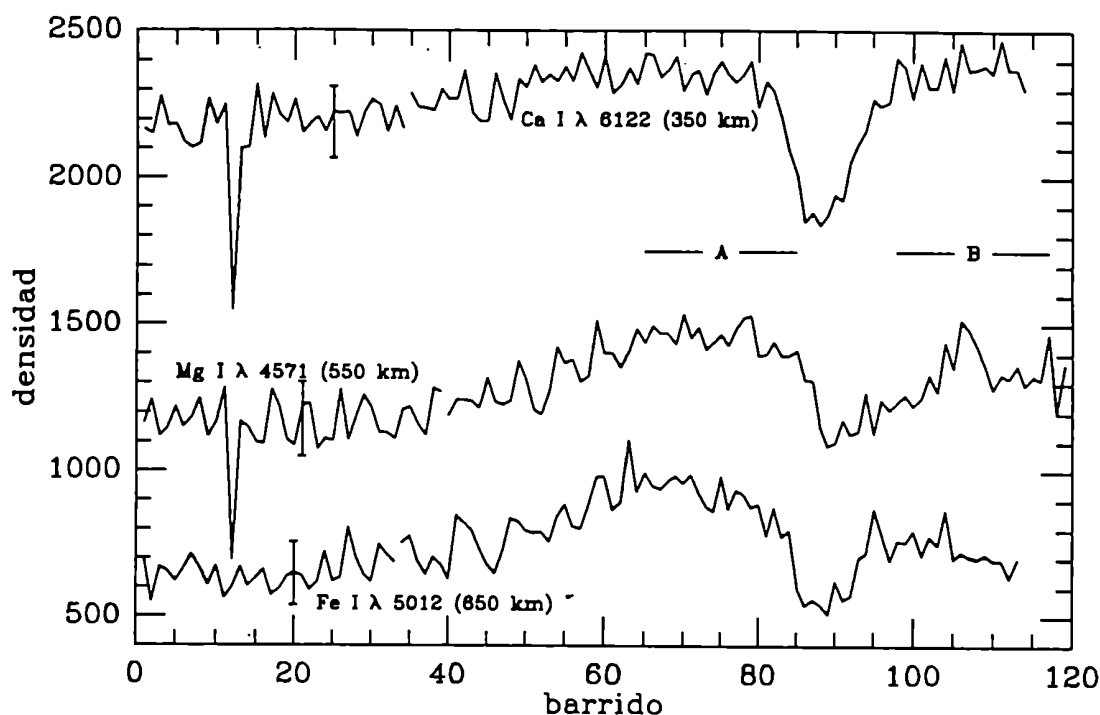
En la Figura 16 se muestran algunos barridos perpendiculares a la dirección de la dispersión, tomados en longitudes de onda correspondientes a algunas de las ventanas del continuo (ver §V-2). La escala vertical, al igual que en la Figura 14, corresponde a la densidad en unidades arbitrarias mientras que la escala horizontal representa el número de barrido, el cual está relacionado con la posición en el sol (1 barrido = 1460 km). Debe notarse la discontinuidad causada por el hecho de

que no todo el espectrograma fue digitalizado, como se explica en §V-2.

Claramente visible en esta figura es la línea de referencia que se observa en las Figuras 12 y 13, así como la disminución de intensidad en la mancha solar. Como puede verse, en todos los casos la intensidad se mantiene aproximadamente constante en la región de sol quieto y es significativamente mayor en la región activa, mostrando dos máximos en la fulguración, en la zona adyacente a la mancha, a ambos lados de ésta. En lo que sigue nos referiremos a ambos máximos como A y B, como se indica en la Figura 16. Es precisamente este incremento en la intensidad en el continuo emitida en la fulguración lo que determina que nos encontremos en presencia de una fulguración en luz blanca.

Como la radiación continua se forma en las regiones más profundas de la atmósfera, la Figura 16 puede interpretarse como una indicación de la temperatura de la fotosfera, a la altura donde se ubica el origen del sistema de coordenadas (ver §I-1). Para estudiar la estructura horizontal de la atmósfera a alturas mayores, graficamos en la Figura 17 la intensidad en función de la posición a lo largo de la ranura del espectrógrafo en el centro de distintas líneas espectrales, elegidas de modo que las alturas de formación cubran la región de la atmósfera alrededor del mínimo de temperatura.

Para ello tomamos distintas líneas débiles, es decir con coeficientes de Einstein pequeños (ver §III-1). Nótese que una de las líneas utilizadas es la  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  de Mg I estudiada en el Capítulo IV, que en el sol quieto se forma a la altura del mínimo de temperatura. En la Figura 17 indicamos para cada línea, además de su identificación, la altura de formación en el sol quieto computada en manera similar a la utilizada en el Capítulo IV para calcular las alturas de formación de las líneas de Mg I. Como puede verse, el comportamiento de la intensidad en estas líneas es similar al de la radiación fotosférica. La intensidad es mayor en la región activa que en el sol quieto y se incrementa en la fulguración, teniendo dos máximos a



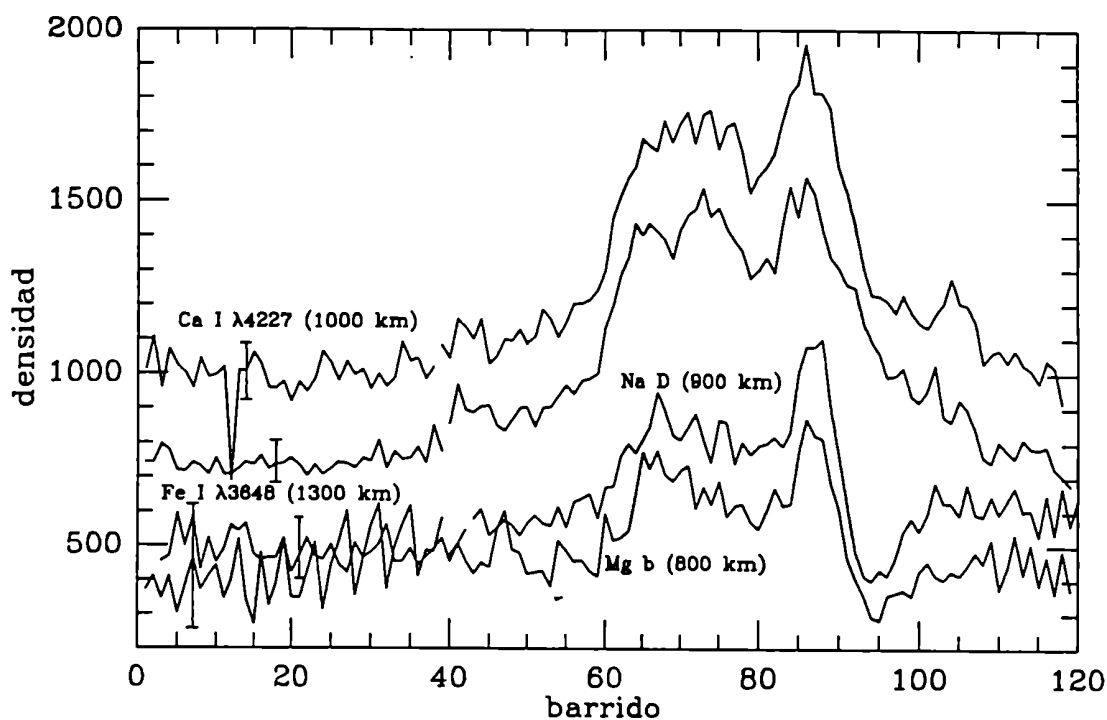
**Figura 17.** Barridos del microdensitómetro en la dirección perpendicular a la dispersión, tomados en el centro de líneas de formación fotosférica. Para cada línea, se indica entre paréntesis la altura de formación en el sol quieto.

ambos lados de la mancha. Sin embargo, nótese que en la línea de mayor altura de formación parece observarse una cierta diferencia en la altura de ambos máximos.

Dicha diferencia es más notable en las líneas cuya intensidad mostramos en la Figura 18, las que se forman en la cromósfera por encima del mínimo de temperatura. Nótese que en las líneas de menor altura de formación, las de Mg b y Na D, pueden percibirse los picos a ambos lados de la mancha, aunque se observa una notable diferencia entre las intensidades en los dos picos. Por otra parte, en las líneas de mayor altura de formación sólo se observa uno de los máximos, el ubicado en el núcleo A.

La Figura 19 muestra las observaciones correspondientes a las primeras líneas de la serie de Balmer de hidrógeno. Como puede verse, el comportamiento en este caso es similar al de las líneas cromosféricas que se muestran en la Figura 18.



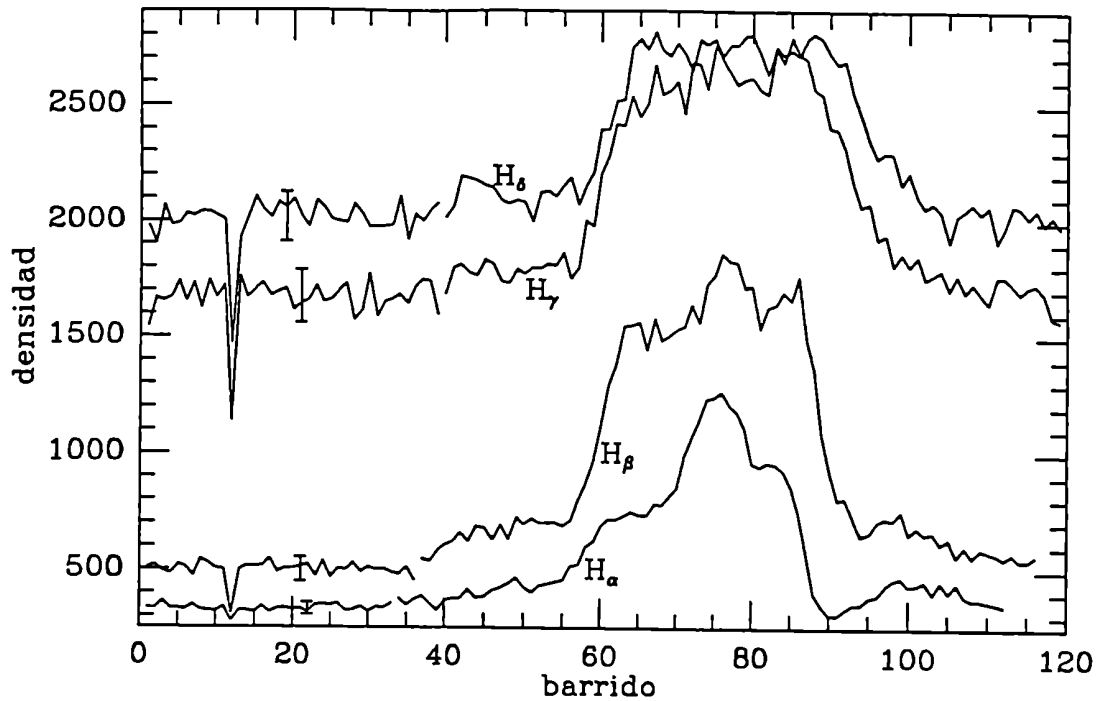


**Figura 18.** Barridos del microdensitómetro en la dirección perpendicular a la dispersión, tomados en el centro de líneas de formación cromosférica. Para cada línea, se indica entre paréntesis la altura de formación en el sol quieto.

Sin embargo, la interpretación de estas observaciones es más complicada, debido a que la fuerte dependencia de la opacidad en las líneas de Balmer con el modelo atmosférico determina que la altura de formación de estas líneas sea distinta en la fulguración y en el sol quieto.

Como hemos señalado, es difícil estimar los errores de las observaciones. Si utilizamos un método estadístico podemos considerar la dispersión de los datos para el sol quieto en distintos barridos como consecuencia de ruido gaussiano. Tomando en cada caso dos veces la desviación estándar, obtenemos las barras de error graficadas en las Figuras 16 a 19. Nuevamente remarcamos que, además de este tipo de error, posiblemente existan errores sistemáticos que afecten las observaciones que presentamos.

Debe notarse también que en el núcleo A de la fulguración, el que puede



**Figura 19.** Barridos del microdensitómetro en la dirección perpendicular a la dispersión, tomados en el centro de las primeras líneas de Balmer.

ser observado no sólo en el continuo y en las líneas de formación más profunda sino también en las líneas cromosféricas, pueden observarse varios máximos de la intensidad, cuyas posiciones varían según la línea (ver Figura 18), lo que parecería indicar que existen inhomogeneidades espaciales en esa región de la cromósfera. Sin embargo, dado que tanto en H<sub>α</sub> como en la radiación continua sólo se observa un máximo, en lo que sigue ignoraremos la estructura espacial de dicha región.

La conclusión más inmediata que puede obtenerse a partir de las observaciones que se muestran en las Figuras 16 a 19 es que existen dos regiones que responden en forma distinta al calentamiento durante la fulguración. En el caso del núcleo A, estamos en presencia de una típica fulguración en luz blanca, con temperaturas mayores que en la región activa adyacente tanto en la cromósfera como en la fotosfera. En el caso del núcleo B, al otro lado de la mancha solar, se trata de una región más caliente en la fotosfera hasta el mínimo de temperatura, pero cuya

temperatura en la cromósfera es esencialmente la misma que en la región activa adyacente.

Teniendo en cuenta que uno de los objetivos de este tipo de estudios es determinar cuál es el mecanismo de transporte de energía responsable por el calentamiento de las capas más profundas de la atmósfera, consideramos importante el estudio de regiones de la misma fulguración que responden a este calentamiento en forma distinta. Es por esto que en este trabajo hemos modelado la atmósfera en ambas regiones de la fulguración.

Dada la incertidumbre en la determinación de la posición en las observaciones a distintas longitudes de onda, es importante comentar cómo determinamos en cada caso qué barrido corresponde a cada región. Hemos considerado que la posición de la mancha solar es independiente de la longitud de onda, por lo que utilizamos la distancia al mínimo de intensidad como indicativa de la posición en el sol, y tomamos la distancia de cada pico en  $H_{\alpha}$  a dicho mínimo (ver la Figura 19) como definición de la ubicación de cada estructura.

De esta manera definimos dos regiones en la fulguración: La región que hemos llamado A está ubicada 14 barridos a la izquierda (hacia la línea de referencia) de la mancha, y es más caliente que la atmósfera circundante tanto en la cromósfera como en la fotosfera. Por otra parte, la región que llamamos B está ubicada 16 barridos a la derecha de la mancha, y sólo presenta un incremento de temperatura en la fotosfera. La distancia entre ambas regiones, por lo tanto, es de 60 segundos de arco, o de 21900 km.

## VI-2 Las observaciones

En resumen, cada valor de la intensidad presentado en lo que resta de este trabajo fue obtenido como se explica a continuación: Primero, en un barrido

perpendicular a la dispersión hemos ubicado el mínimo de densidad, que indica la posición de la mancha, y que utilizamos para determinar la posición de los núcleos A y B. A continuación medimos la densidad en dichas regiones y en el sol quieto. En este último caso, hemos tomado el promedio de tres barridos consecutivos en la sección de las observaciones ubicada lejos de la región activa, cuidando de no incluir la línea de referencia. Finalmente procedimos a la calibración de los datos explicada en el Capítulo V, utilizando las observaciones en el sol quieto para la calibración absoluta.

Dada la naturaleza de las fulguraciones en luz blanca que estamos estudiando, uno de los principales elementos observacionales que deben ajustarse al modelar la atmósfera durante la fulguración es la intensidad de la emisión continua en distintas longitudes de onda. Para ello, en este trabajo hemos usado las ventanas del continuo (ver §V-2) listadas por Labs y Neckel (1967). En la Tabla 5 presentamos el resultado de las mediciones en dichas ventanas para los núcleos A y B, los que son graficados en las Figuras 21 y 24 junto a los resultados computados a partir de los modelos. Además de la intensidad, en esta tabla incluimos el contraste relativo, definido como  $(I - I_{SQ})/I_{SQ}$ , donde  $I_{SQ}$  es la intensidad en el sol quieto corregida por oscurecimiento hacia el borde. En el caso del núcleo A, no nos fue posible realizar las mediciones a longitudes de onda menores que 4000 Å debido a que el aumento de intensidad en las innumerables líneas tornó imposible identificar las ventanas del continuo.

Las otras observaciones utilizadas para ajustar los modelos de atmósfera consisten en las primeras líneas de Balmer de hidrógeno y en las líneas de Mg I estudiadas en el Capítulo IV. Dicha elección se basa en las siguientes razones: Por un lado, la gran mayoría de las observaciones solares ha sido y es realizada en la serie de Balmer, principalmente en  $H_{\alpha}$ . En particular la intensidad en  $H_{\alpha}$  es el principal parámetro utilizado para clasificar la importancia de las fulguraciones. Por otro lado, los parámetros atómicos y los mecanismos de formación de las líneas

de Balmer han sido exhaustivamente estudiados, lo que facilita la identificación de los efectos de la atmósfera en los perfiles observados.

En el caso de Mg, hemos visto en el Capítulo IV que la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  tiene características ideales para este tipo de estudio. El hecho de que el perfil emitido sea relativamente independiente de los parámetros atómicos utilizados y que se forme en ETL en el mínimo de temperatura, la convierte en una fuente confiable de información sobre la estructura de la atmósfera a esa altura. La línea  $b_2$ , por otra parte, se forma en la cromósfera a una altura intermedia entre el mínimo de temperatura y la región de formación de las líneas de Balmer, completando así las herramientas de diagnóstico necesarias.

### VI-3 El núcleo A

El modelo obtenido para el núcleo A de la fulguración, que llamaremos modelo FLA, se grafica en la Figura 20, donde se indican también las alturas a las que se forman las líneas utilizadas para el modelado. Como referencia se muestra también el modelo F de Vernazza, Avrett y Loeser (1981) con las modificaciones introducidas por Avrett (1985), que puede ser considerado indicativo de la estructura de la atmósfera en regiones activas. También como referencia incluimos en la Figura 20 los modelos de fulguración F1 y F2 de Machado *et al.* (1980). Los parámetros del modelo obtenido son presentados en la Tabla 6.

Como se puede ver, en la cromósfera este modelo coincide bastante bien con el modelo F1 de Machado *et al.*, aunque la región de transición ocurre a mayor profundidad, más cerca de la del modelo F2, correspondiente a una fulguración más intensa, y la fotosfera y el mínimo de temperatura son más calientes, lo que determina la emisión continua.

Los perfiles computados a partir del modelo adoptado se comparan con las

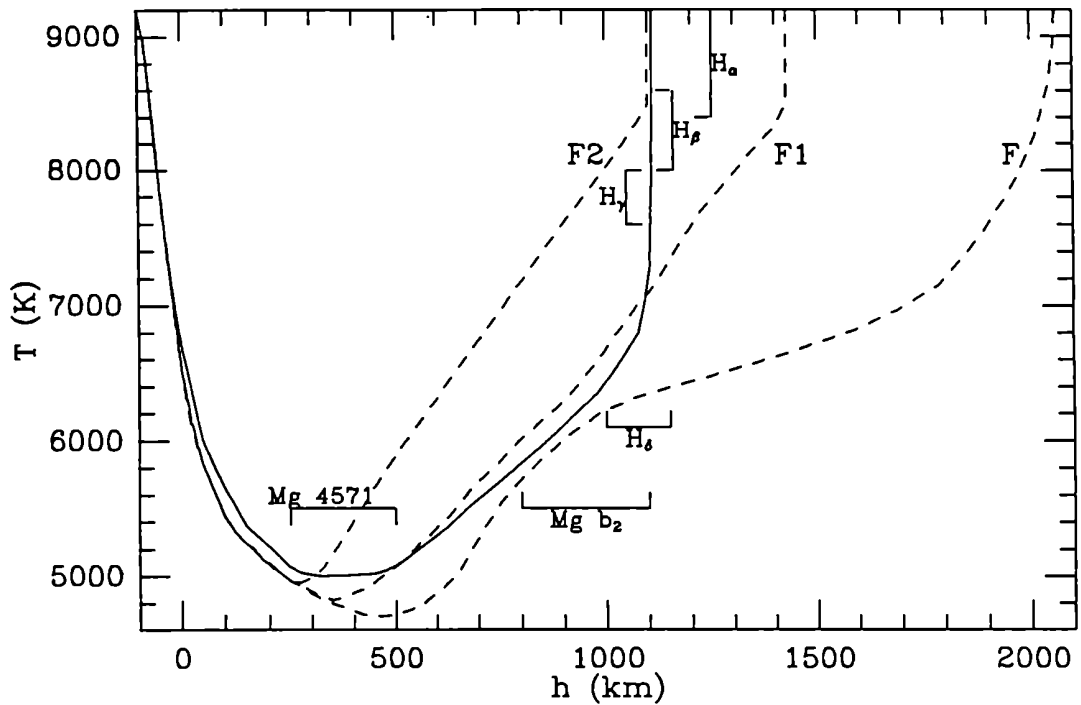


Figura 20. Modelo atmosférico FLA, para el núcleo A de la fulguración (línea llena). Como referencia se grafican también los modelos F1 y F2 de Machado *et al.* (1980) y el modelo F de Avrett (1985). Se indican también las alturas de formación de las líneas utilizadas para el modelado.

observaciones en las Figuras 21 y 22. En el panel superior de la Figura 21 comparamos la intensidad medida en las ventanas del continuo con la computada a las mismas longitudes de onda. En dicho panel consideramos errores del 10% en las observaciones, los que deben ser considerados sólo en forma indicativa. Como ya dijimos, es muy difícil cuantificar los errores de las observaciones. Debe tenerse en cuenta que existe una variedad de fuentes de error, desde imperfecciones en la película hasta diferencias en curvas de calibración tomadas en longitudes de onda próximas. Sin embargo, el gran número de ventanas consideradas y la pequeña dispersión obtenida aseguran la confiabilidad de los datos.

Al computar la intensidad en el continuo, es importante tener en cuenta cuáles son las fuentes de opacidad incluidas en los cálculos. Como se explica en la sección IV-3, en este trabajo incluimos en forma estadística la opacidad debida a las

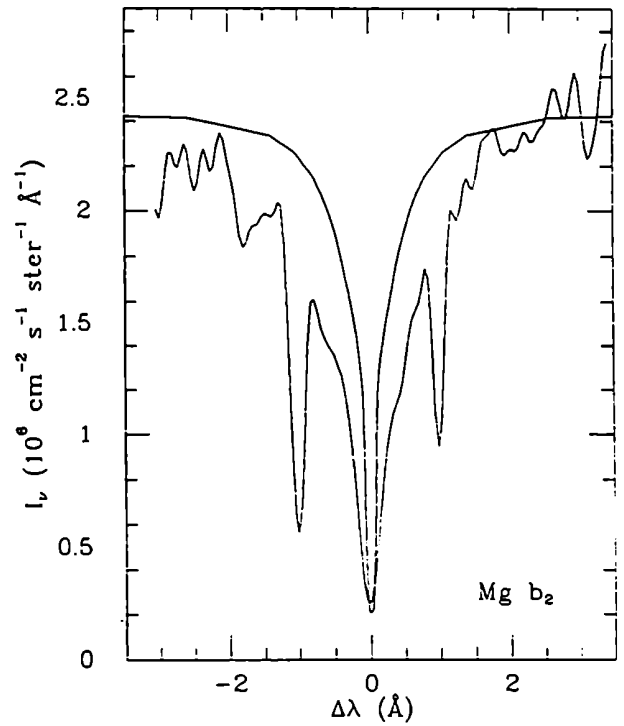
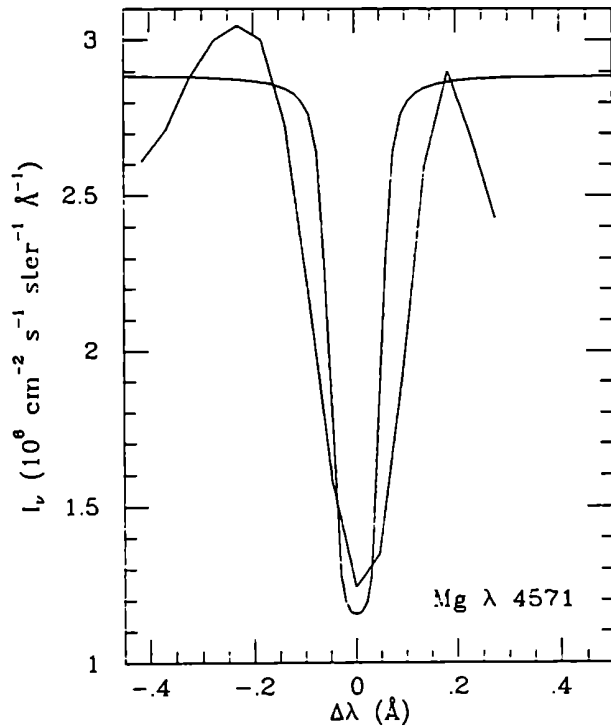
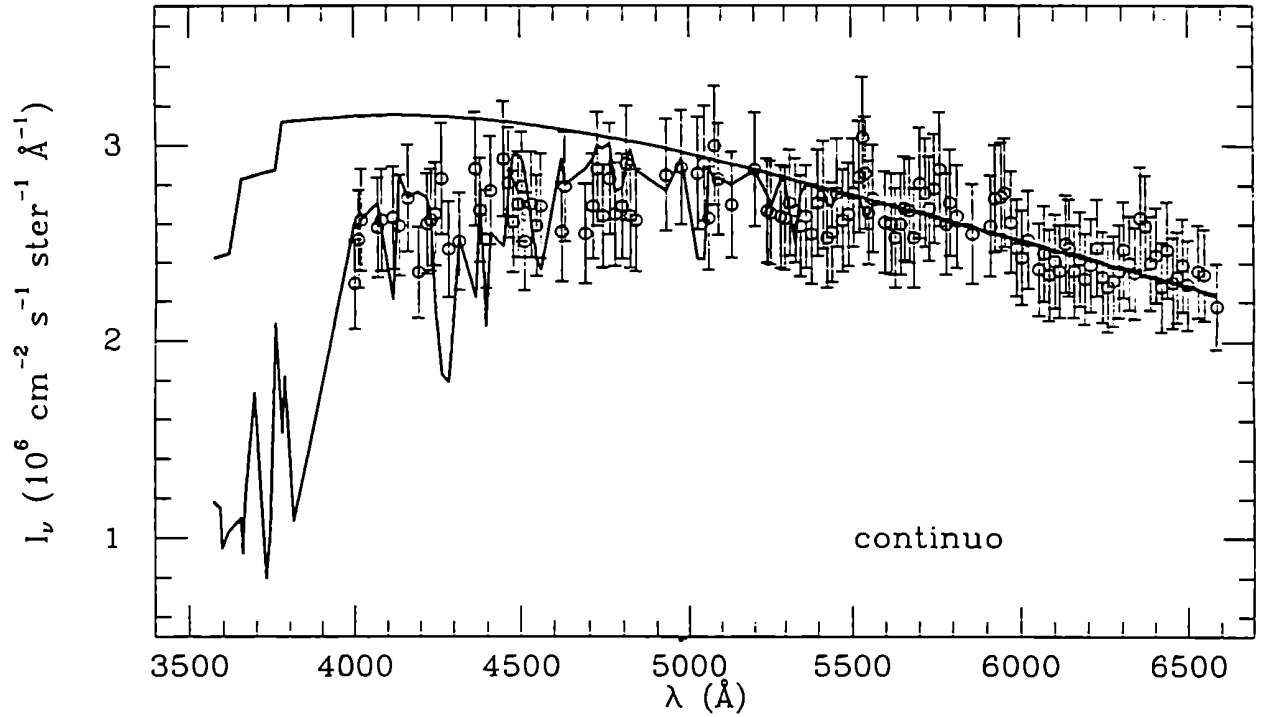


Figura 21. Comparación de las observaciones del continuo y las líneas de Mg en el núcleo A de la fulguración con los resultados computados a partir del modelo FLA.

$1.7 \times 10^7$  líneas débiles recopiladas por Kurucz (1985), además de las fuentes continuas de opacidad. En el panel correspondiente a las observaciones del continuo de la Figura 21, la curva superior representa los resultados obtenidos sin incluir la opacidad debida a las líneas débiles, y la curva inferior los obtenidos teniendo en cuenta dicha opacidad. Nótese que la diferencia entre ambos cálculos es imperceptible hacia el infrarrojo, donde las líneas espectrales están separadas entre sí, pero es muy notable en el extremo ultravioleta del espectro, donde existen innumerables líneas entremezcladas. Debido a que el procedimiento estadístico utilizado para representar el efecto de las líneas débiles le asigna un valor promedio a la opacidad, y dado que las ventanas del continuo representan en realidad valores donde la opacidad es mínima, es de esperar que la intensidad real en dichas ventanas se encuentre entre ambas curvas teóricas, como puede observarse en la Figura 21.

Los paneles inferiores de la Figura 21 muestran la comparación de los perfiles observados y computados para las líneas de Mg I. Como puede verse, existe un acuerdo bastante bueno en las intensidades centrales de ambas líneas, pero en ambos casos los perfiles computados son más angostos que los observados. Aunque un problema similar se presentó en el caso de los perfiles computados para el sol quieto (ver las Figuras 10 y 11), la diferencia es mayor en el caso de los modelos de fulguración, lo que sugiere la existencia de algún mecanismo de ensanchamiento que no hemos tenido en cuenta.

Nótese que la comparación de las observaciones que se presentan en la Figura 21 con las obtenidas para el sol quieto constituye una importante evidencia observacional de la existencia de un calentamiento de la fotosfera y la región del mínimo de temperatura en las fulguraciones en luz blanca.

En la Figura 22 presentamos una comparación de los perfiles computados y observados para las líneas de Balmer. En el caso de  $H_\gamma$  y  $H_\delta$ , podemos ver que las líneas están fuertemente enmascaradas por otras transiciones, lo que dificulta



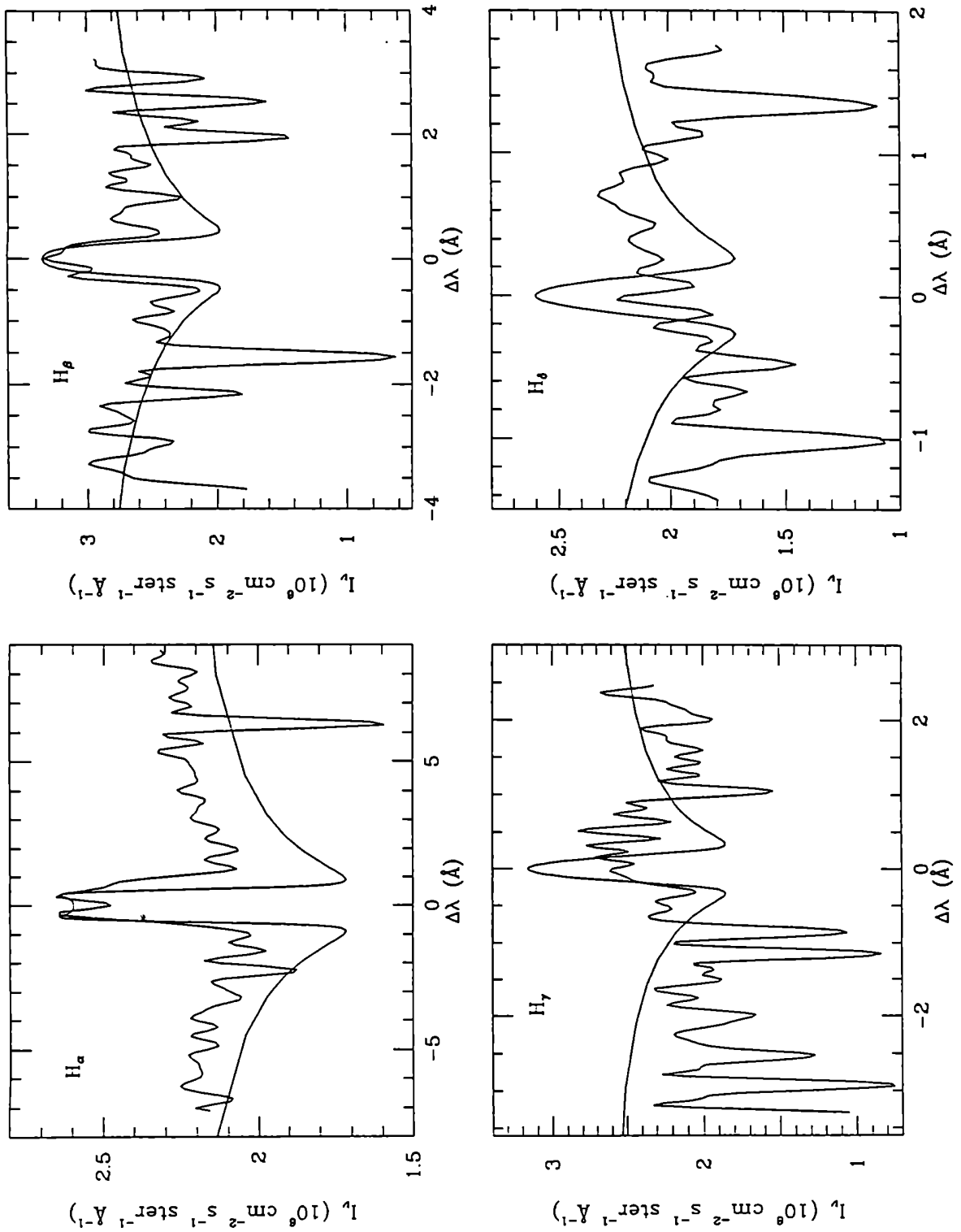


Figura 22. Comparación de las observaciones de las líneas de Balmer en el núcleo A de la fulguración con los resultados computados a partir del modelo FLA.

la comparación con los perfiles computados.

Nótese que, nuevamente, hemos obtenido una coincidencia bastante buena entre las intensidades centrales computadas y observadas. Sin embargo, en todos los casos (salvo quizá para  $H_\beta$ ) el mínimo de intensidad computado es demasiado profundo. Como dicho mínimo se forma en el mínimo de temperatura, cuya temperatura está confirmada por la intensidad central de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  de Mg I, este desacuerdo nuevamente parecería deberse a la falta de inclusión de mecanismos de ensanchamiento apropiados.

Es importante señalar que en este núcleo las tres primeras líneas de Balmer se forman en la base de la región de transición, y que los perfiles computados son muy sensibles a la ubicación de esta región, por lo que proveen información confiable acerca de la altura a la que se produce la transición, lo que a su vez determina la intensidad en la línea  $L_\alpha$ , un factor importante en el balance energético de la alta cromósfera.

#### VI-4 El núcleo B

En la Figura 23 mostramos el modelo atmosférico obtenido para el núcleo B de la fulguración, al que nos referiremos como modelo FLB, y la región de formación de cada línea, junto con los mismos modelos de referencia incluidos en la Figura 20. Los parámetros de este modelo se presentan en la Tabla 7.

Como puede verse, este modelo es mucho más parecido al modelo de región activa que a los modelos de fulguración, coincidiendo en la posición de la región de transición y en la temperatura en la base de la cromósfera, aunque en el modelo FLB la temperatura aumenta mucho más rápidamente en la cromósfera hasta la región de transición. Por otra parte, este modelo también es más caliente en la fotosfera y en el mínimo de temperatura, y tiene la misma estructura que el modelo

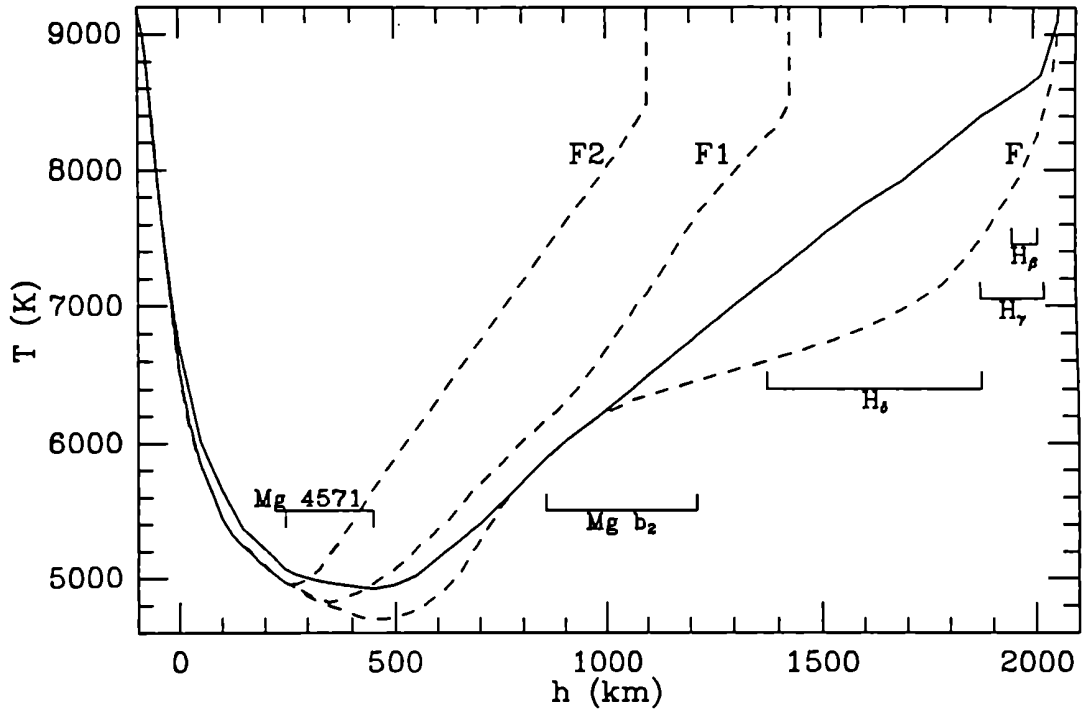


Figura 23. Modelo atmosférico FLB, para el núcleo B de la fulguración (línea llena). Como referencia se grafican también los modelos F1 y F2 de Machado *et al.* (1980) y el modelo F de Avrett (1985). Se indican también las alturas de formación de las líneas utilizadas para el modelado.

FLA en la fotosfera, hasta una altura de 275 km.

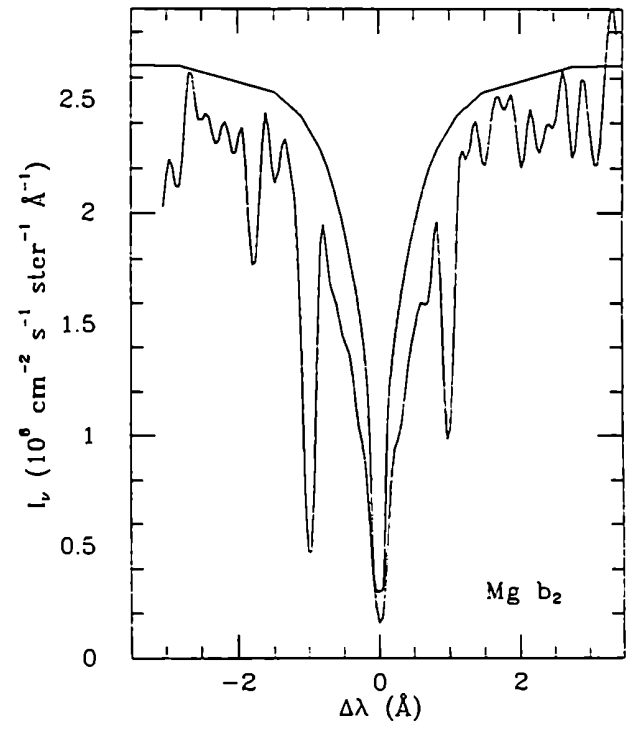
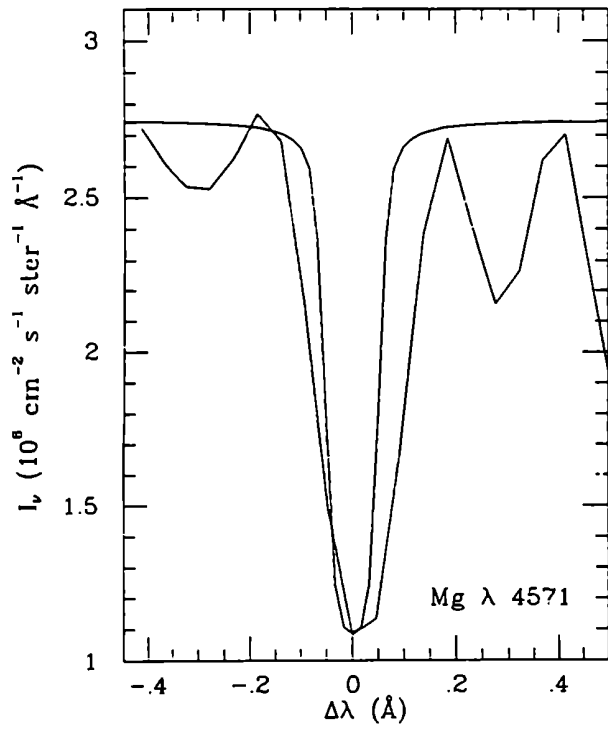
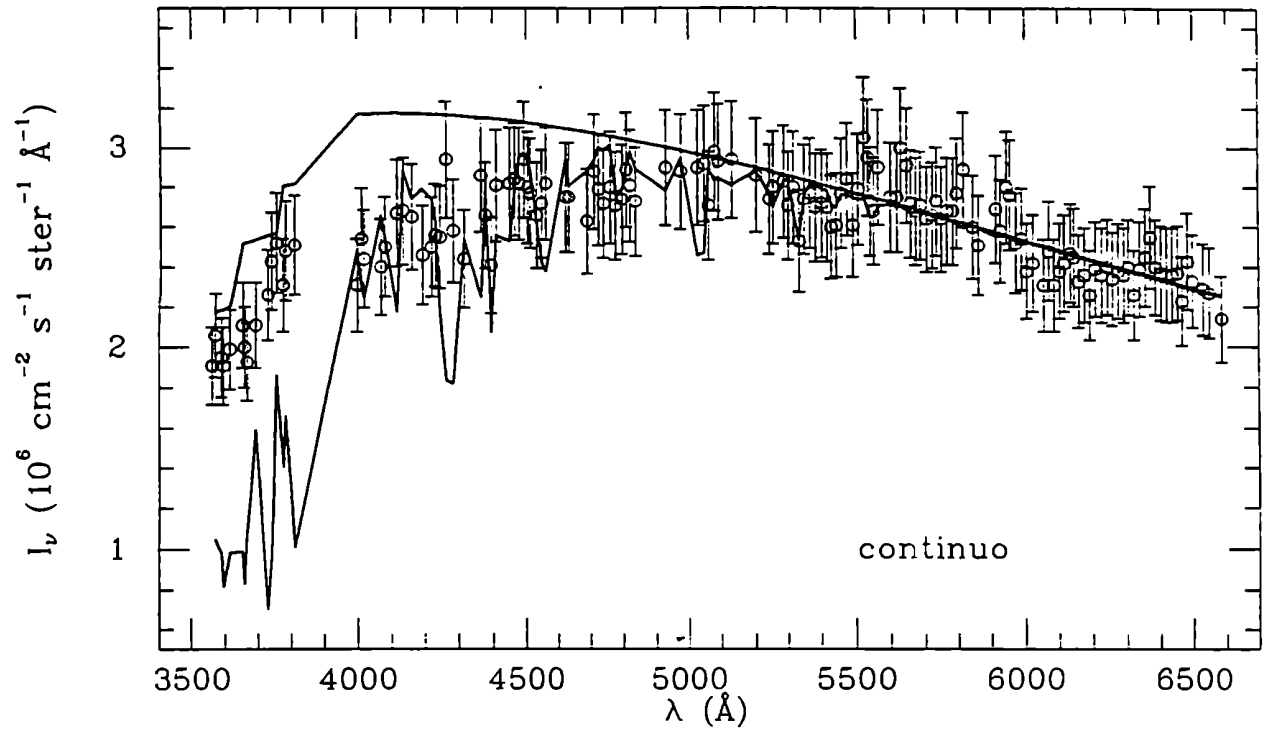
Esta coincidencia de ambos modelos en la fotosfera se debe a que las observaciones de las ventanas del continuo coinciden dentro del error de observación. Si bien para ajustar las observaciones en la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$  de Mg obtenemos un mínimo de temperatura más caliente en el núcleo A, tampoco esta diferencia es muy significativa.

En las Figuras 24 y 25 comparamos los perfiles computados con las observaciones. Como puede verse, también en este caso los perfiles obtenidos para las líneas de Mg son más angostos que las observaciones, y el perfil observado para la línea  $b_2$  es más angosto que el observado en el núcleo A. En el caso de la línea  $b_2$ , la intensidad central computada es algo mayor que la observada, pero no pudimos

corregir esta diferencia sin alterar la concordancia en las líneas de Balmer, la que, como puede observarse en la Figura 25, es muy buena.

Nótese que aquí las líneas de Balmer se observan en absorción, contrariamente a lo que ocurre en el núcleo A. En este caso, la región de transición se encuentra a la misma altura que la del modelo de región activa, y la mayor intensidad en las líneas de Balmer se debe a una mayor temperatura en la alta cromósfera. Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que el modelo F no necesariamente es el adecuado para la región activa, por lo que la diferencia de temperatura entre los modelos FLB y F no necesariamente se debe a un calentamiento de la atmósfera debido a la fulguración.

Por otra parte, en la Figura 19 vemos que no existe una diferencia significativa entre la intensidad en el centro de las líneas de Balmer en el núcleo B y el resto de la región activa, lo que nos permite suponer que la estructura de la alta cromósfera y la posición de la región de transición en el núcleo B no se modifican durante la fulguración.



**Figura 24.** Comparación de las observaciones del continuo y las líneas de Mg en el núcleo B de la fulguración con los resultados computados a partir del modelo FLB.

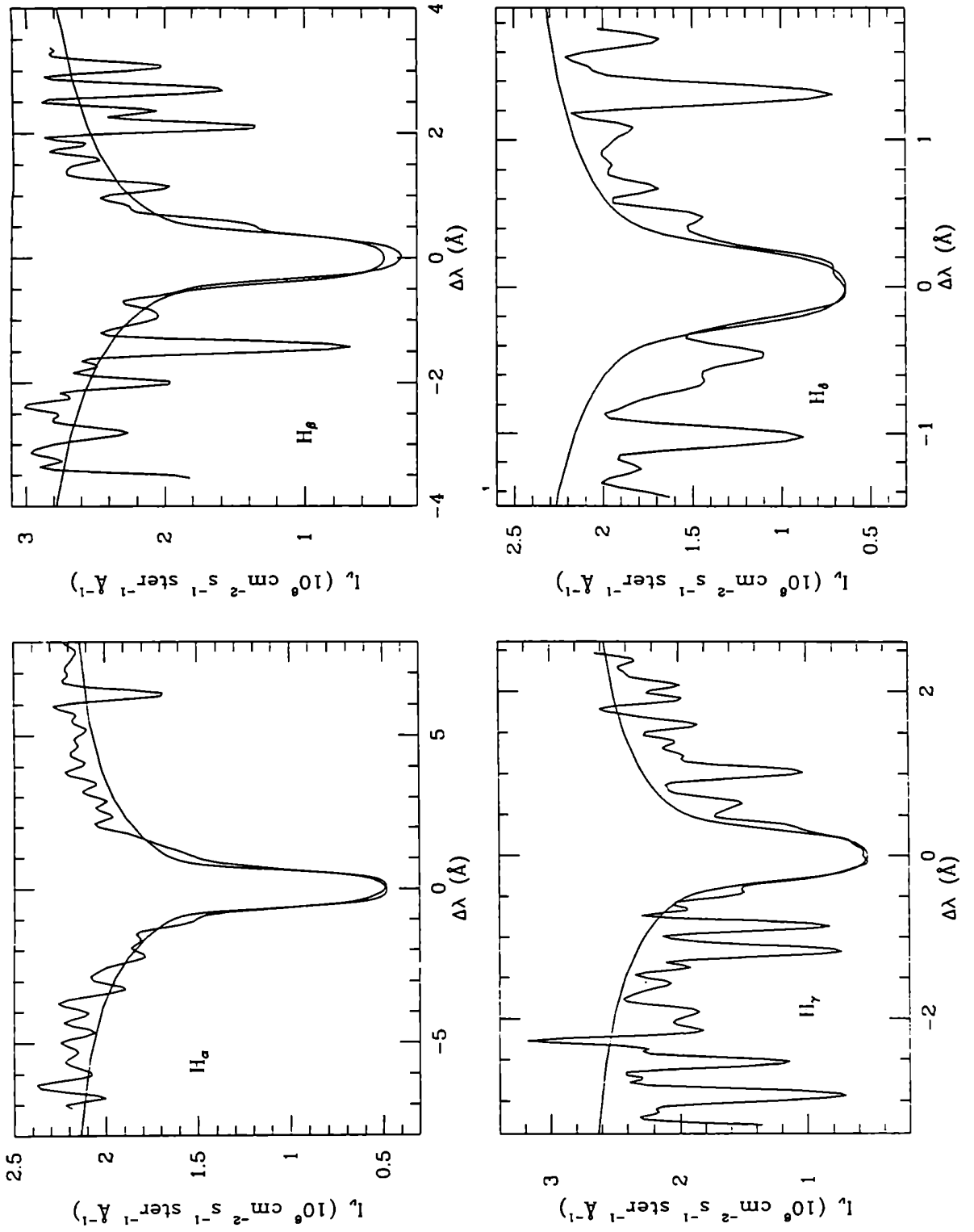


Figura 25. Comparación de las observaciones de las líneas de Balmer en el núcleo B de la fulguración con los resultados computados a partir del modelo FLB.

## CAPÍTULO VII

### BALANCE ENERGÉTICO EN LA CROMÓSFERA Y LA FOTÓSFERA

La primera, y quizá más importante, conclusión que se puede sacar de las observaciones presentadas en este trabajo, es que existen en esta fulguración dos regiones de emisión en luz blanca bien diferenciadas, con prácticamente la misma intensidad de emisión continua, y que sin embargo presentan niveles totalmente distintos de emisión cromosférica, en particular en  $H_{\alpha}$ .

En otras palabras, de las observaciones se desprende que la existencia de emisión en luz blanca no necesariamente está relacionada con la fulguración cromosférica, y puede producirse independientemente de ésta. De los datos aquí presentados sólo puede concluirse que en una misma fulguración puede producirse emisión en luz blanca en regiones no coincidentes espacialmente con la fulguración en  $H_{\alpha}$ , aunque relativamente próximas a ella. Sin embargo, cabe señalar que el hecho de que la mayoría de las observaciones y patrullas sean efectuadas en  $H_{\alpha}$  tornaría muy difícil la observación de fenómenos transitorios de emisión en luz blanca que no tuvieran una contrapartida en  $H_{\alpha}$ . Por otra parte, como no disponemos de observaciones realizadas antes del comienzo de la fulguración en  $H_{\alpha}$ , no podemos saber si la emisión en luz blanca no es un fenómeno preexistente en la región en la que luego se produce la fulguración.

Por otra parte, en el caso de la fulguración bajo estudio estamos en condiciones de dilucidar cuál de los mecanismos de emisión propuestos es responsable por las observaciones en luz blanca (ver §II-3). Aquí la emisión no puede deberse

a recombinaciones del átomo de hidrógeno, ya que en ese caso es necesario el calentamiento de capas de la cromósfera hasta temperaturas del orden de los  $10^4$  K, lo que sería visible en las líneas de formación cromosférica. Sin embargo, hemos visto que para el núcleo A las observaciones implican temperaturas en la cromósfera del orden de la de los modelos tradicionales de fulguración (Machado *et al.* 1980), que no presentan emisión continua, y que las temperaturas son aún más bajas para el núcleo B.

Por lo tanto, la fuente de emisión en luz blanca debe ser la formación del ion negativo de hidrógeno,  $H^-$ . Debe notarse que el hecho de que en el núcleo B no se observa un incremento en la temperatura cromosférica por sobre los valores de la región activa circundante refuerza esta conclusión.

Cabe señalar que para que la formación de  $H^-$  produzca los niveles de emisión continua observados es necesario calentar regiones profundas de la fotosfera, ya que los incrementos de temperatura necesarios para obtener dicha emisión calentando sólo la alta fotosfera son incompatibles con las observaciones en las líneas de Mg I. Por lo tanto, consideramos que un segundo resultado importante de este trabajo reside en el hecho de que las observaciones presentadas constituyen la primera evidencia observacional inequívoca de la penetración de la perturbación provocada por la fulguración hasta la fotosfera profunda ( $m \simeq 4.5 \text{ g cm}^{-2}$ ).

Respecto a las causas del calentamiento en la atmósfera, cabe señalar que estas observaciones muestran que el calentamiento en la fotosfera puede producirse en algunos casos sin una contrapartida en la cromósfera. Debe tenerse en cuenta que en la mayoría de las fulguraciones sólo se observa calentamiento cromosférico. Por lo tanto, parece razonable suponer la existencia de distintos mecanismos de calentamiento actuando en forma relativamente independiente a distintas alturas.

Por otra parte es sabido (ver Brown 1986) que electrones acelerados provenientes de la corona se hallan presentes en la cromósfera durante la fulguración,



y que son capaces de calentar desde la base de la región de transición hasta las capas ubicadas inmediatamente por encima del mínimo de temperatura. Pero es también sabido que estos electrones deben depositar la totalidad de su energía en la cromósfera, y que no tienen un poder de penetración suficiente para explicar el calentamiento del mínimo de temperatura (Machado, Emslie y Brown 1978), por lo que menos aún pueden afectar la estructura de la fotósfera.

### VII-1 Pérdidas radiativas

Para estimar la cantidad de energía que es necesario entregarle a la cromósfera y a la fotósfera para mantener las temperaturas de los modelos presentados en el capítulo anterior, y de esta manera especificar los requerimientos energéticos para los posibles mecanismos de calentamiento, podemos calcular la tasa de enfriamiento radiativo  $\Phi$ , es decir la cantidad neta de energía radiada por la atmósfera, por unidad de tiempo y unidad de volumen, que en la notación del Capítulo III está dada por

$$\Phi = 4\pi \int \kappa_\nu (B_\nu - J_\nu) d\nu . \quad (\text{VII} - 1)$$

En este trabajo calculamos las contribuciones debidas a H, He I y II, Mg I y II, Ca I y II, Fe I, C I, Si I, Na I, Al I y CO (ver Mauas, Avrett y Loeser 1989b). Los resultados totales y las contribuciones individuales más significativas se presentan en las Tablas 8 y 9, y son graficados en las Figuras 26 y 27. En la Tabla 9 incluimos como referencia los valores totales para el modelo F graficado en las Figuras 20 y 23 (ver Avrett 1985). Una contribución positiva significa una pérdida neta de energía, mientras que un valor negativo representa una absorción neta.

Como vemos, en toda la fotósfera y la baja cromósfera el principal emisor de energía es  $\text{H}^-$ , ya sea a través de procesos de formación y disociación (indicados

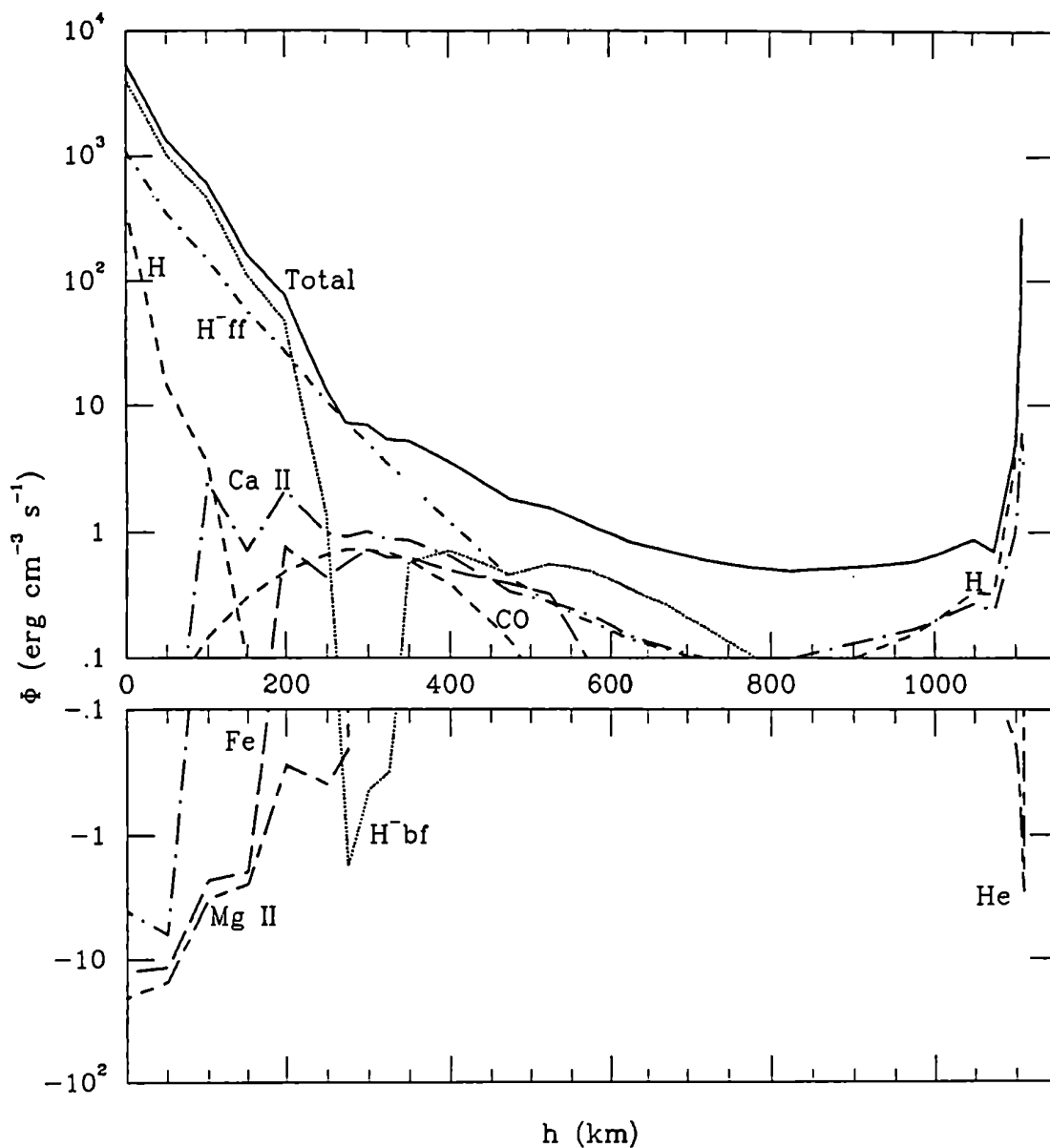


Figura 26. Tasa neta de enfriamiento radiativo para el modelo FLA.

como H<sup>-</sup>bf en las figuras) o de dispersión (notados como H<sup>-</sup>ff). Como vimos, es el incremento de esta emisión en las regiones más profundas lo que observamos como radiación continua, y lo que da lugar a la fulguración en luz blanca. Notemos que la contribución de la formación y disociación de H<sup>-</sup> es negativa alrededor del mínimo de temperatura, constituyendo una fuente neta de calentamiento de la atmósfera, como ya había sido notado para el sol quieto por distintos autores (ver

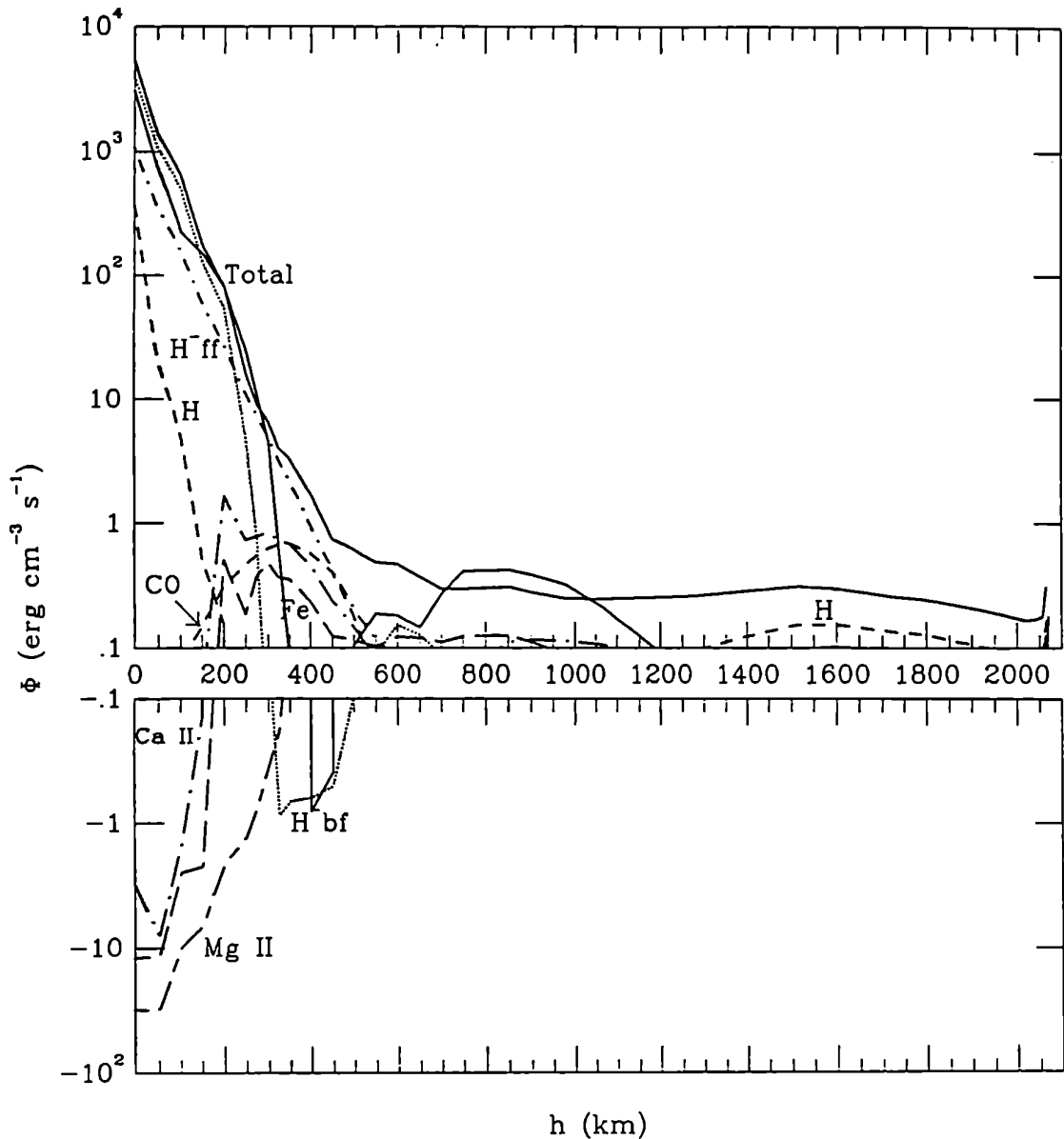


Figura 27. Tasa neta de enfriamiento radiativo para el modelo FLB.

por ejemplo Machado, Emslie y Mauas 1986). Sin embargo, esta contribución no es lo suficientemente grande como para que la tasa total sea negativa, contrariamente a lo que pasa en el caso del sol quieto, o para la región activa representada por el modelo F.

Es importante señalar que, inmediatamente por debajo del mínimo de tem-

peratura, la energía neta emitida por  $H^-$  es menor en el modelo de fulguración FLB que en el modelo F. Esto ocurre porque, debido al incremento en la radiación fotosférica  $J_\nu$ , el segundo término del lado derecho de la Ecuación (VII-1) es mayor en el caso de la fulguración, resultando en una cantidad menor de energía neta emitida. En otras palabras, una fracción de la energía que se emite en forma de radiación continua en la baja fotosfera de la fulguración es reabsorbida por  $H^-$  en esta zona. Cabe notar que la posibilidad de que se produzca este efecto ya fue señalada por Mauas (1984) y Machado, Emslie y Mauas (1986).

Un efecto similar puede observarse comparando las contribuciones de  $H^-$  en ambos modelos de fulguración. La energía neta emitida en el modelo FLA en la región entre 100 y 250 km es significativamente menor que la emitida en el modelo FLB, aunque las temperaturas sean iguales para ambos. También en este caso, la respuesta debe buscarse en una variación del segundo término de la Ecuación (VII-1), sólo que esta diferencia se debe ahora no a un aumento en la radiación fotosférica, sino en la radiación emitida en la cromósfera. Este efecto de calentamiento (en este caso, disminución del enfriamiento) radiativo de regiones más profundas de la atmósfera por radiación producida en capas exteriores de la cromósfera es comunmente llamado "backwarming".

Cabe señalar que la mayoría de los esquemas numéricos que se utilizan para resolver el problema de las atmósferas estelares simplifican el método de resolución de la ecuación de transporte de un modo que esencialmente implica el despreciar los efectos en un punto dado de la radiación emitida en las capas más externas de la atmósfera. En otras palabras, simplifican la integral en la Ecuación (III-15) por

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_{\tau_\nu}^{\infty} E_1(|t_\nu - \tau_\nu|) S_\nu(\tau_\nu) dt_\nu, \quad (\text{VII} - 2)$$

de forma tal que el operador determinado por esta ecuación (ver III-48) sea triangular.

Sin embargo, hemos visto que un elemento importante a tener en cuenta al calcular el balance de energía de la atmósfera es el calentamiento de ciertas regiones producido por la absorción de radiación emitida más afuera, y este efecto no es incluido al utilizar la versión (VII-2) de la ecuación de transporte. Otro ejemplo, quizá más importante, de “backwarming” se puede encontrar en la base de la región de transición. En esta región, y en particular en el modelo FLA, el principal factor para determinar el balance energético lo constituye el átomo de hidrógeno. Sin embargo, no todas las transiciones de hidrógeno se comportan de la misma manera, y si bien las líneas y el continuo de Balmer emiten energía, Lyman- $\alpha$  y, especialmente, el continuo de Lyman absorben la energía emitida a esas mismas frecuencias en la región de transición. En este caso, el no incluir “backwarming” en los cálculos llevaría a sobreestimar en un factor dos los requerimientos energéticos del modelo.

## VII-2 Mecanismos de calentamiento

El hecho de que, como hemos señalado, exista una región de la atmósfera para la cual la energía neta emitida es menor en la fulguración que en la región activa preexistente (suponiendo que el modelo F puede ser utilizado para representar dicha región activa, al menos en la fotosfera), establece una discontinuidad física en los requerimientos energéticos. Esto se debe a que si se calienta la baja fotosfera (0 a 200 km) hasta las temperaturas previstas por los modelos FLA y FLB, y se mantienen las fuentes de energía mecánica responsables de que la región activa sea más caliente que el sol quieto, la alta fotosfera (200 a 350 km) se calienta automáticamente hasta las temperaturas de los modelos aquí presentados.

Por lo tanto, si aceptamos la existencia de dos procesos distintos para calentar la atmósfera, actuando independientemente, y suponemos que el calentamiento de la cromósfera se produce por bombardeo con partículas aceleradas o algún

otro mecanismo canónico (ver la Introducción), el problema se reduce a explicar el calentamiento de las capas más profundas de la fotosfera, ya que la región intermedia (inmediatamente por debajo de  $T_{\min}$ ) se calienta debido al incremento de la absorción por  $H^-$ .

Sin embargo, el problema del calentamiento de la fotosfera no es de fácil solución. Como ya señalaron Machado, Emslie y Brown (1978), ningún mecanismo canónico, que implique un transporte de energía desde la corona hasta las capas inferiores de la atmósfera, tiene un poder de penetración como para influir en zonas tan profundas de la fotosfera, con densidades numéricas  $N_H > 4.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  y columnas de material  $m > 1.3 \text{ g cm}^{-2}$ .

Como ya fuera propuesto al tratar de explicar el calentamiento del  $T_{\min}$ , una posible solución sería que la energía necesaria provenga no de la corona, sino de capas más profundas del sol (ver Machado, Emslie y Mauas 1986). Por otra parte, sabemos que las fulguraciones se producen en regiones de alta complejidad de campo magnético, el que probablemente esté asociado con el mecanismo de calentamiento cromosférico en el sol quieto. Más aún, el hecho de que las fáculas sean más calientes que el resto de la atmósfera seguramente está relacionado con el campo magnético en las regiones activas (ver §I-1).

Por otra parte, como señalamos anteriormente, el calentamiento de la fotosfera no tiene porque coincidir (al menos espacialmente) con el calentamiento en la cromósfera, y no hay manera de asegurar que no es en realidad un fenómeno preexistente, previo a la fulguración. Teniendo en cuenta la relación entre las fulguraciones y el campo magnético, no parece descabellado suponer que el calentamiento fotosférico durante las fulguraciones en luz blanca sea simplemente un caso extremo del calentamiento propio de las fáculas, y que sea en esos casos, en los que el campo magnético es extraordinariamente fuerte, o complejo, o ambos, que se produzcan fulguraciones, las que serán luego, cuando la emisión en  $H_\alpha$  las

torne evidentes, observadas en luz blanca.

Emslie y Machado (1979) propusieron que el calentamiento de  $T_{\min}$  durante fulguraciones podría deberse a la disipación Joule de corrientes continuas, que circularían a lo largo de los arcos de campo magnético, y encontraron que la corriente total requerida implica, usando la ley de Ampère, un campo poloidal mucho mayor que el admisible por requerimientos de estabilidad de los arcos de campo.

En realidad, como ellos mismos señalaron, este problema se presenta si uno supone que toda la corriente circula en la misma dirección sobre toda el área de la fulguración. Sin embargo, no existe problema alguno si se supone que las corrientes están distribuidas en pequeños tubos de flujo, de escala mucho menor que la resolución instrumental, y que la dirección de la corriente no es la misma en todos estos tubos. Posteriormente, Emslie y Sturrock (1982) estudiaron la posibilidad de excitación de estas corrientes por ondas de Alfvén generadas por la fulguración en la corona, y encontraron que, dentro de un rango (muy restringido) de valores de los parámetros del campo magnético y de la onda, es posible depositar la cantidad adecuada de energía en  $T_{\min}$ . Cabe señalar, sin embargo, que no existen valores de los parámetros adecuados para depositar la energía a profundidades fotosféricas.

Sin embargo, es posible imaginar otra forma de generar estas corrientes. Supongamos que la estructura del campo magnético en una región activa, que en un principio consiste de arcos de campo cuyas bases están ancladas a la fotosfera, es deformada por rotación de las bases, provocando que ciertas líneas de campo se enrosquen, lo que genera una componente acimutal del campo. Debido a esta componente acimutal (que, por consideraciones de estabilidad debe ser mucho menor que la longitudinal), se genera una corriente a lo largo del eje del arco, con un sentido que depende del sentido de la rotación en las bases, y que puede ser distinto en distintas regiones. Es esta corriente la que, aún antes del comienzo de la

fulguración, puede producir el calentamiento de la región activa.

De esta forma, la energía responsable del calentamiento de la fotosfera no provendría de la corona, sino que sería generada por movimientos de la fotosfera. Por otra parte, dado que cada tubo de campo puede tener una corriente en distintos sentidos, la corriente neta a lo largo de un arco de la fulguración no es significativa, por lo que no se presenta el problema de las corrientes de retorno.

Cabe agregar que este mecanismo de rotación de la base de tubos de flujo ha sido propuesto para explicar el almacenamiento y la liberación de la energía de la fulguración, y hasta para explicar el calentamiento cromosférico en el sol quieto (Haerendel 1988).

Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que el problema de la estabilidad de estructuras de campo como las que describimos es un problema complejo que no ha sido resuelto aún (ver Haerendel 1988, Priest 1984, Spicer 1982), por lo que la teoría aquí presentada debe ser tomada sólo en forma indicativa. Por de pronto, uno de los requisitos para la estabilidad de dichas estructuras es que se hallen aisladas, de forma de evitar reconexión de las líneas de campo de dos estructuras vecinas. Por lo tanto, debemos suponer que sólo una fracción pequeña de los arcos magnéticos se halla atravesada por corrientes paralelas al eje del arco, lo que implica que las núcleos de emisión continua estarían, en realidad, compuestos de estructuras emisoras de dimensiones menores que la resolución observacional.



## CAPÍTULO VIII

### CONCLUSIONES

En este trabajo hemos presentado observaciones para una fulguración en luz blanca, y hemos modelado los dos núcleos que presentan emisión continua. Para ello utilizamos observaciones en el continuo, en las cuatro primeras líneas de Balmer, y en dos líneas de Mg I.

Previamente, compilamos un modelo atómico confiable para el cálculo de los perfiles de Mg I, y estudiamos cómo la incertidumbre en los valores de los distintos parámetros atómicos influye en los perfiles calculados. Encontramos que, además de los cuatro niveles de menor energía, es necesario incluir los niveles  $4p\ ^3P^0$ ,  $3d\ ^3D$ , y  $4d\ ^3D$ , para tratar apropiadamente los procesos de ionización y recombinación.

También encontramos que el perfil computado para la línea  $\lambda 4571\ \text{\AA}$  de Mg I sólo depende del valor del coeficiente de Einstein  $A_{21}$ , y que esta línea se forma en equilibrio termodinámico local en la región alrededor del mínimo de temperatura. Por lo tanto, esta línea constituye un indicador ideal del estado de la atmósfera en dicha región.

Los modelos computados constituyen los primeros modelos de la atmósfera de una fulguración en luz blanca, consistentes no sólo con las observaciones en los niveles de emisión continua, sino también con un conjunto de líneas espectrales cuyas alturas de formación cubren la cromósfera y la alta fotosfera. Dichos modelos pueden ser utilizados para contrastar con las predicciones de las distintas teorías acerca de las fuentes de emisión continua, y de los mecanismos de calentamiento responsables de esta emisión.

Las observaciones, y los modelos que de ellas se desprenden, son claramente incompatibles con la hipótesis de que la emisión continua se debe a los continuos de Balmer y Paschen del átomo de hidrógeno, y presentan fuerte evidencia en favor de una fuente fotosférica para dicha emisión, que sería debida a la formación de  $H^-$ . De esta manera, por primera vez presentamos evidencia de que la perturbación provocada por la fulguración penetra hasta la baja fotosfera ( $m \simeq 4.5 \text{ g cm}^{-2}$ ).

Por otro lado, de las observaciones se desprende que la emisión en luz blanca puede producirse en zonas de la región activa donde no existe emisión cromosférica, en particular en  $H_\alpha$ . Este hecho, sumado a la necesidad de calentar regiones profundas de la fotosfera, parece descartar la posibilidad de un mecanismo canónico como fuente de la energía necesaria para la fulguración en luz blanca.

Por otra parte, el hecho de que en esta fulguración exista una región en la cual se produce calentamiento de la fotosfera y no de la cromósfera, sumado a que en la mayoría de las fulguraciones se produce a la inversa, sugiere que la fuente de calentamiento de ambas regiones debe encontrarse en procesos distintos, que pueden producirse en forma relativamente independiente.



## APENDICE

En los cálculos realizados en el presente trabajo para obtener los perfiles de las líneas de Mg I, no hemos considerado en forma explícita los distintos subniveles de los tripletes  $^3P^0$  y  $^3D$ . En este Apéndice describimos el procedimiento que hemos usado, que se basa en la suposición de que los subniveles están fuertemente acoplados por transiciones colisionales.

Consideremos un nivel atómico con dos subniveles, con pesos estadísticos  $g_1$  y  $g_2$  y poblaciones  $n_1$  y  $n_2$ . Agrupar los subniveles consiste en considerar un nivel “total”, con población  $n_T (= n_1 + n_2)$  y peso estadístico  $g_T (= g_1 + g_2)$ . Si los subniveles están fuertemente acoplados, se tiene

$$\frac{n_1}{g_1} = \frac{n_2}{g_2} = \frac{n_T}{g_T} . \quad (\text{A} - 1)$$

Consideremos ahora una transición desde uno de los subniveles, por ejemplo el 1, al nivel  $L$  de menor energía que los niveles 1 y 2. La Ecuación (A-1) implica que

$$S_{1L} = \alpha_\nu \left( \frac{n_L g_1}{n_1 g_L} - 1 \right)^{-1} = \alpha_\nu \left( \frac{n_L g_T}{n_T g_L} - 1 \right)^{-1} = S_{TL} , \quad (\text{A} - 2)$$

donde  $\alpha_\nu = 2h\nu^3/c^2$ . El mismo resultado es válido para una transición desde un nivel superior  $U$  al nivel 1. En la Ecuación (A-2) hemos despreciado la diferencia entre las frecuencias de las líneas de un mismo multiplete.

La Ecuación (A-2) implica que al tratar el problema con los niveles agrupados se obtiene la misma función fuente que al considerar las líneas separadas. Esta ecuación también implica la igualdad entre las funciones fuente de líneas de un

mismo multiplete, en función de la *profundidad geométrica*. Por lo tanto, el único motivo para tener distintos perfiles en este caso es la diferencia en opacidades.

La Ecuación (A-1) implica que la tasa de transiciones del nivel  $i$  al nivel “total” está relacionada con las tasas individuales por

$$P_{iT} = P_{i1} + P_{i2} , \quad (\text{A} - 3)$$

y que las tasas inversas correspondientes se relacionan según

$$g_T P_{Ti} = g_1 P_{1i} + g_2 P_{2i} . \quad (\text{A} - 4)$$

De esta manera, es fácil computar las tasas colisionales a y desde el nivel “total” o combinado, usando las Ecuaciones (A-3) y (A-4). Para las tasas radiativas que se computan usando el coeficiente de Einstein  $A_{UL}$ , debe usarse la Ecuación (A-3) si el nivel combinado es el inferior de la transición, como hicimos en el caso de las líneas  $b$ , y la Ecuación (A-4) si el nivel combinado es el superior de la transición, por ejemplo para la línea 7-4 de nuestro modelo de Mg I. Situaciones más complicadas, en las que ambos niveles representan grupos de subniveles, pueden ser manejadas con aplicaciones sucesivas de las Ecuaciones (A-3) y (A-4), como hicimos para la transición 8-2.

El uso del coeficiente de Einstein para todo el multiplete, sin embargo, implica un tratamiento incorrecto de la opacidad en la línea, la que para una línea individual depende de la población del nivel inferior de la transición, y del valor de la  $B_{LU}$  individual para la línea en cuestión, y no para todo el multiplete. La opacidad en la línea está dada por (ver la Ecuación III-5)

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu_{UL}}{4\pi} n_L B_{LU} \varphi_\nu = \frac{h\nu_{UL}}{4\pi} n_L \frac{g_U}{g_L} \frac{A_{UL}}{\alpha_\nu} \varphi_\nu \quad (\text{A} - 5)$$

donde el perfil  $\varphi_\nu$  está normalizado de acuerdo con  $\int \varphi_\nu d\nu = 1$ .

Nótese que, debido a la presencia del factor  $n_L/g_L$  en el lado derecho de la Ecuación (A-5), la opacidad en la línea individual tiene la dependencia correcta con la población, aunque sea computada con la población (y el peso estadístico) total del multiplete.

Para obtener el valor correcto de la opacidad en la transición que involucra al nivel 1, debemos multiplicar la opacidad total calculada por el factor

$$\xi = \frac{A_{U1}}{A_{UL}} , \quad (\text{A} - 6)$$

si el nivel combinado es el inferior de la transición, y por

$$\xi = \frac{g_1 A_{1L}}{g_U A_{UL}} , \quad (\text{A} - 7)$$

si el nivel combinado es el superior de la transición.

En el presente trabajo, hemos multiplicado la opacidad total para la línea 4-2 por el factor  $\xi = 1/3$  para obtener la opacidad en la línea  $b_2$ , de acuerdo con la Ecuación (A-6). En el caso de la línea  $\lambda 4571 \text{ \AA}$ , que no es un multiplete, también multiplicamos la opacidad total calculada por  $\xi = 1/3$ . En este caso, de la Ecuación (A-7), la diferencia proviene solamente de los distintos pesos estadísticos del nivel combinado y del nivel involucrado en la transición.

Hemos comparado los resultados que se obtienen con nuestro modelo de 7 niveles, con los que se obtendrían con un modelo de 9 niveles obtenido dividiendo el nivel 2 en sus tres subniveles. Los resultados fueron los mismos en ambos casos.

TABLA 1

*Parámetros atómicos para transiciones al continuo*

nivel $l$	designación	$\lambda_l(\text{Å})$	$g_l$	$\alpha_0(\text{Mb})$	$s_l$	$\Omega_l (\text{cm}^3 \text{s}^{-1})$		
						3000 K	5000 K	7000 K
1	$3s^2 \ ^1S$	1622	1	2.55		5.48E-8	7.35E-8	9.02E-8
2	$3p \ ^3P^0$	2514	9	46.00		2.59E-8	3.34E-8	7.64E-8
3	$3p \ ^1P^0$	3757	3	213.00		5.78E-8	7.64E-8	8.83E-8
4	$4s \ ^3S$	4885	3	2.20	2.3	9.77E-8	1.26E-7	1.49E-7
5	$4s \ ^1S$	5055	1	0.50	9.1	1.24E-7	1.60E-7	1.90E-7
6	$3d \ ^1D$	6550	5	40.10	1.7	1.76E-7	2.27E-7	8.49E-7
7	$4p \ ^3P^0$	7235	9	26.30	3	2.14E-7	2.77E-7	3.28E-7
8	$3d \ ^3D$	7292	15	34.20	2	2.18E-7	2.81E-7	3.33E-7
9	$4p \ ^1P^0$	8114	3	8.27	3	2.70E-7	3.48E-7	4.12E-7
10	$4d \ ^3D$	13371	15	41.90	3	7.33E-7	9.46E-7	1.10E-6
11		32743	22	100.00	3		1.00E-6	
12		44599	26	100.00	3		1.00E-6	

TABLA 2

*Parámetros atómicos para transiciones entre estados ligados*

Línea	$A_{ji} (s^{-1})$	$\lambda(\text{Å})$	$C_{rad}(\text{Å})$	$C_{VdW}(\text{Å})$	$C_{Stk}(\text{Å})$	$\Omega_{lu} (cm^3 s^{-1})$		
						3000 K	5000 K	7000 K
2-1	2.19(2) <sup>a</sup>	4571	1.32(-10)	6.0(-4)	2.4(-7)	1.98(-7)	2.38(-7)	2.61(-7)
3-1	4.80(8) <sup>g</sup>	2852	1.04(-4)	8.6(-5)	3.5(-7)	1.12(-7)	1.29(-7)	1.46(-7)
4-2	1.04(8) <sup>b,c</sup>	5173	7.25(-5)	5.4(-3)	2.8(-6)	4.12(-8)	4.82(-8)	4.70(-8)
5-2	1.86(2) <sup>e</sup>	4621	2.41(-10)	9.1(-5)	1.2(-6)		1.00(-8)	
5-3	2.27(7) <sup>f</sup>	11828	1.87(-3)	3.6(-3)	2.4(-6)	1.88(-7)	2.12(-7)	2.24(-7)
6-3	9.30(6) <sup>d</sup>	8807	1.01(-3)	6.4(-4)	1.2(-6)	9.77(-8)	1.06(-7)	1.10(-7)
7-1	7.50(1) <sup>e</sup>	2098	1.50(-6)	2.1(-5)	1.6(-6)		5.00(-9)	
7-4	1.29(7) <sup>f</sup>	15040	6.90(-4)	2.7(-3)	1.7(-6)	2.40(-6)	2.50(-6)	2.80(-6)
8-2	1.69(8) <sup>b,c</sup>	3832	6.25(-5)	2.5(-6)	3.7(-6)	3.27(-7)	3.71(-7)	3.97(-7)
9-1	8.40(7) <sup>b</sup>	2025	9.10(-6)	3.6(-5)	1.6(-7)	5.90(-9)	8.00(-9)	9.86(-9)
9-5	9.50(6) <sup>f</sup>	17109	8.29(-4)	5.5(-3)	4.0(-5)	2.90(-6)	3.10(-6)	3.30(-6)
9-6	1.44(6) <sup>f</sup>	33963	2.96(-3)	1.6(-2)	1.4(-4)	1.10(-6)	1.30(-6)	1.40(-6)
10-2	5.55(7) <sup>c</sup>	3096	1.60(-5)	2.4(-4)	5.7(-6)	1.65(-8)	1.76(-8)	2.04(-8)
10-7	9.81(6) <sup>f</sup>	15740	4.99(-4)	5.4(-3)	4.1(-4)	1.20(-6)	1.30(-6)	1.40(-6)
12-11	7.50(5)	123160	1.20(-3)				1.00(-4)	

<sup>a</sup> ver §IV-1

<sup>b</sup> Wiese y Martin (1980)

<sup>c</sup> Ueda *et.al.* (1982)

<sup>d</sup> Froese-Fisher y Godefroid (1982)

<sup>e</sup> Laughlin y Victor (1974)

<sup>f</sup> Warner (1968)

<sup>g</sup> Mendoza y Zeippen (1987a)

TABLA 3

*Parámetros atómicos para transiciones no radiativas*

Transición	$\Omega_{lu}$ ( $10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ )		
	3000 K	5000 K	7000 K
3-2	1.7	2.3	2.8
5-1	.32	.43	.53
6-1	.39	.53	.65
6-2		.10	
7-2		.01	
7-6		5.0	
8-1		.1	
8-7	26.7	24.8	23.2
9-2		.10	
10-1		.05	

Hemos tomado  $\Omega = 5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  para las transiciones 4-1, 6-4, 6-5, 7-3, 8-6, 9-3, 10-3, 10-4, 10-5.

Para las restantes transiciones, usamos  $\Omega = 1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .



TABLA 4

*Transmitancia porcentual del prisma de calibración del microdensitómetro*

3250Å	3600Å	3800Å	4000Å	4250Å	3500Å	3750Å	3950Å	4450Å	4500Å	4750Å	5000Å
89.36	89.76	90.19	90.18	90.00	89.43	91.91	90.00	90.50	91.00	90.92	91.02
57.23	57.83	57.56	56.61	55.70	58.02	58.24	58.50	55.80	55.14	55.93	56.61
33.61	32.96	31.78	31.46	30.25	32.88	32.50	30.90	29.25	28.82	29.96	29.30
17.55	16.97	16.52	15.88	14.75	17.65	16.84	15.75	14.70	14.55	13.90	13.34
8.73	8.35	7.91	7.61	7.10	8.47	8.32	7.70	6.85	6.74	6.73	6.54
4.28	4.13	3.90	3.77	3.72	4.20	4.17	3.82	3.37	3.43	3.36	3.30
1.90	2.01	1.92	1.91	1.77	2.03	2.05	1.91	1.75	1.78	1.69	1.65
0.92	0.92	0.89	0.85	0.81	0.92	0.92	0.86	0.77	0.79	0.79	0.78
0.42	0.44	0.43	0.41	0.38	0.43	0.43	0.42	0.38	0.39	0.38	0.39
0.20	0.21	0.21	0.21	0.20	0.22	0.22	0.22	0.19	0.19	0.20	0.20

5500Å	5800Å	6000Å	6500Å	7000Å	7500Å	8000Å	8500Å	9000Å	9500Å	10000Å
92.72	91.30	91.08	91.82	91.77	91.50	90.95	91.87	91.41	91.97	90.86
56.63	53.88	53.13	53.69	53.46	53.50	51.26	52.66	52.25	52.25	51.20
28.71	26.94	26.91	26.18	26.08	25.85	24.75	26.23	25.22	26.13	24.75
13.36	12.76	12.54	12.22	11.93	11.95	11.21	11.78	11.74	11.73	11.44
6.44	6.16	6.12	6.16	5.86	5.95	5.49	5.75	5.75	5.81	5.81
3.25	3.17	3.18	3.21	3.18	3.21	2.97	3.16	3.14	3.28	3.23
1.68	1.66	1.64	1.72	1.71	1.75	1.66	1.79	1.84	1.86	1.98
0.82	0.84	0.84	0.91	0.94	0.97	0.95	1.07	1.08	1.13	1.28
0.42	0.43	0.44	0.48	0.52	0.54	0.54	0.51	0.62	0.65	0.72
0.21	0.22	0.24	0.25	0.28	0.30	0.30	0.35	0.37	0.38	0.41

TABLA 5

*Intensidad observada en las ventanas del continuo*

$\lambda$ (Å)	$I_{SQ}^{1,2}$	$I_A^2$	$I_B^2$	$C_A^3$	$C_B^3$	$\lambda$ (Å)	$I_{SQ}^{1,2}$	$I_A^2$	$I_B^2$	$C_A^3$	$C_B^3$
3563.5	1.38	—	38.50	—	1.91	4448.7	2.17	35.20	30.20	2.93	2.82
3572.9	1.42	—	45.00	—	2.06	4463.8	2.12	32.50	34.10	2.81	2.84
3590.9	1.43	—	36.70	—	1.95	4477.9	2.09	24.70	34.90	2.61	2.82
3596.7	1.45	—	32.00	—	1.91	4493.0	2.10	28.60	40.00	2.70	2.94
3615.5	1.52	—	30.80	—	1.99	4503.6	2.15	29.60	30.20	2.79	2.80
3652.7	1.66	—	27.30	—	2.11	4510.5	2.12	18.20	30.70	2.51	2.77
3659.0	1.62	—	23.20	—	2.00	4532.5	2.12	27.40	25.30	2.70	2.66
3665.6	1.59	—	21.40	—	1.93	4547.5	2.16	20.10	25.90	2.59	2.72
3691.8	1.62	—	30.20	—	2.11	4559.5	2.15	25.30	31.30	2.69	2.82
3729.5	1.81	—	25.10	—	2.26	4621.3	2.13	20.00	29.10	2.56	2.75
3740.9	1.86	—	30.70	—	2.43	4631.7	2.11	32.10	30.30	2.79	2.75
3755.9	1.91	—	31.90	—	2.52	4689.8	2.10	21.20	25.00	2.55	2.63
3776.9	1.93	—	19.60	—	2.31	4711.1	2.12	26.80	35.90	2.69	2.88
3784.9	2.03	—	22.00	—	2.48	4725.2	2.12	35.80	31.80	2.88	2.79
3811.5	2.15	—	16.70	—	2.51	4739.9	2.13	23.70	27.60	2.64	2.72
3999.9	2.13	7.60	8.40	2.29	2.31	4760.7	2.11	34.00	32.60	2.83	2.80
4013.4	2.14	17.80	18.60	2.52	2.54	4774.3	2.11	25.70	28.40	2.65	2.71
4019.7	2.19	19.60	11.50	2.62	2.44	4795.6	2.14	25.90	28.00	2.69	2.74
4069.8	2.12	21.70	13.40	2.58	2.40	4809.8	2.19	32.80	32.10	2.91	2.89
4081.6	2.16	21.40	15.90	2.62	2.50	4820.0	2.16	22.30	30.20	2.64	2.81
4117.2	2.17	21.30	23.00	2.63	2.67	4837.3	2.12	23.70	29.00	2.62	2.73
4136.2	2.14	20.80	25.00	2.59	2.68	4929.0	2.15	32.50	34.90	2.85	2.90
4163.2	2.19	24.50	21.10	2.73	2.65	4975.0	2.15	34.60	33.90	2.89	2.88
4194.0	2.16	8.80	13.90	2.35	2.46	5026.3	2.18	31.40	33.10	2.86	2.90
4221.0	2.17	19.70	15.30	2.60	2.50	5046.5	2.17	33.90	34.70	2.91	2.92
4231.3	2.21	18.60	15.80	2.62	2.56	5060.7	2.15	22.30	26.20	2.63	2.71
4245.7	2.22	19.20	15.00	2.65	2.55	5077.9	2.14	40.00	39.20	3.00	2.98
4263.0	2.21	28.10	33.20	2.83	2.94	5090.0	2.14	32.30	37.00	2.83	2.93
4283.6	2.14	15.60	20.40	2.47	2.58	5131.0	2.17	24.40	35.60	2.70	2.94
4316.4	2.10	19.50	16.10	2.51	2.44	5203.3	2.18	32.00	31.40	2.88	2.86
4364.9	2.14	34.70	33.40	2.88	2.86	5241.2	2.15	24.30	27.60	2.67	2.74
4378.7	2.19	21.80	21.30	2.67	2.66	5252.5	2.14	24.10	30.90	2.66	2.80
4394.4	2.11	19.40	14.00	2.52	2.41	5286.0	2.14	23.40	32.30	2.64	2.83
4409.7	2.14	29.50	31.30	2.77	2.81	5299.5	2.16	21.80	25.50	2.63	2.71

<sup>1</sup> Labs y Neckel (1967), corregido por oscurecimiento hacia el borde.

<sup>2</sup>  $10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ Å}^{-1}$ .

<sup>3</sup> Contraste relativo.

TABLA 5 (Cont.)

$\lambda$ (Å)	$I_{SQ}^{1,2}$	$I_A^2$	$I_B^2$	$C_A^3$	$C_B^3$	$\lambda$ (Å)	$I_{SQ}^{1,2}$	$I_A^2$	$I_B^2$	$C_A^3$	$C_B^3$
5315.4	2.16	25.50	29.70	2.71	2.80	5944.0	2.07	32.30	35.50	2.74	2.80
5331.0	2.14	24.60	18.30	2.67	2.53	5953.8	2.06	33.90	33.90	2.76	2.76
5347.4	2.13	21.70	28.80	2.59	2.74	5973.0	2.00	30.30	25.80	2.61	2.52
5363.7	2.14	23.20	29.60	2.64	2.77	5990.0	1.97	25.80	28.80	2.48	2.54
5380.0	2.15	18.80	25.40	2.55	2.70	6005.0	1.97	23.50	20.60	2.43	2.38
5400.0	2.18	24.50	24.90	2.71	2.72	6023.0	2.00	25.80	21.20	2.52	2.42
5416.5	2.19	25.50	23.10	2.75	2.70	6054.5	1.95	21.40	18.60	2.37	2.31
5427.5	2.15	17.70	21.10	2.53	2.60	6069.5	2.01	21.70	23.20	2.45	2.48
5441.8	2.15	18.90	21.20	2.56	2.61	6085.7	1.96	19.40	17.90	2.34	2.31
5458.0	2.13	29.70	30.10	2.76	2.77	6101.5	1.96	23.10	21.50	2.41	2.38
5475.0	2.3	23.10	33.30	2.62	2.84	6115.0	1.97	19.70	22.70	2.36	2.42
5491.5	2.16	22.60	21.00	2.65	2.61	6133.7	1.98	26.20	24.60	2.50	2.47
5505.4	2.14	28.80	30.40	2.76	2.79	6143.5	1.99	24.60	23.10	2.48	2.45
5523.0	2.11	34.40	44.70	2.84	3.05	6159.0	1.94	21.50	20.00	2.36	2.33
5534.0	2.15	41.20	37.40	3.04	2.95	6174.5	1.95	24.20	21.20	2.42	2.36
5541.4	2.12	35.00	29.00	2.86	2.73	6190.0	1.94	19.70	16.70	2.32	2.26
5550.5	2.10	26.50	27.80	2.66	2.68	6207.5	1.94	23.10	23.10	2.39	2.39
5564.4	2.09	30.50	38.70	2.73	2.90	6224.8	1.93	28.60	22.20	2.48	2.36
5599.5	2.09	25.00	31.60	2.61	2.75	6242.0	1.93	21.00	24.20	2.33	2.40
5618.3	2.12	22.80	29.50	2.60	2.75	6257.3	1.90	20.00	23.30	2.28	2.34
5630.5	2.10	20.60	42.90	2.53	3.00	6275.0	1.90	21.70	25.00	2.31	2.38
5647.0	2.12	22.80	37.10	2.60	2.91	6291.5	1.96	20.30	20.30	2.36	2.36
5657.0	2.11	27.20	28.70	2.68	2.72	6305.0	1.92	28.60	25.00	2.47	2.40
5673.6	2.10	27.20	27.70	2.67	2.68	6321.5	1.89	26.80	19.60	2.40	2.26
5685.6	2.13	18.90	27.40	2.53	2.71	6338.0	1.88	25.00	26.90	2.35	2.39
5704.0	2.16	30.10	22.20	2.81	2.64	6354.0	1.90	38.50	28.80	2.63	2.45
5721.5	2.13	29.50	25.10	2.76	2.66	6370.0	1.92	34.70	32.70	2.59	2.55
5733.5	2.10	27.70	29.90	2.68	2.73	6385.0	1.88	27.50	27.50	2.40	2.40
5747.0	2.07	34.20	27.40	2.78	2.64	6402.0	1.85	32.00	28.00	2.44	2.37
5765.0	2.07	39.30	29.40	2.88	2.68	6418.5	1.84	24.00	28.00	2.28	2.36
5783.5	2.08	24.90	28.80	2.60	2.68	6435.8	1.85	33.30	27.50	2.47	2.36
5795.0	2.04	32.90	35.90	2.71	2.77	6452.0	1.83	25.50	29.40	2.30	2.37
5814.4	2.05	28.60	40.80	2.64	2.89	6465.0	1.81	28.80	23.10	2.33	2.23
5844.0	2.07	-	25.60	-	2.60	6482.5	1.81	32.00	34.00	2.39	2.43
5860.5	2.05	24.40	22.40	2.55	2.51	6498.0	1.82	26.00	28.00	2.29	2.33
5913.5	2.06	25.70	30.50	2.59	2.69	6530.0	1.80	31.40	27.50	2.36	2.29
5926.0	2.07	32.10	24.90	2.73	2.58	6548.0	1.77	32.00	28.00	2.34	2.27
						6585.0	1.74	25.00	23.10	2.18	2.14

<sup>1</sup> Labs y Neckel (1967), corregido por oscurecimiento hacia el borde.

<sup>2</sup>  $10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ Å}^{-1}$ .

<sup>3</sup> Contraste relativo.

TABLA 6

*Parámetros atmosféricos del modelo FLA*

h	T	V <sub>t</sub>	m	N <sub>H</sub>	N <sub>e</sub>	N <sub>p</sub>
(km)	(K)	(km/s)	(g cm <sup>-2</sup> )	(cm <sup>-3</sup> )	(cm <sup>-3</sup> )	(cm <sup>-3</sup> )
1111.	12000.	4.20	1.090E-03	8.060E+12	8.066E+12	7.770E+12
1110.	8500.	4.20	1.091E-03	1.251E+13	9.454E+12	9.216E+12
1108.	7950.	3.90	1.091E-03	1.672E+13	6.096E+12	5.957E+12
1106.	7700.	3.50	1.098E-03	1.930E+13	4.405E+12	4.360E+12
1103.	7300.	3.20	1.114E-03	2.258E+13	2.736E+12	2.728E+12
1100.	7236.	3.00	1.132E-03	2.406E+13	2.031E+12	2.020E+12
1075.	6800.	2.60	1.296E-03	3.124E+13	8.103E+11	7.869E+11
1050.	6670.	2.50	1.495E-03	3.701E+13	8.212E+11	7.990E+11
1000.	6437.	2.26	2.014E-03	5.258E+13	6.917E+11	6.644E+11
975.	6340.	2.10	2.351E-03	6.293E+13	6.475E+11	6.167E+11
925.	6190.	1.80	3.238E-03	9.017E+13	6.026E+11	5.631E+11
825.	5904.	1.46	6.353E-03	1.884E+14	5.273E+11	4.662E+11
775.	5768.	1.35	9.036E-03	2.754E+14	4.970E+11	4.222E+11
725.	5633.	1.16	1.298E-02	4.079E+14	4.709E+11	3.786E+11
675.	5500.	1.02	1.886E-02	6.093E+14	4.503E+11	3.336E+11
625.	5360.	0.90	2.769E-02	9.208E+14	4.329E+11	2.803E+11
575.	5245.	0.76	4.108E-02	1.401E+15	4.503E+11	2.398E+11
525.	5130.	0.65	6.156E-02	2.151E+15	4.928E+11	1.930E+11
475.	5040.	0.56	9.311E-02	3.316E+15	5.962E+11	1.565E+11
400.	5010.	0.50	1.745E-01	6.261E+15	9.541E+11	1.573E+11
350.	5003.	0.52	2.658E-01	9.544E+15	1.346E+12	1.624E+11
325.	5000.	0.53	3.280E-01	1.178E+16	1.606E+12	1.646E+11
300.	5015.	0.55	4.047E-01	1.449E+16	1.936E+12	1.811E+11
275.	5030.	0.58	4.990E-01	1.781E+16	2.333E+12	1.993E+11
250.	5070.	0.63	6.145E-01	2.174E+16	2.842E+12	2.464E+11
200.	5220.	0.80	9.245E-01	3.165E+16	4.346E+12	5.179E+11
150.	5370.	1.00	1.372E+00	4.544E+16	6.683E+12	1.113E+12
100.	5660.	1.20	2.001E+00	6.257E+16	1.203E+13	4.016E+12
50.	6010.	1.40	2.854E+00	8.355E+16	2.552E+13	1.424E+13
0.	6700.	1.60	3.952E+00	1.033E+17	9.736E+13	8.138E+13
-25.	7200.	1.70	4.581E+00	1.111E+17	2.309E+14	2.114E+14
-50.	7850.	1.76	5.249E+00	1.165E+17	6.103E+14	5.856E+14
-75.	8650.	1.80	5.939E+00	1.189E+17	1.656E+15	1.624E+15

TABLA 7

*Parámetros atmosféricos del modelo FLB*

h	T	V <sub>t</sub>	m	N <sub>H</sub>	N <sub>e</sub>	N <sub>p</sub>
(km)	(K)	(km/s)	(g cm <sup>-2</sup> )	(cm <sup>-3</sup> )	(cm <sup>-3</sup> )	(cm <sup>-3</sup> )
2065.	10800.	8.71	4.609E-05	3.244E+11	2.965E+11	2.921E+11
2061.	9732.	8.65	4.641E-05	3.605E+11	3.145E+11	3.107E+11
2057.	9085.	8.60	4.676E-05	3.887E+11	3.252E+11	3.220E+11
2040.	8872.	8.58	4.836E-05	4.174E+11	3.289E+11	3.269E+11
2020.	8700.	8.55	5.039E-05	4.500E+11	3.335E+11	3.321E+11
1980.	8600.	8.50	5.489E-05	5.106E+11	3.408E+11	3.399E+11
1930.	8499.	8.46	6.135E-05	5.949E+11	3.528E+11	3.519E+11
1880.	8400.	8.42	6.888E-05	6.933E+11	3.679E+11	3.669E+11
1820.	8241.	8.16	7.970E-05	8.563E+11	3.904E+11	3.892E+11
1785.	8150.	8.01	8.720E-05	9.734E+11	4.022E+11	4.008E+11
1725.	7991.	7.77	1.026E-04	1.223E+12	4.188E+11	4.172E+11
1625.	7787.	7.35	1.376E-04	1.811E+12	4.465E+11	4.443E+11
1605.	7750.	7.27	1.464E-04	1.964E+12	4.516E+11	4.492E+11
1515.	7550.	6.92	1.967E-04	2.875E+12	4.609E+11	4.578E+11
1380.	7200.	6.35	3.223E-04	5.360E+12	4.389E+11	4.345E+11
1280.	6946.	5.85	4.848E-04	8.851E+12	4.144E+11	4.087E+11
1210.	6768.	5.26	6.626E-04	1.315E+13	3.992E+11	3.922E+11
1065.	6400.	3.92	1.389E-03	3.276E+13	3.718E+11	3.596E+11
980.	6190.	3.48	2.258E-03	5.691E+13	3.517E+11	3.345E+11
905.	6020.	3.12	3.559E-03	9.454E+13	3.423E+11	3.186E+11
855.	5890.	2.73	4.893E-03	1.363E+14	3.283E+11	2.979E+11
750.	5558.	1.70	1.011E-02	3.151E+14	2.775E+11	2.212E+11
700.	5400.	1.53	1.466E-02	4.737E+14	2.587E+11	1.825E+11
650.	5273.	1.37	2.153E-02	7.167E+14	2.626E+11	1.559E+11
600.	5147.	1.23	3.198E-02	1.096E+15	2.807E+11	1.266E+11
550.	5020.	1.09	4.807E-02	1.696E+15	3.241E+11	9.459E+10
500.	4950.	0.96	7.296E-02	2.621E+15	4.231E+11	8.000E+10
450.	4920.	0.70	1.115E-01	4.057E+15	5.933E+11	7.648E+10
400.	4944.	0.56	1.707E-01	6.198E+15	8.671E+11	9.180E+10
350.	4968.	0.51	2.610E-01	9.439E+15	1.268E+12	1.103E+11
325.	4980.	0.50	3.225E-01	1.164E+16	1.534E+12	1.212E+11
300.	5005.	0.51	3.982E-01	1.430E+16	1.864E+12	1.419E+11
275.	5030.	0.52	4.911E-01	1.754E+16	2.265E+12	1.668E+11
250.	5070.	0.53	6.050E-01	2.144E+16	2.767E+12	2.109E+11
200.	5220.	0.58	9.113E-01	3.134E+16	4.261E+12	4.709E+11
150.	5370.	0.70	1.355E+00	4.522E+16	6.615E+12	1.069E+12
100.	5660.	0.90	1.983E+00	6.253E+16	1.200E+13	3.980E+12
50.	6010.	1.10	2.837E+00	8.385E+16	2.557E+13	1.422E+13
0.	6700.	1.46	3.938E+00	1.034E+17	9.747E+13	8.138E+13
-25.	7200.	1.56	4.568E+00	1.114E+17	2.313E+14	2.115E+14
-50.	7850.	1.64	5.238E+00	1.167E+17	6.111E+14	5.857E+14

TABLA 8

*Perdidas radiativas para el modelo FLA*

h	T	$\Phi$ (erg cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> )										
		(km)	(K)	H I	H-bf	H-ff	Ca II	Mg II	Fe I	He I	CO	Total
1111.	12000.		1.91E+2	1.44E-2	1.49E-2	3.35E+0	1.19E+2	9.93E-2	3.48E+0	0.00E+0	3.8	+2
1110.	8500.		7.64E+1	6.51E-2	6.81E-2	5.87E+0	1.79E+1	-5.81E-1	-2.75E+0	0.00E+0	9.8	-1
1108.	7950.		3.02E+1	9.86E-2	1.12E-1	4.58E+0	4.77E+0	-3.82E-1	-1.98E+0	0.00E+0	3.8	1
1106.	7700.		1.88E+1	8.89E-2	1.07E-1	3.21E+0	2.34E+0	-2.40E-1	-8.12E-1	0.00E+0	2.35	1
1103.	7300.		5.93E+0	5.82E-2	7.77E-2	1.39E+0	-2.12E-1	-1.02E-1	-3.12E-1	0.00E+0	6.99E	0
1100.	7236.		3.30E+0	4.49E-2	6.13E-2	9.48E-1	2.50E-1	6.04E-2	-1.95E-1	0.00E+0	4.43E	-1
1075.	6800.		3.21E-1	1.67E-2	2.59E-2	2.34E-1	1.65E-1	1.14E-2	-6.24E-2	3.30E-8	6.97E	-1
1050.	6670.		3.31E-1	1.82E-2	2.95E-2	2.66E-1	2.35E-1	1.37E-2	-3.10E-2	6.59E-8	8.57E	-1
1000.	6437.		1.92E-1	1.87E-2	3.13E-2	1.95E-1	2.09E-1	1.31E-2	-1.18E-2	2.56E-7	6.47E	-1
975.	6340.		1.53E-1	2.01E-2	3.31E-2	1.68E-1	1.96E-1	1.35E-2	-7.90E-3	4.89E-7	5.76E	-1
925.	6190.		1.14E-1	2.74E-2	4.02E-2	1.40E-1	1.93E-1	1.69E-2	-3.61E-3	1.58E-6	5.31E	-1
825.	5904.		5.97E-2	6.49E-2	5.97E-2	9.77E-2	1.80E-1	2.49E-2	-1.12E-3	1.74E-5	4.90E	-1
775.	5768.		4.22E-2	1.06E-1	7.35E-2	9.12E-2	1.77E-1	2.92E-2	-7.98E-4	5.91E-5	5.27E	-1
725.	5633.		2.84E-2	1.70E-1	9.11E-2	9.72E-2	1.66E-1	3.41E-2	-5.44E-4	2.10E-4	5.90E	-1
675.	5500.		1.82E-2	2.60E-1	1.14E-1	1.20E-1	1.52E-1	4.18E-2	-4.02E-4	7.72E-4	7.10E	-1
625.	5360.		9.99E-3	3.58E-1	1.41E-1	1.50E-1	1.17E-1	5.14E-2	-3.34E-4	3.04E-3	8.34E	-1
575.	5245.		5.88E-3	4.89E-1	1.91E-1	2.16E-1	1.09E-1	8.53E-2	-2.54E-4	1.12E-2	1.11E	+0
525.	5130.		2.29E-3	5.50E-1	2.70E-1	2.75E-1	7.27E-2	3.22E-1	-1.65E-4	4.18E-2	1.54E	+0
475.	5040.		-5.13E-4	4.58E-1	4.29E-1	3.34E-1	3.06E-2	3.84E-1	-1.11E-4	1.34E-1	1.79E	+0
400.	5010.		-4.28E-3	7.06E-1	1.19E+0	6.38E-1	9.86E-2	4.97E-1	-7.37E-5	3.84E-1	3.57E	+0
350.	5003.		-1.20E-2	5.65E-1	2.43E+0	8.53E-1	1.25E-1	6.19E-1	-4.50E-5	5.96E-1	5.25E	+0
325.	5000.		-2.01E-2	-3.16E-1	3.45E+0	8.63E-1	4.01E-2	6.21E-1	-3.17E-5	6.85E-1	5.34E	+0
300.	5015.		-3.09E-2	-4.40E-1	5.05E+0	1.00E+0	1.39E-2	7.25E-1	-2.15E-5	7.15E-1	6.99E	+0
275.	5030.		-4.92E-2	-1.76E+0	7.28E+0	9.03E-1	-2.08E-1	5.63E-1	-1.47E-5	7.19E-1	7.21E	+0
250.	5070.		-7.00E-2	1.35E+0	1.10E+1	9.69E-1	-3.93E-1	4.39E-1	-1.05E-5	6.56E-1	1.34E	+1
200.	5220.		-2.06E-2	4.74E+1	2.72E+1	2.14E+0	-2.74E-1	7.60E-1	-5.45E-6	4.86E-1	7.65E	+1
150.	5370.		9.22E-2	1.12E+2	5.78E+1	7.04E-1	-2.48E+0	-1.97E+0	-2.08E-6	2.99E-1	1.63E	+2
100.	5660.		3.53E+0	4.54E+2	1.50E+2	2.49E+0	-3.21E+0	-2.30E+0	-4.50E-7	1.45E-1	5.98E	+2
50.	6010.		1.46E+1	1.02E+3	3.45E+2	-6.33E+0	-1.55E+1	-1.17E+1	1.14E-8	4.76E-2	1.33E	+3
0.	6700.		3.61E+2	3.96E+3	1.07E+3	-4.10E+0	-2.08E+1	-1.28E+1	1.26E-5	2.84E-3	5.33E	+3
-25.	7200.		1.22E+3	5.68E+3	1.38E+3	7.87E-1	-1.00E+1	-1.01E+1	1.46E-4	0.00E+0	8.25E	+3
-50.	7850.		2.31E+3	5.88E+3	1.24E+3	1.32E+1	1.21E+1	2.41E+0	1.82E-3	0.00E+0	9.51E	+3

TABLA 9

*Perdidas radiativas para el modelo FLB*

h	T	$\Phi$ (erg cm <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> )										
		(km)	(K)	H I	H-bf	H-ff	Ca II	Mg II	Fe I	CO	Total	Total(F)
2065.	10800.		1.67E-1	3.72E-5	3.82E-5	1.70E-3	1.39E-1	2.98E-4	0.00E+0	3.07E-1	3.07E-1	3.07E-1
2061.	9732.		1.20E-1	4.71E-5	4.79E-5	2.14E-3	1.04E-1	5.30E-4	0.00E+0	2.26E-1	2.26E-1	2.26E-1
2057.	9085.		9.17E-2	5.39E-5	5.52E-5	2.47E-3	8.25E-2	7.45E-4	0.00E+0	1.76E-1	1.76E-1	1.76E-1
2040.	8872.		8.64E-2	6.90E-5	7.10E-5	3.20E-3	7.92E-2	8.64E-4	0.00E+0	1.68E-1	1.68E-1	1.68E-1
2020.	8700.		8.45E-2	8.60E-5	8.89E-5	3.97E-3	7.67E-2	9.94E-4	0.00E+0	1.65E-1	1.65E-1	1.65E-1
1980.	8600.		9.19E-2	1.23E-4	1.27E-4	5.41E-3	8.05E-2	1.19E-3	0.00E+0	1.79E-1	1.79E-1	1.79E-1
1930.	8499.		1.01E-1	1.74E-4	1.81E-4	7.34E-3	8.57E-2	1.50E-3	0.00E+0	1.96E-1	1.96E-1	1.96E-1
1880.	8400.		1.10E-1	2.35E-4	2.46E-4	9.52E-3	9.09E-2	1.90E-3	0.00E+0	2.13E-1	2.13E-1	2.13E-1
1820.	8241.		1.22E-1	3.35E-4	3.54E-4	1.28E-2	9.56E-2	2.65E-3	0.00E+0	2.34E-1	2.34E-1	2.34E-1
1785.	8150.		1.27E-1	4.07E-4	4.32E-4	1.49E-2	9.72E-2	3.21E-3	0.00E+0	2.44E-1	2.44E-1	2.44E-1
1725.	7991.		1.33E-1	5.55E-4	5.98E-4	1.88E-2	9.77E-2	4.41E-3	0.00E+0	2.55E-1	2.55E-1	2.55E-1
1625.	7787.		1.48E-1	9.13E-4	1.00E-3	2.73E-2	1.01E-1	7.41E-3	0.00E+0	2.87E-1	2.87E-1	2.87E-1
1605.	7750.		1.51E-1	1.00E-3	1.11E-3	2.96E-2	1.02E-1	8.21E-3	0.00E+0	2.94E-1	2.94E-1	2.94E-1
1515.	7550.		1.51E-1	1.47E-3	1.66E-3	4.06E-2	9.75E-2	1.25E-2	0.00E+0	3.06E-1	3.06E-1	3.06E-1
1380.	7200.		1.18E-1	2.31E-3	2.77E-3	5.65E-2	7.51E-2	2.09E-2	0.00E+0	2.78E-1	2.78E-1	2.78E-1
1280.	6946.		9.34E-2	3.13E-3	3.98E-3	6.92E-2	5.75E-2	2.95E-2	1.79E-9	2.59E-1	2.59E-1	2.59E-1
1210.	6768.		7.91E-2	3.98E-3	5.29E-3	7.92E-2	4.50E-2	3.84E-2	6.34E-9	2.53E-1	2.53E-1	2.53E-1
1065.	6400.		5.47E-2	7.18E-3	1.01E-2	1.06E-1	-2.73E-3	6.71E-2	1.12E-7	2.45E-1	2.45E-1	2.45E-1
980.	6190.		4.15E-2	1.10E-2	1.46E-2	1.13E-1	-2.37E-2	8.65E-2	6.40E-7	2.46E-1	2.46E-1	2.46E-1
905.	6020.		3.40E-2	1.87E-2	2.11E-2	1.16E-1	-3.01E-2	1.11E-1	3.06E-6	2.76E-1	2.76E-1	2.76E-1
855.	5890.		2.72E-2	2.82E-2	2.64E-2	1.12E-1	-1.80E-2	1.25E-1	9.99E-6	3.05E-1	3.05E-1	3.05E-1
750.	5558.		1.12E-2	6.48E-2	3.84E-2	6.11E-2	-6.60E-3	1.22E-1	1.99E-4	2.95E-1	2.95E-1	2.95E-1
700.	5400.		6.62E-3	8.89E-2	4.54E-2	4.60E-2	-8.06E-3	1.11E-1	8.61E-4	2.95E-1	2.95E-1	2.95E-1
650.	5273.		4.55E-3	1.26E-1	5.95E-2	5.56E-2	-1.97E-3	1.19E-1	3.42E-3	3.70E-1	3.70E-1	3.70E-1
600.	5147.		2.81E-3	1.51E-1	8.13E-2	7.36E-2	1.04E-2	1.22E-1	1.40E-2	4.61E-1	4.61E-1	4.61E-1
550.	5020.		1.16E-3	8.84E-2	1.17E-1	8.65E-2	1.78E-2	1.03E-1	5.89E-2	4.80E-1	4.80E-1	4.80E-1
500.	4950.		3.75E-4	-8.92E-2	2.05E-1	1.45E-1	3.74E-2	1.16E-1	1.79E-1	6.09E-1	6.09E-1	6.09E-1
450.	4920.		-3.91E-4	-5.09E-1	4.12E-1	2.36E-1	3.37E-2	1.24E-1	4.03E-1	7.33E-1	7.33E-1	7.33E-1
400.	4944.		-6.18E-4	-6.36E-1	9.52E-1	4.57E-1	6.41E-2	2.34E-1	5.72E-1	1.72E+0	1.72E+0	1.72E+0
350.	4968.		-1.67E-3	-6.76E-1	2.15E+0	6.68E-1	-2.30E-2	3.50E-1	6.67E-1	3.26E+0	3.26E+0	3.26E+0
325.	4980.		-3.46E-3	-8.64E-1	3.19E+0	7.04E-1	-1.85E-1	3.66E-1	6.63E-1	4.00E+0	4.00E+0	4.00E+0
300.	5005.		-4.76E-3	-3.17E-2	4.83E+0	8.27E-1	-3.51E-1	4.73E-1	6.12E-1	6.49E+0	6.49E+0	6.49E+0
275.	5030.		-8.32E-3	7.22E-1	7.18E+0	7.74E-1	-7.48E-1	3.80E-1	5.45E-1	8.94E+0	8.94E+0	8.94E+0
250.	5070.		-7.23E-3	4.73E+0	1.09E+1	7.15E-1	-1.30E+0	1.84E-1	4.51E-1	1.56E+1	1.56E+1	1.56E+1
200.	5220.		1.54E-1	5.31E+1	2.70E+1	1.65E+0	-2.12E+0	4.98E-1	3.11E-1	8.05E+1	8.05E+1	8.05E+1
150.	5370.		5.11E-1	1.25E+2	5.83E+1	-1.36E-1	-6.65E+0	-2.25E+0	1.48E-1	1.73E+2	1.73E+2	1.73E+2
100.	5660.		4.94E+0	4.79E+2	1.52E+2	-1.53E+0	-9.99E+0	-2.50E+0	7.98E-2	6.22E+2	6.22E+2	6.22E+2
50.	6010.		1.96E+1	1.06E+3	3.49E+2	-7.95E+0	-3.17E+1	-1.18E+1	3.15E-2	1.36E+3	1.36E+3	1.36E+3
0.	6700.		3.67E+2	3.98E+3	1.07E+3	-3.13E+0	-3.14E+1	-1.21E+1	2.64E-3	5.35E+3	5.35E+3	5.35E+3
-25.	7200.		1.12E+3	5.61E+3	1.38E+3	2.86E+0	-1.50E+1	-8.35E+0	0.00E+0	8.08E+3	8.08E+3	8.08E+3
-50.	7850.		2.23E+3	5.86E+3	1.24E+3	1.66E+1	3.35E+0	3.94E+0	0.00E+0	9.40E+3	9.40E+3	9.40E+3

## REFERENCIAS

- Abramowitz, M., y Stegun, J. A. 1964, *Handbook of Mathematical Functions* (Washington, D.C.: U.S. Department of Commerce).
- Aleksakhin, J.S., Zapesochnyi, I.P., Garga, I.I., y Starodub, V.P. 1973, *Opt. Spectrosc.*, **34**, 1053.
- Allen, M.S. 1973, *Astrophysical Quantities* (London: Athlone).
- Allen, M.S., y McAllister, H.C. 1978, *Solar Phys.*, **60**, 251.
- Altrock, R.C., y Canfield, R.C. 1974, *Ap. J.*, **194**, 733 (AC).
- Altrock, R.C., y Cannon, C.J. 1972, *Solar Phys.*, **26**, 21.
- Amusia, M.Ya., Cherepkov, N.A., Pavlin, I., Radojević, V., y Živanojević, Dj. 1977, *J. Phys. B*, **10**, 1413.
- Athay, R.G. 1986, en *Physics of the Sun*, ed. P.A. Sturrock, T.E. Holzer, D.M. Mihalas y R.K. Ulrich (Dordrecht: Reidel), p. 1.
- Athay, R.G., y Canfield, R.C. 1969, *Ap. J.*, **156**, 695.
- Auer, L.H. 1984, en *Methods in Radiative Transfer*, ed. W. Kalkofen (Cambridge: Cambridge University Press), p. 237.
- Avrett, E.H. 1985, en *Chromospheric Diagnostics y Modelling*, ed. B.W. Lites (Sunspot, N.M.: National Solar Observatory), p. 67.
- Avrett, E.H., y Loeser, R. 1987, en *Numerical Radiative Transfer*, ed. W. Kalkofen (Cambridge: Cambridge University Press), p. 135.
- Avrett, E.H., Machado, M.E., y Kurucz, R.L. 1986, en *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. D.F. Neidig (Sunspot: NSO), p. 216.
- Barrientos, C., y Martin, I. 1985, *Canadian J. Phys.*, **63**, 1441.
- Bates, G.N., y Altick, P.L. 1973, *J. Phys. B*, **6**, 653.
- Boldt, G. 1958, *Z. Phys.*, **150**, 205.
- Bonnano, R.E., Clark, C.W., y Lucatorlo, T.B. 1986, *Phys. Rev. A*, **34**, 2082.
- Böttcher, W. 1958, *Zs. f. Phys.*, **150**, 336.
- Bottcher, C., Docken, K.K., y Dalgarno, A. 1975, *J. Phys. B*, **8**, 1756.



- Boyer, R., Machado, M.E., Rust, D.M., y Sotirovskii, P. 1985, *Solar Phys.*, **98**, 255.
- Bradley, D.J., Dugan, C.H., Ewart, P., y Purdie, A.F. 1976, *Phys. Rev. A*, **13**, 1416.
- Brault, J., y Testerman, L. 1972, *Kitt Peak Solar Atlas 2942-10000 Å (Preliminary edition)* (Tucson:Kitt Peak National Observatory).
- Brault, J.W., y White, D.R. 1971, *Astr. Ap.*, **13**, 169.
- Brown, J.C. 1973, *Solar Phys.*, **31**, 143.
- Brown, J.C. 1986, en *The Lower Atmosphere of Solar Flares*, ed. D.F. Neidig (Sunspot: NSO), p. 431.
- Burguess, A., y Seaton, M.J. 1960, *M.N.R.A.S.*, **120**, 121.
- Canfield, R.C., y 15 co-autores 1986, en *Energetic Phenomena on the Sun*, ed. Kundu, M., y Woodgate, B. (Washington: NASA), Cap. 3.
- Canfield, R.C., y Cram, L.E. 1977, *Ap. J.*, **216**, 654.
- Cook, J.W. 1979, *Ap. J.*, **234**, 378.
- Cook, J.W., y Brueckner, G.E. 1979, *Ap. J.*, **225**, 650.
- Cox, D.P., y Tucker, W.H. 1969, *Ap. J.*, **157**, 1157.
- Degiacomi, C.G. 1984, *Ph. D. Thesis*, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich.
- Degiacomi, C.G., Kneubühl, F.K., y Huguenin, D. 1985, *Ap. J.*, **298**, 918.
- Deridder, G., y van Rensbergen, W. 1976, *Astr. Ap. Suppl.*, **23**, 147.
- Deshmukh, P.C., y Manson, S.T. 1983, *Phys. Rev. A*, **28**, 209.
- Ditchburn, R.W., y Marr, G.V. 1953, *Proc. Phys. Soc. London A*, **66**, 655.
- Donati-Falchi, A., Falciani, R., y Smaldone L.A. 1984, *Astr. Ap.*, **131**, 256.
- Dubau, J., y Wells, J. 1973, *J. Phys. B*, **6**, L31.
- Emslie, A.G. 1978, *Ap. J.*, **224**, 241.
- Emslie, A.G., y Machado, M.E. 1979, *Solar Phys.*, **64**, 129.
- Emslie, A.G., y Sturrock, P.A. 1982, *Solar Phys.*, **80**, 99.
- Feautrier, P. 1964, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **258**, 3189.
- Fontenla, J.M., y Rovira, M.G. 1985, *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf.*, **34**, 389.

- Froese-Fisher, C., y Godefroid, C. 1982, *Nuc. Inst. Meth.*, **202**, 307.
- Furcinitti, P.S., Wright, J.J., y Balling, L.C. 1975, *Phys. Rev. A*, **12**, 1123.
- Garstang, R.H. 1962, *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 845.
- Giusfredi, G., Mimquzzi, P., Strumia, F., y Tonelli, M. 1975, *Z. Phys. A*, **274**, 279.
- Gómez, D.O. 1988, *Tesis de Doctorado* (Buenos Aires: FCEN).
- Griem, H.R. 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas* (New York: Academic Press).
- Haerendel, G. 1988, *Proc. 21st ESLAB Symposium*, p. 205.
- Heasley, J.N., y Allen, M.S. 1980, *Ap. J.*, **237**, 255.
- Hénoux, J.-C., y Nakagawa, Y. 1977, *Astr. Ap.*, **57**, 105.
- Hiei, E. 1982, *Solar Phys.*, **80**, 113.
- House, L. 1964, *Ap. J. Suppl.*, **8**, 307.
- Hoyng, P., Brown, J.C., y van Beck, H.F. 1976, *Solar Phys.*, **48**, 197.
- Kane, S.R., Love, J.J., Neidig, D.F., y Cliver, E.W. 1985, *Ap. J. Lett.*, **290**, L54.
- Kurucz, R.L. 1985, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **17**, 640.
- Kwong, H.S., Smith, P.L., y Parkinson, W.H. 1982, *Phys. Rev. A*, **25**, 2629.
- Labs, D., y Neckel, H. 1967, *Zs. f. Ap.*, **65**, 133.
- Laughlin, C., y Victor, G.A. 1974, *Ap. J.*, **192**, 932.
- 1979, *Ap. J.*, **234**, 407.
- Leep, P., y Gallagher, A. 1976, *Phys. Rev. A*, **13**, 148.
- Lites, B.W., y Cook, J.W. 1979, *Ap. J.*, **228**, 598.
- Lites, B.W., Skumanich, A., Rees, D.E., Murphy, G.A., y Carlsson, M. 1987, *Ap. J.*, **318**, 930.
- Lombardi, G.G., Smith, P.L., y Parkinson, W.H. 1981, *Phys. Rev. A*, **24**, 326.
- Machado, M.E., Avrett, E.H., Vernazza, J.E., y Noyes, R.W. 1980, *Ap. J.*, **242**, 336.
- Machado, M.E., Emslie, A.G., y Avrett, E.H. 1989, *Solar Phys.*, en prensa.
- Machado, M.E., Emslie, A.G., y Brown, J.C. 1978, *Solar Phys.*, **58**, 363.
- Machado, M.E., Emslie, A.G., y Mauas, P.J. 1986, *Astr. Ap.*, **159**, 33.

- Machado, M.E., y Hénoux, J.-C. 1982, *Astr. Ap.*, **108**, 61.
- Machado, M.E., y Linsky, J.L. 1975, *Solar Phys.*, **42**, 395.
- Machado, M.E., y Mauas, P.J. 1986, en *Rapid Fluctuations in Solar Flares*, ed. B.R. Dennis, A. Kiplinger, y L. Orwig (Washington: NASA), p. 271.
- Machado, M.E., Rovira, M.G., y Sneibrum, C.V. 1985, *Solar Phys.*, **99**, 189.
- Maltby, P., Avrett, E.H., Carlsson, M., Kjeldseth-Moe, O., Kurucz, R.L., y Loeser, R. 1986, *Ap. J.*, **306**, 284.
- Mandrini, C.H. 1989, *Tesis de Doctorado* (Buenos Aires: FCEN).
- Mauas, P.J. 1984, *Tesis de Licenciatura* (Buenos Aires: FCEN).
- Mauas, P.J., Avrett, E.H., y Loeser, R. 1989a, *Ap. J.*, **345**, en prensa.
- Mauas, P.J., Avrett, E.H., y Loeser, R. 1989b, *Ap. J.*, presentado.
- Mendoza, C., y Zeippen, C.J. 1987a, *Astr. Ap.*, **179**, 339.
- 1987b, *Astr. Ap.*, **179**, 346.
- Mihalas, D. 1970, *Stellar Atmospheres* (San Francisco: Freeman y Co.).
- Mitchell, C.J. 1975, *J. Phys. B*, **8**, 25.
- Neidig, D.F. 1983, *Solar Phys.*, **85**, 285.
- Neidig, D.F. 1987, comunicación privada.
- Neidig, D.F., y Wiborg, P.H. 1984, *Solar Phys.*, **92**, 217.
- Nussbaumer, H., y Storey, P.J. 1986, *Astr. and Ap. Suppl.*, **64**, 545.
- Okuno, Y., Okuno, K., Kaneko, Y., y Kanomata, I. 1970, *J. Phys. Soc. Japan*, **29**, 164.
- O'Mahony, P.F., y Greene, C.H. 1985, *Phys. Rev. A*, **31**, 250.
- Parkinson, W.H., Reeves, E.M., Tomkins, F.S. 1976, *J. Phys. B*, **9**, 157.
- Peach, G. 1962, *M.N.R.A.S.*, **124**, 371.
- 1970, *Mem. R.A.S.*, **73**, 1.
- Preses, J.M., Burkhardt, G.E., Garver, W.P., y Leventhal, J.J. 1984, *Phys. Rev. A*, **29**, 985.
- Priest, E.R. 1984, *Solar Magnetohydrodynamics* (Dordrecht: Reidel).
- Rast, J., Kneubühl, F.K., y Müller, E.A. 1978, *Astr. Ap.*, **68**, 229.

- Raymond, J.C., Cox, D.P., y Smith, B.W. 1976, *Ap. J.*, **204**, 290.
- Rescigno, T.N. 1985, *Phys. Rev. A*, **31**, 607.
- Robb, W.D. 1974, *J. Phys. B*, **7**, 1006.
- Rutten, R.J. 1977, *Solar Phys.*, **51**, 3.
- 1987, en *Physics of Formation of Fe II Lines Outside LTE*, ed. R. Viotti (N. York: Reidel).
- Somov, B.V. 1975, *Solar Phys.*, **42**, 235.
- Spicer, D. S. 1982, *Space Sci. Rev.*, **31**, 351.
- Spicer, D. S. y Brown, J. C. 1981, en *The Sun as a Star*, ed. S. Jordan (Washington: NASA), p. 413.
- Steenbock, W. 1985, en *Cool Stars with excesses of heavy elements*, M. Jасhek y P.C. Keenan (eds.), Strasbourg Colloquium, P.231.
- Storey, P.J. 1983, *I.A.U. Symp.*, **103**, 199.
- Syrovatskii, S.I., y Shmeleva, O.P. 1972, *Soviet. Astr.-AJ*, **16**, 273.
- Švestka, Z. 1976, *Solar Flares* (Dordrecht: Reidel).
- Travis, L.D., y Matsushima, S. 1968, *Ap. J.*, **154**, 689.
- Van Blerkom, J.K. 1970, *J. Phys. B*, **3**, 932.
- Van Regemorter, H. 1962, *Ap. J.*, **136**, 906.
- Ueda, K., Karasawa, M., y Fukuda, K. 1982, *J. Phys. Soc. Japan*, **51**, 2267.
- Vernazza, J.E., Avrett, E.H., y Loeser, R. 1973, *Ap. J.*, **184**, 605.
- 1976, *Ap. J. Suppl.*, **30**, 1.
- 1981, *Ap. J. Suppl.*, **45**, 635.
- Warner, B. 1968, *M.N.R.A.S.*, **140**, 53.
- White, O.R., Altrock, R.C., Brault, J.W., y Slaughter, C.D. 1972, *Solar Phys.*, **23**, 18.
- Wiese, W.L., y Martin, G.A. 1980, en *Wavelengths and Transition Probabilities for atoms and atomic ions* (Washington, D.C.: N.B.S.).
- Williams, W., y Trajmar, S. 1978, *J. Phys. B*, **11**, 2021.

Withbroe, G. 1981, en *The Sun as a Star*, ed. S. Jordan (Washington: NASA), p.  
321.

Zirin H. 1966, *The Solar Atmosphere* (Waltham: Blaisdell).

## AGRADECIMIENTOS

- A Marcos Machado, mi director de tesis, quien me introdujo en la Física Solar, y cuya dirección y consejos han sido indispensables no sólo para la realización de esta tesis, sino para todo lo relativo a mi vida profesional.
- A Gene Avrett, por su infinita paciencia e invaluable dirección por los vericuetos de la teoría del transporte de radiación, y por poner a mi disposición PANDORA, sin la cual esta tesis no hubiera sido posible.
- A Rudy Loeser, por tantas preguntas contestadas.
- A Don Neidig, quien proveyó las observaciones utilizadas.
- A Art Polland y Bill Thompson, quienes me brindaron acceso al microdensitómetro del GSFC, y me explicaron su manejo.
- A Cristina Mandrini y Daniel Gómez, por tantas molestias que les causé.
- Al CONICET y a la Smithsonian Institution, que financiaron este trabajo a través del otorgamiento de becas y subsidios para la investigación.