



# UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

**Radiación UV en estrellas frías**

por **Andrea Paola Buccino**

**Director de Tesis: Dr. Pablo J. D. Mauas**

**Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del  
Espacio**

**Trabajo de Tesis para optar por el título  
de Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Física**

**5 de diciembre de 2007**



*A Rodrigo.*



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>IV</b>
<b>Abstract</b>	<b>VI</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Generalidades de las estrellas</b>	<b>5</b>
2.1. Observables estelares . . . . .	5
2.1.1. Distancias estelares . . . . .	5
2.1.2. Escala de magnitudes . . . . .	7
2.2. Espectros Estelares . . . . .	8
2.2.1. Espectro Continuo de una estrella . . . . .	8
2.3. Clasificación estelar . . . . .	10
2.3.1. Diagrama de Hertzsprung-Russell . . . . .	11
2.3.2. Características generales del Sol . . . . .	13
2.3.3. Estrellas similares al Sol . . . . .	14
2.4. Atmósferas estelares . . . . .	15
2.5. Formación de líneas espectrales . . . . .	18
2.5.1. Teoría de transporte . . . . .	18
2.5.2. Ecuación de Transporte . . . . .	19
2.5.3. Equilibrio Estadístico . . . . .	21
2.5.4. Átomo de dos niveles . . . . .	22
2.5.5. Perfiles de líneas . . . . .	22
2.5.6. Modelos de atmósferas . . . . .	24
<b>3. Actividad estelar</b>	<b>27</b>
3.1. Actividad solar . . . . .	27
3.1.1. Fenómenos transitorios . . . . .	27
3.1.2. El ciclo solar . . . . .	29
3.2. Dínamo solar . . . . .	31
3.2.1. Modelo cualitativo de Parker . . . . .	32
3.2.2. Ecuaciones MHD-Teoría de campo medio . . . . .	32
3.2.3. Una resolución sencilla de las ecuaciones MHD . . . . .	34
3.2.4. Ondas del dínamo $\alpha\omega$ . . . . .	35
3.2.5. Modelos más realistas del dínamo solar . . . . .	36

3.3.	Actividad estelar . . . . .	37
3.3.1.	Actividad magnética-Fenómenos transitorios . . . . .	37
3.3.2.	Líneas de Ca II para el estudio de actividad estelar . . . . .	39
3.3.3.	Ciclos estelares . . . . .	41
	Variaciones magnéticas y de brillo . . . . .	42
3.3.4.	Rotación, convección y actividad estelar . . . . .	43
<b>4.</b>	<b>Líneas de Mg II</b>	<b>45</b>
4.1.	Líneas de Mg II en el Sol . . . . .	45
4.2.	Observaciones UV en estrellas - El satélite IUE . . . . .	46
4.2.1.	Espectros IUE . . . . .	47
4.3.	El continuo UV . . . . .	47
4.3.1.	Espectros de alta resolución IUE . . . . .	47
4.3.2.	El continuo cerca de las líneas de Mg II . . . . .	48
4.4.	Flujo basal en las líneas de Mg II . . . . .	51
4.5.	Calibración $S$ vs. $F_{MgII}$ en alta resolución . . . . .	52
4.6.	Relación entre el índice $S$ y el $F_{MgII}$ en baja dispersión . . . . .	56
4.6.1.	Espectros IUE de baja resolución . . . . .	56
4.6.2.	Comparación de espectros IUE <i>remuestreados</i> y en <i>baja</i> dispersión . . . . .	56
4.6.3.	Calibración entre $S$ y $F_{MgII}$ en baja dispersión . . . . .	57
<b>5.</b>	<b>Algunas estrellas frías</b>	<b>59</b>
5.1.	Estudios de periodicidad . . . . .	59
5.1.1.	Análisis espectral de datos equiespaciados . . . . .	59
5.1.2.	Periodograma de Lomb-Scargle . . . . .	60
5.2.	Análisis de las estrellas más observadas . . . . .	63
5.2.1.	Estrellas simples dF a dK . . . . .	64
5.2.2.	Estrellas binarias . . . . .	72
5.2.3.	Estrellas simples dM . . . . .	78
<b>6.</b>	<b>Radiación UV en planetas extrasolares</b>	<b>83</b>
6.1.	Origen de la vida en la Tierra . . . . .	83
6.2.	Criterios de habitabilidad . . . . .	84
6.3.	Zona de habitabilidad UV . . . . .	86
6.3.1.	Límite interno . . . . .	86
6.3.2.	Límite externo . . . . .	89
6.3.3.	Evolución de la zona de habitabilidad UV . . . . .	90
6.4.	UV-HZ en estrellas de tipo solar . . . . .	91
<b>7.</b>	<b>UV-HZ alrededor de estrellas M</b>	<b>101</b>
7.1.	Habitabilidad alrededor de estrellas de tipo M . . . . .	101
7.2.	UV-HZ en estrellas Ms . . . . .	103
7.3.	El rol biológico de las fulguraciones . . . . .	106
<b>8.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>109</b>

---

A-1. Tablas . . . . .	113
<b>Bibliografía</b>	<b>119</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>129</b>

# Resumen

---

Desde 1966, se realizan sistemáticamente mediciones de los flujos en los centros de las líneas de Ca II H y K (a 3968 y 3934 Å) en 2200 estrellas de tipo dF a dK, lo que constituye la base de datos más extensa para el estudio de actividad estelar disponible hasta el momento.

Dado que las líneas ultravioletas de Mg II h y k (a 2803 y 2796 Å) se forman de manera similar a las líneas de Ca II, son también buenos indicadores de la actividad magnética, y son especialmente útiles para estudiar los procesos que ocurren en la alta fotosfera y en la cromósfera, ya que tienen la ventaja de ser más sensibles a la actividad cromosférica que las líneas de Ca II.

El satélite *International Ultraviolet Explorer (IUE)* provee una extensa base de espectros en alta y baja dispersión tomados en el rango de longitud de onda de 1150 a 3350 Å entre 1978 y 1995.

Uno de los objetivos principales de esta tesis es incorporar las observaciones IUE al análisis de actividad magnética de estrellas dF a dM y combinar los registros de actividad derivados de estos espectros con los tomados en el rango visible.

Con este fin, medimos los flujos en los centros de las líneas de Mg II y el continuo UV cercano a estas líneas sobre todos los espectros IUE de alta resolución correspondientes a estrellas dF a dK, lo que equivale a un total de 1623 espectros de 259 estrellas. A partir de estos datos, obtuvimos una relación logarítmica entre el continuo UV promedio y el color  $B - V$  de la estrella. Por otra parte, obtuvimos una calibración entre el índice de Mount Wilson  $S$  y el flujo en los centros de las líneas de Mg II medidos sobre espectros IUE de alta y baja resolución que depende del color  $B - V$  de la estrella.

Como aplicación de las calibraciones obtenidas, combinamos los índices de Mount Wilson derivados de espectros IUE con los obtenidos de espectros tomados en CASLEO y en CTIO. Con estos datos analizamos el nivel de actividad a lo largo de décadas y las variaciones de corto plazo de 8 estrellas de tipo solar (HD 1835,  $\beta$  Hydri,  $\tau$  Ceti,  $\epsilon$  Eri, HD 115383,  $\alpha$  Cen A y B,  $\xi$  Boo A), de 3 estrellas dM (AD Leo, EV Lac y HD 119850) y de 2 estrellas binarias interactuantes de tipo RS CVn (HD 22468 y HD 210334). Confirmamos los ciclos de actividad de  $\beta$  Hydri (HD 2151),  $\epsilon$  Eri (HD 22049) y HD 210334 y encontramos un ciclo magnético en  $\alpha$  CenB (HD 128621). Además, obtuvimos una estructura de dos ciclos cromosféricos en HD 22468, cuyos períodos coinciden con los derivados de observaciones fotométricas.

Por otra parte, la radiación UV cumplió un rol primordial en el origen de la vida en la Tierra. Se presume que fue una de las principales fuentes de energía en los procesos de



biogénesis y que, por otro lado, su carácter dañino pudo haber sido un factor de selección importante en la evolución de los sistemas biológicos. Dado que la radiación UV puede inhibir la fotosíntesis y dañar el material genético, puede también restringir el origen de la vida en otros planetas.

En la segunda parte de la tesis se utilizaron los espectros IUE para analizar el impacto biológico de la radiación UV en planetas extrasolares. Basándonos en el principio de mediocridad, definimos una zona de habitabilidad UV que restringe la zona de habitabilidad tradicional, donde se requiere que el agua se encuentre en estado líquido. Aplicamos el criterio de habitabilidad UV a las estrellas de tipo solar que albergan planetas y que fueron observadas por el satélite IUE. En el caso de las estrellas tardías la radiación UV es insuficiente para generar el proceso de biogénesis, mientras que en las estrellas dF pueden existir regiones dentro de la zona de habitabilidad de agua líquida donde la radiación UV sea tan alta que dañe el ADN.

Finalmente, analizamos la zona de de habitabilidad UV alrededor de estrellas dM y el rol biológico de sus fulguraciones. Obtuvimos que, en general, planetas alrededor de estrellas dM en estado quiescente recibirían una cantidad de radiación UV insuficiente para iniciar la síntesis de moléculas complejas. Por otra parte, si bien las fulguraciones son eventos esporádicos y de corta duración, obtuvimos que una fulguración moderada emitida por una estrella dMe podría entregar la energía necesaria para generar la vida en planetas de tipo terrestre ubicados en la zona de habitabilidad de agua líquida.

**PALABRAS CLAVE:** estrellas enanas tardías - actividad magnética - radiación UV - planetas extrasolares - zonas habitables.

# Abstract

---

Since 1966, the Ca II H and K (at 3968 and 3934 Å) line-core fluxes are systematically measured for 2200 dF to dK stars, forming the largest database to study stellar activity available at this moment.

Since the ultraviolet Mg II h and k lines (at 2803 and 2796 Å) are formed in a similar way to the Ca II lines, they are also good indicators of magnetic activity, and they are specially good to study the high photosphere and the chromosphere of a star. The Mg II lines have the advantage of being more sensitive to chromospheric activity than the Ca II lines.

The *International Ultraviolet Explorer (IUE)* satellite provides a large database of high and low dispersion UV spectra obtained in the band 1150-3350 Å from 1978 to 1995.

One of the main purposes of this thesis is to incorporate the IUE spectra to the analysis of magnetic activity in dF to dM stars and to combine the registry of activity derived from these data with the ones obtained from visible spectra.

We consequently measured the Mg II line-core fluxes and the continuum near these lines on all the IUE high resolution spectra of dF to dK stars, totalling 1623 spectra of 259 stars. From these data, we obtained a logarithm relation between the mean UV continuum flux and the colour  $B - V$  of the stars. On the other hand, we obtained a colour dependent calibration between the Mount Wilson index and the Mg II line-core fluxes measured on IUE high and low resolution spectra.

As an application of these calibrations, we combine the Mount Wilson indexes derived from the IUE spectra with ones obtained from CTIO and CASLEO spectra. From these data, we analyzed the level of activity along decades and the short-term variations of 8 solar-type stars (HD 1835,  $\beta$  Hydri,  $\tau$  Ceti,  $\epsilon$  Eri, HD 115383,  $\alpha$  Cen A y B,  $\xi$  Boo A), 3 dM stars (AD Leo, EV Lac, HD 119850) and 2 interacting binary stars of RSCVn type (HD 22468 and HD 210334). We confirmed the activity cycle of  $\beta$  Hydri (HD 2151),  $\epsilon$  Eri (HD 22049) and HD 210334, and we found a magnetic cycle in  $\alpha$  CenB (HD 128621). We also obtained a pattern of two chromospheric cycles in HD 22468, whose periods are equal to the ones derived from photometric observations.

On the other hand, the UV radiation is thought to have played an important role in the origin of life on Earth. It could have been one of the main energy sources in the biogenesis processes and, because of its damaging characteristics, it could have been an important selective pressure on the evolution of living systems. Since the UV radiation could inhibit photosynthesis and damage the DNA, it could also constrain the emergence of life in other

planets.

In the second part of this thesis, IUE spectra were used to analyze the biological impact of UV radiation on extrasolar planets. Based on the Principle of Mediocrity, we defined a UV habitable zone which constrains the traditional one which requires the presence of liquid water on the planetary surface. We obtained the UV habitable zone for all solar-type stars which host planets and were observed by the IUE satellite. Around later-type stars, the UV radiation is insufficient to trigger the biogenesis processes. In contrast, around dF stars, it could exist a region in the liquid-water habitable zone where the UV radiation is large enough to destroy the DNA. Finally, we studied the UV habitable zones around dM stars and the biological impact of their flares. We obtained that planets around quiet M stars receive insufficient radiation for the synthesis of complex molecules. On the other hand, although flares are sporadic events of short duration, we obtained that a flare of moderate energy could released the necessary energy for the origin of life in a terrestrial planet in the liquid water habitable zone around a dMe star.

KEYWORDS: late dwarf stars - magnetic activity - UV radiation - extrasolar planets - habitable zones.



# Capítulo 1

## Introducción

---

Los campos magnéticos que se originan en el interior del Sol y emergen en forma de arcos toroidales de flujo magnético, influyen en la estructura de la atmósfera solar, dando lugar a manifestaciones magnéticas en las distintas capas como manchas, plagas, fulguraciones, etc.

Los registros sistemáticos de variabilidad magnética solar datan de principios del siglo XIX, y el principal indicador es el número de manchas solares. El Sol presenta un ciclo magnético de 22 años, así como también una variación secular (ciclo de Gleissberg) con un período de 80 años.

Las estrellas frías que poseen una capa convectiva presentan fenómenos magnéticos análogos a los solares que se engloban dentro de la llamada actividad estelar. El nivel de actividad de una estrella está relacionado con su edad y su masa. Los campos magnéticos son generados por un dínamo estelar, que resulta de la interacción entre la convección y la rotación de la estrella. Esta interacción disminuye con la edad de la estrella debido a la pérdida de momento angular a través del viento estelar, por lo que la actividad estelar también decrece a lo largo del trayecto evolutivo en la secuencia principal.

Los estudios sistemáticos de variabilidad estelar comenzaron en el Observatorio Mount Wilson en 1966 cuando Olin Wilson inició sus mediciones de los flujos de las líneas de Ca II H (3968 Å) y K (3934 Å) en estrellas frías de tipo solar (Wilson, 1978). El estudio se basó en resultados conocidos para el Sol, donde se observa que la emisión en el centro de las líneas cromosféricas de Ca II es mucho mayor en zonas con alto flujo magnético que en las zonas tranquilas, y que las fluctuaciones en el campo magnético a lo largo del ciclo solar producen cambios relativos en el flujo integrado de estas líneas del orden del 20 % (White & Livingston, 1981).

En 1977 se definió el índice de Mount Wilson  $S$  como la razón entre los flujos medidos en los centros de las líneas de Ca II y los continuos cercanos. Desde entonces, este índice se considera como una medida standard para el estudio de actividad magnética en estrellas. El proyecto iniciado por Wilson, hoy conocido como *Proyecto HK*, se encuentra aún en operación y provee mediciones diarias del índice  $S$  para un conjunto de 2200 estrellas de diferentes clases de luminosidad.

Del análisis de estos datos se encontró que sólo un 60 % de las estrellas observadas muestran

un nivel medio de actividad y un comportamiento cíclico como el del Sol, con períodos que van de 3 a 30 años, y alrededor del 25 % de las observadas presentan grandes niveles de actividad magnética con variaciones erráticas, sin una periodicidad observable. Se trata, en general, de estrellas jóvenes que rotan rápidamente. El otro 15 % de las observaciones muestran estrellas con menores niveles de emisión cromosférica, que son constantes en el tiempo. Este grupo es particularmente interesante, porque podría tratarse de estrellas que se encuentren en un prolongado período de inactividad como el que mostró el Sol durante el llamado Mínimo de Maunder, entre 1645 y 1715 (Baliunas et al., 1998).

Por otro lado, desde 1999, el Grupo de Actividad Estelar del Instituto de Astronomía y Física del Espacio realiza observaciones sistemáticas (4 veces al año) de estrellas de tipo solar con el espectrógrafo REOSC ubicado en el telescopio de 2.15 m de diámetro en el observatorio argentino *CASLEO* (*Complejo Astronómico El Leoncito*). Recientemente, Cincunegui et al. (2007) definieron un índice de actividad  $S_{CASLEO}$ , construido de manera similar al índice de Mount Wilson, utilizando observaciones de 109 estrellas F6 a M5.

Las líneas de Mg II h (2803 Å) y k (2797 Å) se forman de manera similar a las líneas de Ca II y, análogamente a éstas, son buenos indicadores del calentamiento cromosférico. De hecho, se encontró que los flujos en las líneas de Ca II y de Mg II están altamente correlacionados (Oranje & Zwaan 1985, Schrijver 1987, y Rutten et al. 1991). A partir de observaciones cuasisimultáneas en el UV y en el visible, Schrijver et al. (1992) encontraron una relación lineal entre los flujos meramente de origen cromosférico de las líneas de Mg II h+k y las líneas de Ca II H+K.

Cabe destacar que las líneas UV de Mg II tienen la ventaja de ser más sensibles a la actividad de la estrella que las líneas de Ca II, ya que el continuo es más oscuro en el UV cercano y la opacidad en el centro de las líneas es más baja. Sin embargo, debido a que la atmósfera terrestre no es transparente a la radiación en el ultravioleta, es necesario observar estas líneas desde el espacio, por lo que sólo se cuenta con observaciones esporádicas en las últimas décadas.

Un satélite que realizó observaciones en el rango de las líneas de Mg II fue el International Ultraviolet Explorer (IUE), dedicado a la observación de todo tipo de objetos celestes en la banda UV de 1150 a 3350 Å, que estuvo en operaciones entre 1978 y 1995. Sus observaciones, compuestas de espectros de alta y baja resolución calibrados en flujo, constituyen una amplia base de datos para el estudio de la actividad estelar a través de las líneas de Mg II.

En esta tesis estudiamos la actividad magnética a largo y corto plazo de estrellas enanas tardías, utilizando las observaciones de las líneas de Mg II obtenidas por IUE junto con las observaciones de Ca II obtenidas en el visible.

Por otro lado, dado que el continuo UV se forma en la parte más exterior de la cromósfera, es la parte del espectro estelar que más fuertemente depende del nivel de actividad de la estrella. Dado que muchas estrellas frías son estrellas centrales de sistemas planetarios, las variaciones en su radiación UV podrían afectar las posibilidades de vida en los planetas extrasolares.

Desde que Mayor & Queloz (1995) encontraron, por primera vez, un planeta extrasolar orbitando alrededor de una estrella de tipo solar, se ha avanzado teórica y técnicamente

---

en este campo y existen distintos métodos para detectar planetas extrasolares (velocidad radial, tránsito, lentes gravitacionales). En la actualidad, se conocen 207 sistemas planetarios fuera de nuestro sistema solar, de los cuales 25 son sistemas múltiples (Schneider, 2007). Recientemente se encontró un planeta de tipo terrestre orbitando alrededor de una estrella dM, que con  $5.1 M_{\oplus}$  es el planeta de menos masa detectado hasta el momento (Udry et al., 2007).

Como consecuencia del descubrimiento de los planetas extrasolares, en los últimos años, cobró especial importancia el estudio de habitabilidad. Este estudio se basa en el *Principio de Mediocridad*, que establece que las condiciones en las que tuvieron lugar el origen y la evolución de la vida en la Tierra fueron condiciones promedio, en comparación a otros planetas en el Universo. Se desprende de este principio que la vida emergerá y evolucionará por las mismas reglas de selección natural que conocemos dondequiera que las condiciones apropiadas y el tiempo necesario estén dados. Por este motivo, la concepción tradicional de zona de habitabilidad está relacionada con la posibilidad de que un planeta tenga una temperatura tal que permita la existencia del agua en estado líquido (Kasting et al., 1993), ya que ésta tuvo un papel primordial en el surgimiento de la vida en la Tierra.

La radiación UV tuvo también un papel importante en el desarrollo y origen de la vida en la Tierra, ya que inhibe la fotosíntesis, daña el material genético (ADN) y altera la estructura de proteínas y lípidos. Lindberg & Horneck (1991) encontraron que la radiación UV menor a 290 nm es la más dañina. Por otro lado, Toupance et al. (1977) encontraron que la radiación UV pudo haber sido una de las principales fuentes de energía en la síntesis de algunos compuestos biológicos derivados de HCN en atmósferas ricas en  $\text{CH}_4$  y  $\text{NH}_3$ , que fueron las condiciones de la Tierra Primitiva, donde surgió la vida.

En este trabajo analizamos la radiación UV emitida por aquellas estrellas enanas tardías que albergan planetas y, basándonos en el principio de mediocridad, estudiamos las implicaciones biológicas que esta radiación puede tener en un planeta de tipo terrestre.

Durante mucho tiempo, las estrellas dM han sido relegadas de los estudios de habitabilidad, ya que para estas estrellas la zona de habitabilidad de agua líquida debería estar tan cerca de la estrella, que un planeta en esta zona estaría en rotación sincrónica. Se pensaba que en la cara del planeta que mirase a la estrella se evaporaría el agua y en la cara opuesta se congelaría. Sin embargo, modelos atmosféricos mostraron que la presencia de un alto porcentaje de  $\text{CO}_2$  en la atmósfera de los planetas favorecería la circulación del calor y ambas caras se encontrarían a una temperatura donde la existencia de agua líquida sería posible (Joshi et al., 1997). Recientemente, una serie de estudios (Tarter et al. 2007 y referencias en este trabajo) mostraron que los planetas alrededor de estrellas dM deben incorporarse a los estudios de habitabilidad, lo que representó un cambio importante en esta disciplina.

Muchas estrellas dM presentan fulguraciones que liberan gran cantidad de energía en el UV y en X. Como la luminosidad intrínseca de estas estrellas es muy baja, durante una fulguración la radiación UV varía notablemente respecto al estado quiescente. Por lo tanto, las fulguraciones de estrellas dMe pueden ser un factor limitante para el origen y desarrollo de vida en un planeta terrestre que orbite alrededor de este tipo de estrella. En esta tesis analizamos la influencia de la radiación UV liberada durante fulguraciones fuertes y moderadas por una estrella dMe sobre un planeta de tipo terrestre.

En el Capítulo 2 describimos las características generales de las estrellas, definimos algunos parámetros estelares que se utilizan para su estudio y señalamos cómo se clasifican las estrellas a partir de sus espectros, tamaños y temperaturas. Por último, en ese capítulo detallamos las características de la atmósfera solar, como prototipo de las atmósferas de estrellas frías, y resumimos los puntos principales de la teoría de transporte de radiación que permite entender cómo dependen los perfiles de las líneas espectrales de los parámetros físicos de la atmósfera estelar.

Luego, en el Capítulo 3, describimos los fenómenos transitorios conocidos como actividad magnética solar y estelar, resumimos el modelo de dínamo solar que explica el comportamiento magnético cíclico y reseñamos los resultados principales de los estudios de actividad en estrellas de tipo solar.

Uno de los objetivos de este trabajo es incorporar las observaciones UV al estudio sistemático de actividad en estrellas frías, en particular, en aquellas que sólo pueden ser observadas desde el hemisferio sur. Para ello, en el Capítulo 4, analizamos la relación entre el flujo en el centro de las líneas de Mg II y el índice  $S$  para estrellas de la secuencia principal F5 a K3.

En el Capítulo 5 aplicamos las calibraciones obtenidas al estudio de la actividad de varias estrellas F a M con numerosas observaciones IUE. En algunos casos pudimos unir estos registros con el índice  $S$  medido en CASLEO (Cincunegui et al., 2007) y en CTIO (Henry et al., 1996). De esta manera, obtuvimos un registro de actividad que abarca de 1978 a la actualidad.

En el Capítulo 6 presentamos los criterios de habitabilidad ultravioleta y definimos una zona de habitabilidad restringida por los niveles de radiación UV de la estrella. A partir de espectros IUE calculamos esta zona para un conjunto de estrellas de tipo solar con planetas y comparamos las restricciones obtenidas con el criterio de habitabilidad habitual. En el Capítulo 7 aplicamos este criterio de habitabilidad a estrellas de tipo dM con planetas y a estrellas dMe, en estado quiescente y durante fulguraciones y analizamos el impacto biológico de la radiación UV emitida durante una fulguración fuerte y una fulguración de energía moderada.



---

## Capítulo 2

# Generalidades de las estrellas

---

### 2.1. Observables estelares

Entre las magnitudes físicas que caracterizan a una estrella se encuentran su distancia  $d$ , su radio  $R$ , su masa  $M$ , su luminosidad intrínseca  $L$  (energía emitida por unidad de tiempo) y la distribución espectral de la energía. Todos estos parámetros se pueden obtener observando la radiación proveniente de la estrella.

#### 2.1.1. Distancias estelares

Existen distintos métodos para determinar la distancia a una estrella desde la Tierra. En particular, en esta sección nos referiremos al método conocido como el del *paralaje trigonométrico*, que es el más utilizado para el tipo de estrellas que se estudiarán en el presente trabajo.

Debido al movimiento de la Tierra alrededor del Sol, una estrella  $S$  puede ser vista, en un intervalo de seis meses, en dos posiciones angulares diferentes  $S_1$  y  $S_2$ , según se ilustra en la Fig. 2.1. Para un observador en la Tierra, la estrella parecería oscilar en un pequeño ángulo. Este ángulo  $\phi$  subtendido desde el eje semimayor de la órbita terrestre a la estrella  $S$  recibe el nombre de *paralaje trigonométrico*, que se expresa en segundos de arco ( $''$ ). Por otro lado, dado que la distancia Sol-Tierra  $a$  es mucho menor que la distancia Sol-estrella  $d$  y usando la relación  $1''=1/206265$  radianes, se puede aproximar  $d = 206265a/\phi$ . Se define la unidad *parsec* ( $pc$ ), tal que la distancia  $d[pc]=1/\phi$ . Teniendo en cuenta que la *unidad astronómica* ( $UA$ ) se define como la distancia promedio Sol-Tierra, que equivale a  $1.49 \times 10^8$  km, resulta  $1 pc=206265 UA$ .

Se debe señalar que cuando el paralaje de la estrella es muy pequeño ( $\sim$  miliarcosegundos), éste no es un buen método para determinar la distancia al objeto, ya que los errores son del orden de la medición.

Por otro lado, cabe destacar que la definición de  $\phi$  supone que la estrella  $S$  se encuentra en un sistema de referencia compuesto por estrellas u objetos muy distantes que no afectan la medición del paralaje. Es decir, cuando se mide el paralaje de la estrella, en realidad se

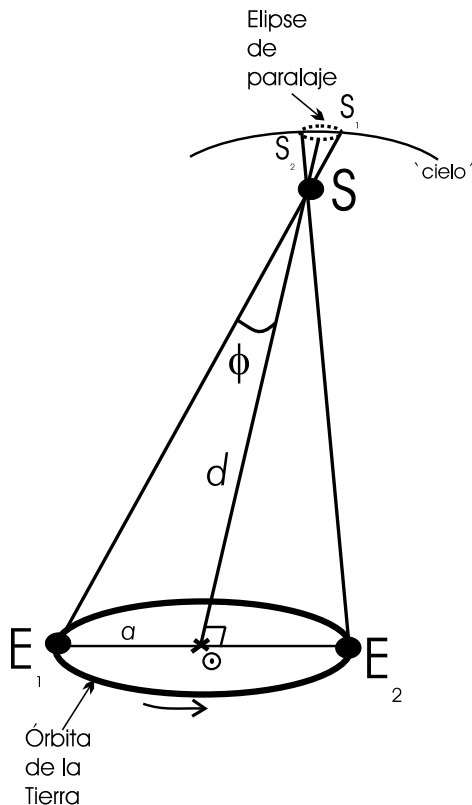


Figura 2.1: Paralaje trigonométrico.  $E_1$  y  $E_2$  indican dos posiciones de nuestro planeta en un intervalo de seis meses sobre la órbita terrestre,  $S_1$  y  $S_2$  las posiciones de la estrella observada desde la Tierra en  $E_1$  y  $E_2$  respectivamente,  $d$  es la distancia estrella-Sol y  $a$  la distancia máxima Tierra-Sol. El ángulo  $\phi$  es el paralaje trigonométrico.

lo determina en relación a los objetos más débiles del campo de observación. Por ende, para determinar el paralaje en forma absoluta se debe sustraer el paralaje medio de estos objetos. Sin embargo, medir estos paralajes es muy difícil desde Tierra.

En 1989, la *Agencia Espacial Europea (ESA)* lanzó el satélite *Hipparcos* con el objetivo de medir, a lo largo de 3 años, el paralaje de las 118000 estrellas más brillantes, a  $d \leq 500\text{pc}$  de la Tierra, con una precisión de  $0.002''$ . La ventaja de realizar la medición desde el espacio es que es independiente del movimiento de la Tierra, así como de la refracción y absorción atmosféricas. De esta manera, los paralajes de las estrellas del hemisferio Norte y Sur fueron medidos respecto al mismo sistema de referencia. Este sistema fue relacionado con un sistema inercial en el espacio local definido por las fuentes de radio detectadas con observaciones simultáneas del *VLBI (Very Long Baseline Interferometry)*.

Se construyó con estas mediciones de paralajes estelares el catálogo de Hipparcos (Turon et al., 1993). También utilizando este satélite se realizó el experimento *Tycho* que midió con menos precisión (de  $0.007''$  a  $0.025''$ ) el paralaje de un conjunto de estrellas menos brillantes que las del catálogo de Hipparcos. De esta manera, a partir de mediciones astrométricas y fotométricas de alta calidad, se construyó el catálogo de Hipparcos y Tycho (Perryman et al. 1997, Hoeg et al. 1997), para un conjunto de 1058300 estrellas. Este es el catálogo principal que utilizaremos en nuestro trabajo para obtener los parámetros físicos de las estrellas.

### 2.1.2. Escala de magnitudes

La *magnitud aparente*  $m_\lambda$  de una estrella es una medida de la cantidad de energía  $f(\lambda)$  que llega a la atmósfera terrestre por unidad de superficie, por unidad de tiempo y en un rango de longitud de onda determinado. Norman R. Pogson se basó en la observación empírica de que el ojo responde linealmente ante una excitación logarítmica, y en 1856 enunció una ley que vincula la magnitud aparente  $m_\lambda$  y el flujo recibido en Tierra  $f(\lambda)$ :

$$m_\lambda = m_0 - 2.5 \log f(\lambda) . \quad (2.1)$$

El coeficiente 2.5 se eligió de manera que haya una diferencia de magnitud 5 entre dos estrellas cuyos flujos  $f(\lambda)$  difieran en un factor de 100, y  $m_0$  es una constante. El signo menos en la relación 2.1 tiene orígenes históricos: dada una escala de magnitudes, un valor menor de  $m_\lambda$  corresponde a estrellas más brillantes.

La magnitud aparente depende de la longitud de onda de la radiación o del filtro que se utilice para medirla. Por ejemplo, en los catálogos estelares de Henry Draper (HD) y de Bonner Durchmusterung (BD) se utiliza la magnitud visual aparente ( $m_V$ ) de cada estrella, cuya longitud de onda de referencia es de  $\lambda = 5480 \text{ \AA}$ . En la sección §2.2.1 trataremos este punto más en detalle ya que describiremos algunos sistemas fotométricos.

Análogamente, se define la *magnitud bolométrica aparente*  $m_{bol}$  como la magnitud aparente para todo el rango de radiación electromagnética:

$$m_{bol} = m_0 - 2.5 \log f , \quad (2.2)$$

donde  $f = \int_0^\infty f(\lambda) d\lambda = L/(4\pi d^2)$ ,  $L$  es la luminosidad de la estrella en la superficie de la misma y  $d$  es la distancia estrella-Tierra. Esta magnitud tiene la característica de ser independiente de la longitud de onda.

De esta manera, la magnitud bolométrica puede expresarse en función de la luminosidad y la distancia a la Tierra en parsecs (pc):

$$m_{bol} = -2.5 \log L + 5 \log d + const . \quad (2.3)$$

Dado que las magnitudes aparentes dependen de la distancia de la estrella a la Tierra, no es posible compararlas. Con el objetivo de poder comparar la luminosidad de las distintas estrellas entre sí, se define la *magnitud absoluta*  $M_\lambda$  de una estrella como la magnitud que tendría dicha estrella si se encontrara a una distancia de 10 pc de la Tierra. Es decir, la *magnitud bolométrica absoluta*  $M_{bol}$  queda expresada según la siguiente ecuación,

$$M_{bol} = -2.5 \log L + 5 + const . \quad (2.4)$$

La diferencia entre la magnitud aparente y absoluta para una determinada longitud de onda está dada por:

$$m_\lambda - M_\lambda = 5 \log d - 5 \quad (2.5)$$

y recibe el nombre de *módulo de distancia* de la estrella.

También se define la *corrección bolométrica*  $BC$  como la diferencia entre la magnitud bolométrica y la visible:

$$BC = m_{bol} - m_V = M_{bol} - M_V . \quad (2.6)$$

Esta cantidad permite obtener la luminosidad de la estrella a partir de los datos que se poseen en el visible.

Otra relación útil es la diferencia entre las magnitudes bolométricas absolutas de dos estrellas, ya que está vinculada con la relación entre ambas luminosidades:

$$M_{bol_1} - M_{bol_2} = -2.5 \log(L_1/L_2). \quad (2.7)$$

## 2.2. Espectros Estelares

Al observar los espectros estelares en cualquier longitud de onda (visible, UV, IR, rayos X, etc.), se puede distinguir básicamente un continuo y una serie de líneas oscuras (en absorción) o líneas brillantes (en emisión). El espectro de líneas de una estrella depende de su edad, su temperatura y su composición química, entre otras características de la estrella, y será estudiado en detalle en la sección §2.5.

### 2.2.1. Espectro Continuo de una estrella

El espectro continuo de una estrella puede compararse con el de un cuerpo negro de intensidad  $B_\lambda(T)$ . Si el espectro de la estrella  $f(\lambda)$  se encuentra calibrado en forma absoluta y se conoce la distancia de la estrella a la Tierra, el flujo y la luminosidad están relacionados según

$$f(\lambda) = \frac{L(\lambda)}{4\pi d^2} = \frac{R^2}{d^2} F(\lambda), \quad (2.8)$$

donde  $F(\lambda)$  es el flujo emitido en la superficie de la estrella a una longitud de onda  $\lambda$ .

Definimos, entonces, la *temperatura de radiación o de brillo*  $T_b$  como la temperatura a la cual el brillo del cuerpo negro coincide con el de la estrella a una determinada longitud de onda. Para un cuerpo negro el flujo de energía está dado unívocamente por la *función de Planck*  $B_\lambda(T_b)$ :

$$F^{CN}(\lambda) = \pi B_\lambda(T_b) = \frac{2\pi hc}{\lambda^5} (e^{\frac{hc}{\lambda k T_b}} - 1)^{-1}. \quad (2.9)$$

Por otro lado, se define la *temperatura efectiva* como la temperatura a la cual un cuerpo negro emitiría la misma energía por unidad de área que la estrella. Si se conoce el radio de la estrella, su temperatura efectiva se obtiene de la relación

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4, \quad (2.10)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Boltzmann ( $\sigma = 5.669 \times 10^{-5} \text{erg cm}^{-2} \text{K}^{-4} \text{s}^{-1}$ ) y  $L = \int_0^\infty L(\lambda) d\lambda$ .

Sin embargo, una estrella está lejos de ser un cuerpo negro, por lo que para determinar la energía emitida por longitud de onda no alcanza con conocer su temperatura efectiva.

Para obtener más información sobre el espectro continuo de una estrella, se hacen observaciones fotométricas. Es decir, se integra el flujo que llega a la Tierra en un determinado rango de frecuencias y se calcula la magnitud correspondiente de acuerdo a la Ec. 2.1.

Existen distintos sistemas fotométricos constituídos por distintos filtros con una determinada longitud de onda central ( $\lambda_{eff}$ ) y un ancho de banda ( $\Delta\lambda$ ). En particular, en las Tablas 2.1 y 2.2 se muestran los sistemas más usuales. El sistema de Johnson es un sistema de filtros

color	nombre	$\lambda_{eff}$	$\Delta\lambda$
U	ultravioleta	3600 Å	690 Å
B	azul	4500 Å	960 Å
V	visible	5550 Å	900 Å
R	rojo	6400 Å	1600 Å
I	infrarrojo	8000 Å	1500 Å

Tabla 2.1.: Sistema de Johnson o Sistema *UBVRI*

color	nombre	$\lambda_{eff}$	$\Delta\lambda$
<i>u</i>	ultravioleta	3500 Å	380 Å
<i>v</i>	visible	4100 Å	200 Å
<i>b</i>	azul	4700 Å	100 Å
<i>y</i>	amarillo	5500 Å	200 Å

Tabla 2.2.: Sistema de Strömrgren o sistema *ubvy*

de banda ancha llamados *UBVRI*, cuya forma funcional se muestra en la Fig. 2.2. Mientras que el sistema de Strömberg es un sistema de filtros de banda angosta, que no tienen regiones en común.

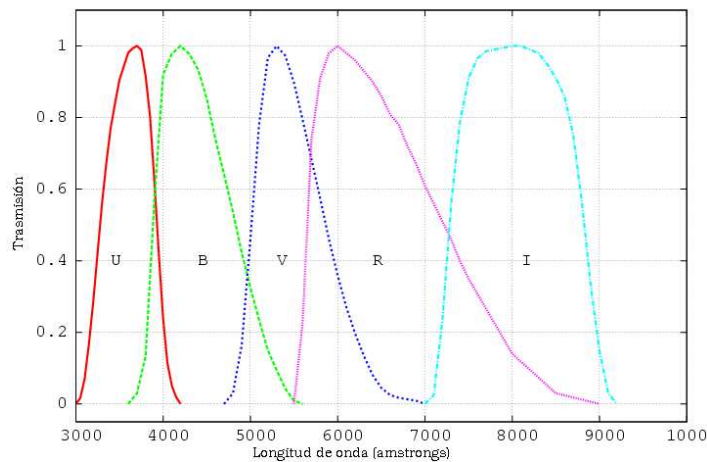


Figura 2.2: Filtros del sistema *UBVRI*. La forma funcional de estos filtros fue obtenida indirectamente de magnitudes sintéticas determinadas con espectrofotometría en estrellas standard cuyas magnitudes se encontraban bien definidas con observaciones fotométricas de alta precisión. Las curvas de transmisión de la figura corresponden a aquellas que minimizan la diferencia entre ambas magnitudes (Bessell, 1990).

Estrellas con diferentes temperaturas tienen colores distintos incluso a simple vista. Se define, entonces, el *índice de color* (*CI*) como la diferencia entre las magnitudes aparentes en distintas bandas fotométricas, es decir:

$$CI = m(\lambda_{eff1}) - m(\lambda_{eff2}) + const. \quad (2.11)$$

Dado que el *CI* está definido a menos de una constante, para ajustar este valor tradicionalmente se anula el índice de color para cualquier valor de  $\lambda_{eff}$  en la estrella caliente Vega.

Como esta estrella no puede ser observada en el hemisferio sur, se toma como referencia del cero de color a un conjunto de estrellas calientes de tipo A0.

En general, se utiliza un grupo de índices de color standard por su vinculación inmediata con ciertos parámetros físicos. En el sistema UBV, el índice  $(U - B)$ ,

$$(U - B) = 2.5 \log \left( \frac{F_B}{F_U} \right), \quad (2.12)$$

caracteriza la intensidad del continuo ultravioleta cercano, mientras que  $(B - V)$  mide la pendiente del continuo de Paschen y es una muy buena aproximación a la temperatura efectiva de la estrella.

Por otro lado, dado que la *ley de Wien*:

$$\lambda_{max} T = \text{constante}, \quad (2.13)$$

establece que la longitud de onda para la cual el flujo de radiación es máximo es inversamente proporcional a la temperatura del cuerpo negro, los índices de color  $(B - V)$  serán negativos para las estrellas más calientes y más azules, y serán positivos para las estrellas más frías y más rojas.

### 2.3. Clasificación estelar

Las estrellas pueden no sólo diferenciarse por el color de su espectro continuo, sino también por sus líneas espectrales. A principios del siglo XX científicos de Harvard realizaron una clasificación de las estrellas en *tipos espectrales* según las líneas que aparecen en sus espectros visibles.

En la Tabla 2.3 se especifican las características de cada uno de los tipos espectrales, conocidos como O, B, A, F, G, K y M. En esta clasificación, las estrellas se ordenan de mayor a menor temperatura: las estrellas de tipo O corresponden a las más calientes y, por ende, tienen más elementos ionizados y las de tipo M corresponden a las más frías, cuyos espectros incluyen líneas asociadas a moléculas y a elementos neutros. Por otro lado, estos tipos espectrales son subdivididos de 0 a 9, de menor a mayor temperatura respectivamente.

Más allá de las clases espectrales que se dan a conocer en la Tabla 2.3, existen otros tipos particulares de estrellas (ver Tabla 2.4). De esta manera, se agregan al grupo inicial las estrellas W (Wolf-Rayet), las cuales son estrellas de tipo O que presentan líneas en emisión, así como también otras estrellas de tipo M, como las de clase C, R, N o S.

Las intensidad y la forma de las líneas espectrales no sólo dependen de la temperatura de la estrella. En 1905 Ejnar Hertzsprung comparó estrellas de la misma clase espectral cuyas distancias y, por ende, sus luminosidades eran conocidas y observó que las estrellas más luminosas poseían líneas más angostas. De esta manera, llegó a la conclusión de que la densidad superficial en las estrellas más luminosas es menor, ya que el ancho de la línea depende básicamente de la frecuencia de las colisiones, que es proporcional a la densidad, y la densidad superficial es menor para las estrellas de mayor radio.

Por lo tanto, la clasificación espectral depende del tipo espectral y del radio de la estrella. Para indicar el tamaño de una estrella se suele utilizar la cantidad conocida como *clase de luminosidad*. En la Tabla 2.5, se muestran las diferentes clases de luminosidad y su relación

Tipo espectral	Color	$T_{eff}$	Descripción
<b>O</b>	violeta	> 25000 K	Líneas de He II, N III, O II, Si IV y H (débil).
<b>B</b>	azul	10000 a 25000 K	Líneas de H más pronunciadas que en las de tipo espectral O, desapareciendo las de He II. Líneas de Si II, Si III, O II y Mg II.
<b>A</b>	azul	7500 a 10000 K	Líneas fuertes de H, aparecen también líneas de Mg II, Si II y Ca II.
<b>F</b>	azul a blanco	6000 a 7500 K	Líneas de Ca II, Fe II y Cr II, también de metales neutros como Fe y Cr y aparecen débilmente líneas de H.
<b>G</b>	blanco a amarillo	5000 a 6000 K	Líneas fuertes de Ca II y de Ca I, también aparecen líneas de otros metales ionizados y neutros. Aparece la banda G del espectro del radical CH.
<b>K</b>	naranja a rojo	3500 a 5000 K	Las líneas de Ca II llegan a su máximo. Aparecen bandas moleculares. Las estrellas K que presentan líneas en emisión reciben el nombre de <b>Ke</b> .
<b>M</b>	rojo	< 3500	Líneas correspondientes a metales neutros y a bandas moleculares, en particular de TiO. Intensas líneas de Ca I. Las estrellas M que presentan líneas en emisión reciben el nombre de <b>Me</b> .

Tabla 2.3.: Clasificación standard de estrellas.

con el radio de las estrellas.

### 2.3.1. Diagrama de Hertzsprung-Russell

Como vimos en la sección anterior, para realizar una adecuada clasificación espectral se deben tener en cuenta básicamente dos parámetros: luminosidad y temperatura. En 1913 Henry Norris Russell presentó un diagrama donde relacionaba ambas magnitudes (Russell, 1914). Hoy en día este gráfico recibe el nombre de *diagrama de Hertzsprung-Russell* (*diagrama HR*) en honor a su autor y a los trabajos previos realizados por Hertzsprung. El diagrama HR es un gráfico de la luminosidad o de la magnitud visible absoluta  $M_V$  en función de la temperatura efectiva  $T_{eff}$  o del color  $B - V$ .

En la Fig. 2.3 podemos ver la distribución de las estrellas en este espacio bidimensional. La escala de la  $M_V$  se extiende desde -10 a +15, que corresponde a una extensión en un factor de  $10^{10}$  en luminosidad. La temperatura efectiva se extiende en un rango de 30000 K

Tipo espectral	Descripción
<b>W</b>	Estrellas <i>Wolf – Rayet</i> . Son estrellas de tipo O. Tienen subtipos WC y WN, según predominen las líneas de carbono (C III y C IV) o nitrógeno (N III, N IV, N V) respectivamente.
<b>R</b>	Sus características son similares a las estrellas de tipo M o K, presentando, en particular, bandas de C <sub>2</sub> y de CN.
<b>N</b>	Sus características son similares a las estrellas de tipo M, presentando bandas de C <sub>2</sub> , CN y CH muy intensas, aún más que las de TiO.
<b>S</b>	Presentan características como las generales de las estrellas M, presentando como dominantes las bandas moleculares de ZrO, LaO, YO.

Tabla 2.4.: Otros tipos de estrellas fuera de la clasificación standard

Clase	Tamaño de la estrella
<b>Ia</b>	Supergigantes más brillantes.
<b>Ib</b>	Supergigantes menos brillantes.
<b>II</b>	Gigantes más brillantes.
<b>III</b>	Gigantes.
<b>IV</b>	Subgigantes.
<b>V</b>	Enanas.
<b>VI</b>	Subenanas.
<b>VII</b>	Enanas blancas.

Tabla 2.5.: Clase de luminosidad.

a 2500 K, correspondiente a un color  $B - V$  de -0.5 a 2.5, mientras que el radio estelar varía ampliamente a lo largo del diagrama, desde supergigantes a enanas.

Es destacable que las estrellas no llenan todo el cuadro del diagrama HR, sino que la mayoría se distribuye en una banda angosta, llamada *secuencia principal*, que se extiende desde los más altos valores de luminosidad y temperatura (extremo superior izquierdo) a los valores respectivos más bajos (extremo inferior derecho). Estas estrellas son todas enanas (clase de luminosidad V), las más masivas son las de tipo O y la masa va disminuyendo a lo largo de toda la secuencia principal.

Por otro lado, se nota una rama que se desprende de la secuencia principal rumbo a las temperaturas más bajas a una luminosidad casi constante. Las estrellas en esta rama reciben



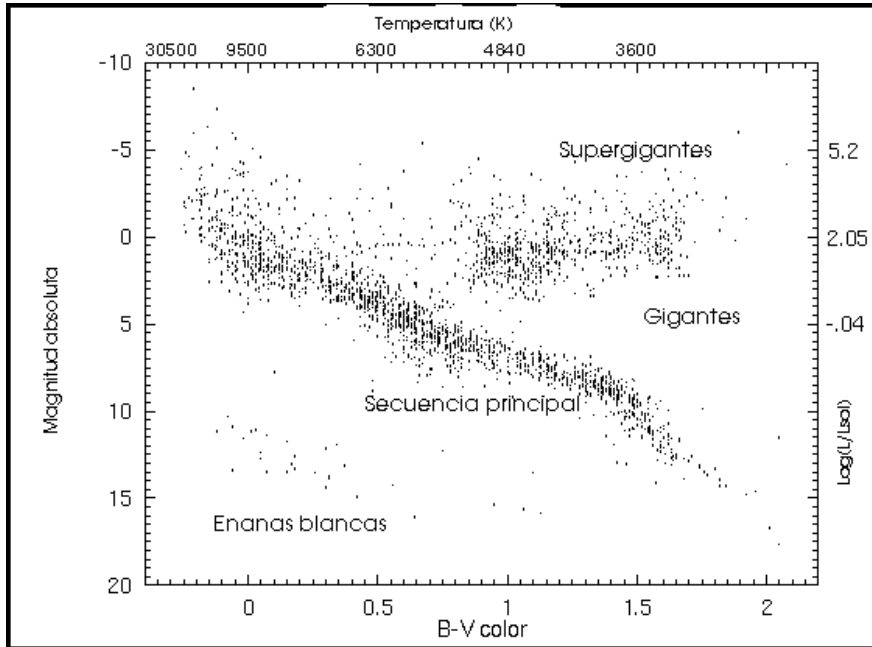


Figura 2.3: Diagrama de Hertzsprung-Russel

el nombre de *gigantes*, su luminosidad es de clase III y tienen radios del orden de  $10 R_{\odot}$ . El conjunto de las *supergigantes* cubre una gran región del azul al rojo, con un  $M_V < -5$  ( $\simeq 10^4$  veces más brillantes que el Sol) y con un radio del orden de  $100 R_{\odot}$ .

Finalmente, la parte inferior izquierda del diagrama HR contiene a las *enanas blancas*, que se caracterizan por ser muy calientes y tener luminosidades  $10^4$  veces menores que el Sol, mientras que su densidad es  $10^5$  veces mayor que la solar.

En general, se estima que el 90% de las estrellas pertenecen a la secuencia principal, que el 9% son enanas blancas y sólo el 1% están entre gigantes y supergigantes.

### 2.3.2. Características generales del Sol

El Sol, en su actual etapa evolutiva, es una estrella de la secuencia principal de tipo espectral G2V y tiene una edad aproximada de  $4.6 \times 10^9$  años. Sus características físicas y espectrales se detallan a continuación (Cox, 2000):

Radio	$R_{\odot} \sim 6.96 \times 10^{10}$ cm
Masa	$M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33}$ g
Magnitud visual aparente	$m_V^{\odot} = -26.75$
Magnitud visual absoluta	$M_V^{\odot} = 4.82$
Magnitud bolométrica aparente	$m_{bol}^{\odot} = -26.83$
Color	$B - V = 0.66$
Luminosidad	$L_{\odot} = 3.8 \times 10^{26}$ watts

### 2.3.3. Estrellas similares al Sol

Aquellas estrellas cuyos parámetros físicos como la temperatura efectiva, la gravedad, la magnitud bolométrica y la composición química son similares a las solares, presentan particular interés. En la actualidad, existe una retroalimentación entre la física solar y el estudio de estas estrellas.

La búsqueda de estrellas parecidas al Sol consistió, en un principio, en encontrar estrellas cuya clase espectral, color y masa tuvieran valores cercanos a los solares. Pero estos parámetros no resultaron ser los adecuados para clasificar estas estrellas, ya que si bien la temperatura efectiva del Sol está determinada con exactitud, su color sólo se puede acotar entre 0.62 y 0.68.

En 1978, Hardorp encontró un criterio independiente de estos parámetros y definió como estrellas de tipo solar a aquellas que presentan un sector de su espectro UV (3640-4100 Å) similar al del Sol y demostró que no necesariamente son estrellas de tipo G2 como se pensaba hasta entonces (Hardorp, 1978).

Cayrel de Strobel (1996) sugirió una división de las estrellas similares al Sol en *estrellas de tipo solar, análogas solares y gemelas solares*. Las estrellas de *tipo solar* son aquellas que tienen una masa similar a la del Sol y que se encuentran en su misma etapa evolutiva. Esto implica que estas estrellas tienen una estructura física similar a la solar, donde la presencia de una envoltura convectiva es especialmente importante. En términos prácticos, el color  $B - V$  de las estrellas de tipo solar oscila entre 0.48 y 0.80. Mientras que Soderblom & King (1998) establecen que las estrellas de tipo solar corresponden a aquellas de clase espectral F8V a K2V ( $0.50 \leq B - V \leq 1.00$ ).

En segundo lugar, aumentando la rigurosidad, se encuentran las *análogas solares*, que son un subconjunto de las estrellas de tipo solar con ciertas características particulares: su temperatura efectiva sólo difiere de la del Sol en  $\sim 500$  K y su metalicidad sólo se aparta en un factor 2 respecto a la metalicidad solar. Para estas, no es excluyente ni la cinemática ni la edad, mientras aún se encuentren en la etapa de estar consumiendo hidrógeno.

Por último, las *gemelas solares* forman el grupo de estrellas que, como su nombre sugiere, son más parecidas al Sol. Su temperatura sólo difiere en  $\sim 10$  K, su metalicidad sólo en  $\sim 0.05$  dex<sup>(a)</sup> y su edad en  $\sim 10^9$  años, de manera que las etapas evolutivas de estas estrellas y la del Sol son comparables.

Porto de Mello & da Silva (1997) analizaron detalladamente el espectro visible de la estrella 18 Scorpii (HR 6060 o HD 146233, G2V,  $B - V = 0.65$ ) y hallaron que podría tratarse de un gemelo solar, ya que sus parámetros atmosféricos, su masa, su actividad cromosférica y sus colores eran indistinguibles de los del Sol dentro de las incertezas experimentales. Sólo su luminosidad y su edad son levemente más altas que las solares.

Recientemente, Meléndez et al. (2006) establecieron que HD 98618 (G5V,  $B - V = 0.61$ ) es otra gemela solar, tan similar al Sol como HR 6060. Este resultado se obtuvo de comparar un sector del espectro visible de la estrella con el del Sol reflejado en la superficie de los asteroides Ceres y Vesta. Según Meléndez et al. (2006), ambas gemelas solares parecen rotar un poco más rápido que el Sol y resultan ser un 10 % más jóvenes.

---

<sup>(a)</sup>Esta diferencia de 0.05 dex con la metalicidad solar, implica que existe un factor entre la metalicidad de la estrella y la del Sol de  $10^{0.05}$ .

Las estrellas similares al Sol se han transformado en un centro de atención para la Física Solar, ya que, a partir del estudio de las mismas, se puede inferir comparativamente la evolución del Sol en función de ciertos parámetros, como la masa, la edad, la temperatura y la clase espectral. De hecho, una manera de estimar la variación de la “constante solar” en una amplia escala temporal es observar otras estrellas de tipo solar para ver si muestran variaciones comparables a la del Sol, o si su radiación presenta cambios de mayor amplitud. Este método fue utilizado, por ejemplo, en la reconstrucción de la irradiancia solar propuesta por Lean et al. (1995). Por otro lado, el descubrimiento de planetas extrasolares, así como el surgimiento de la astrobiología en estas últimas décadas, estimularon la búsqueda de estrellas similares al Sol. Por analogía con nuestro sistema solar, se piensa que estas estrellas son las mejores candidatas para albergar un sistema planetario donde las condiciones para que exista la vida evolucionada sean favorables.

## 2.4. Atmósferas estelares

Para encarar el estudio de estructura de las estrellas frías se realiza en general una primera división en dos grandes regiones: *interior* y *atmósfera*. La atmósfera se define como la región transparente a la radiación electromagnética, característica que la distingue claramente de su interior.

Las atmósferas de las estrellas de tipo solar tienen parámetros físicos similares a los del Sol. A continuación se describe la atmósfera solar para ilustrar las características generales de las regiones de donde proviene la radiación UV de las estrellas frías, que será el objeto de estudio de este trabajo.

### Atmósfera solar

Una importante diferencia entre la región atmosférica y el interior solar es que en la atmósfera no existen fuentes de energía. La energía liberada en el interior del Sol se difunde a través de la atmósfera, habiendo un intercambio entre los distintos modos de transporte. Por tal motivo, se suele dividir la atmósfera solar en tres capas según las distintas formas de transporte de energía que predominan. Estas capas son: la *fotósfera*, la *cromósfera* y la *corona solar*.

En la figura 2.4, se muestra un modelo de la variación de la temperatura con la altura de la atmósfera solar en equilibrio hidrostático. En este modelo podemos observar que, a medida que nos alejamos del interior solar, en un principio la temperatura disminuye hasta alcanzar un valor mínimo y luego comienza a aumentar bruscamente hasta llegar a las altas temperaturas de la corona solar, que si bien son elevadas ( $\sim 10^6$  K) no superan las temperaturas del núcleo.

Las características principales de cada región de la atmósfera están son:

- **Fotósfera**

La capa más interna de la atmósfera es la *fotósfera*. Se trata de una capa de 500 km de espesor, de donde proviene casi la mitad de la energía liberada por el Sol y, en particular, la mayor parte del espectro visible e infrarrojo, tanto en el continuo como en las líneas espectrales. El transporte de energía en la región fotosférica tiene lugar

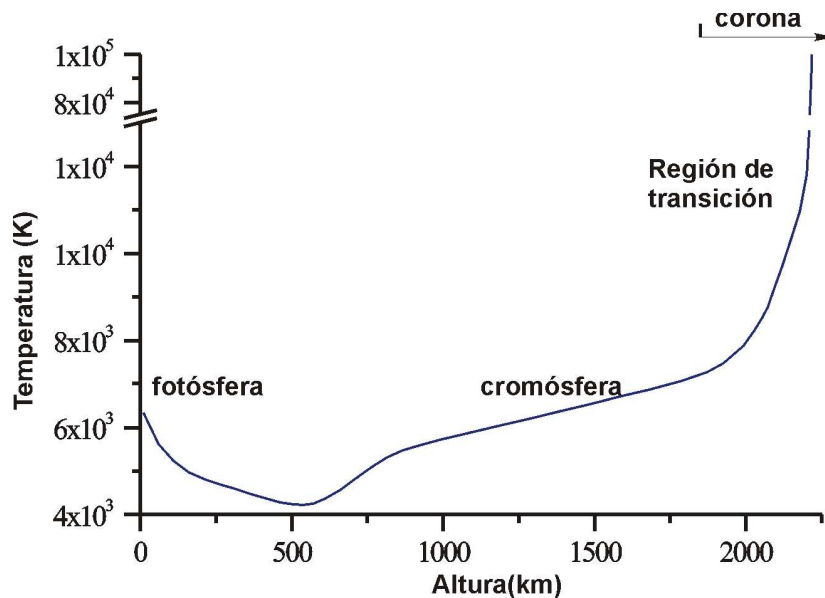


Figura 2.4: Modelo C de atmósfera solar en equilibrio hidrostático (Vernazza et al. 1981, Fontenla et al. 1993).

principalmente a través de la radiación. Dado que el flujo de energía es constante en cada capa de la atmósfera, en la fotosfera la temperatura media desciende a medida que aumenta la altura, variando de 6200 a 4400 K. Por otro lado, la densidad fotosférica también varía con la altura, alcanzando valores medios de  $10^{17}$  g cm<sup>-3</sup> en las zonas más profundas y  $10^{14}$  g cm<sup>-3</sup> cerca de la cromósfera.

La fotosfera no debe ser considerada como una región uniforme y estática. De hecho, su superficie presenta un patrón de estructuras poligonales que se origina en la zona convectiva inmediatamente por debajo de la fotosfera. Estas estructuras poligonales o celdas convectivas reciben el nombre de *gránulos*, su diámetro típico es de 700 a 1400 km, la distancia media entre dos celdas adyacentes es de unos 1800 km y su vida media es de 18 minutos. También en la fotosfera aparecen estructuras a mayor escala como los *supergránulos*.

Otro fenómeno que aparece en la fotosfera son las oscilaciones, que pueden observarse por desplazamiento Doppler en las líneas que se forman en esta región. Estas oscilaciones reciben el nombre de *modos p* y, en general, tienen un período de 5 minutos.

### • Cromósfera

La cromósfera es la capa de la atmósfera que se extiende entre el mínimo de temperatura y la corona (ver Fig. 2.4), con un espesor de 1700 km. En esta capa la forma de transporte de energía que predomina es hidrodinámica, por medio de la propagación de ondas mecánicas.

Una diferencia clara entre la cromósfera y la fotosfera es la densidad, ya que la cromósfera tiene una densidad que varía de  $10^{14}$  a  $10^{10}$  g cm<sup>-3</sup>, varios órdenes menor que la fotosférica. La temperatura de la cromósfera aumenta según la altura, entre los 4400 y

los 8500 K.

Es muy difícil observar la cromósfera en forma directa, ya que la luz difundida por la fotosfera impide ver la luz cromosférica. Sin embargo, durante los eclipses la luz proveniente de la fotosfera es bloqueada por la Luna y se puede observar la cromósfera directamente. Fuera del espectro visible, la cromósfera puede también estudiarse en ondas de radio de longitud mayor a  $100 \mu\text{m}$ . Por otro lado, en esta capa de la atmósfera se originan las líneas de resonancia más fuertes como  $H\alpha$  y  $\text{Ca II H}$  y  $\text{K}^{(b)}$  y muchos de los conocimientos que se poseen actualmente acerca de la cromósfera se basan en observaciones en estas líneas. En el ultravioleta (UV) es posible observar líneas cromosféricas más débiles, ya que el fondo fotosférico es más oscuro en esa región del espectro.

- **Región de transición**

A una altura de 2200 km la temperatura varía bruscamente en una delgada capa desde  $10^4$  K en la cromósfera superior hasta valores del orden de  $10^6$  K en la base de la corona. Esta región recibe el nombre de *región de transición cromósfera-corona*.

El transporte de energía en esta capa de la atmósfera se debe principalmente a un proceso de conducción, que se produce hacia el interior desde la corona a la cromósfera de menor temperatura. El transporte por conducción se realiza en dirección paralela al campo magnético, lo que implica que la estructura térmica de la región de transición depende fuertemente de las estructuras magnéticas. En consecuencia, la región de transición es espacialmente una capa extremadamente inhomogénea tanto en temperatura como en densidad.

Dado que la presión se mantiene constante, la variación brusca en la temperatura en la región de transición está asociada a una disminución en un factor de dos órdenes de magnitud en la densidad. En esta región se origina una gran cantidad de líneas del espectro ultravioleta como las pertenecientes a la serie de Lyman del  $\text{H}^{(c)}$ , que pueden utilizarse para su estudio. Por otro lado, también las observaciones en el ultravioleta extremo (EUV), en combinación con modelos teóricos, han permitido ampliar los conocimientos de los parámetros físicos (espesor, temperatura, densidad) de la región de transición.

- **Corona**

La *corona* es la capa más externa del Sol y se extiende en el espacio interplanetario. La temperatura promedio de la corona es de  $10^6$  K. Si bien se conoce, ya desde 1940, que la temperatura de la corona es casi dos órdenes de magnitud mayor que la de la fotosfera, el mecanismo de calentamiento coronal es un tema aún sin una explicación satisfactoria. La densidad coronal es mucho menor que la de las regiones más internas. Al ser baja la densidad del plasma, la presión del gas resulta menor que la presión magnética y el material se distribuye siguiendo las líneas de campo, por lo que la corona es una región con grandes inhomogeneidades espaciales. Por otro lado, también existen irregularidades en la escala temporal, ya que las estructuras coronales varían radicalmente a lo largo del ciclo (ver §3.1.2). Dada su alta temperatura, esta región irradia principalmente en

---

<sup>(b)</sup> $H\alpha$  es la transición entre el primer y el segundo nivel excitados de H. La notación espectroscópica  $\text{Ca II}$  refiere al  $\text{Ca}^+$ . Las líneas  $\text{Ca II H}$  y  $\text{K}$  corresponden a transiciones entre los niveles  $4p^2P \rightarrow 4s^2S$

<sup>(c)</sup>Transiciones del hidrógeno producidas desde el nivel fundamental.

el UV y en rayos X blandos. La corona resulta ópticamente gruesa en ondas de radio de longitudes mayor a 1 metro.

## 2.5. Formación de líneas espectrales

Superpuestas a la radiación continua de una estrella se observan líneas espectrales discretas, ya sea en absorción o en emisión. Estas líneas provienen de transiciones entre estados ligados de átomos e iones de la atmósfera estelar, y presentan grandes variaciones en la intensidad y la forma de sus perfiles. Las líneas espectrales constituyen un importante diagnóstico del estado de la atmósfera, ya que del estudio de la forma de los perfiles se puede obtener información acerca de los parámetros físicos de la estrellas.

Como se explicará a lo largo de esta sección, la opacidad de algunas líneas espectrales es mucho mayor en el centro que en las alas, por lo que el rango de profundidades atmosféricas sobre el que proveen información es muy amplio, desde los niveles más altos, reflejados en el centro de la línea, hasta los más profundos observables, donde se forma el continuo. Además, como las líneas tienen una longitud de onda muy bien determinada, también se pueden estudiar a partir de ellas los movimientos del material atmosférico.

La intensidad de una línea contiene información sobre el número de átomos que absorben fotones a lo largo de la *línea de visión*, y por lo tanto acerca de las abundancias de las especies químicas.

### 2.5.1. Teoría de transporte

La energía que se genera por procesos nucleares en el interior de la estrella es emitida a lo largo de la atmósfera. Al interactuar la radiación con la materia, la energía será absorbida o entregada al campo de radiación a través de diferentes procesos físicos, que se caracterizan por una serie de coeficientes macroscópicos que están relacionados con las secciones eficaces atómicas y los números de ocupación de los niveles de energía de los constituyentes del medio.

En general, los procesos se dividen en dos clases: de tipo radiativo (absorción o emisión) y de tipo dispersivo. Los procesos dispersivos dependen básicamente del campo de radiación y están débilmente conectados con los valores locales de las variables termodinámicas del gas, mientras que los procesos de absorción transforman la energía del fotón en energía térmica del gas y, por ende, se encuentran más fuertemente vinculados a las propiedades locales del material.

### Opacidad

Para estudiar las pérdidas de energía que sufre el campo de radiación se define un coeficiente macroscópico  $\chi(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t)$  denominado *coeficiente de extinción* u *opacidad*. Dada una muestra de material de sección eficaz  $dA$  y de longitud  $dl$ , éste removerá de un rayo de intensidad específica  $I(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t)$ , que incide normalmente sobre la superficie  $dA$  y se propaga en un ángulo sólido  $d\omega$ , una cantidad de energía  $dE$  en una banda de frecuencia  $d\nu$  y en un tiempo  $dt$ , dada por

$$dE = \chi(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t) I(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t) dA dl d\omega d\nu dt. \quad (2.14)$$

En un medio estático, donde no hay una dirección privilegiada en el orden de escalas atómicas, la opacidad resulta isotrópica. La inversa de la opacidad ( $1/\chi$ ) es la longitud que puede atravesar la radiación sin ser absorbida, es decir,  $1/\chi$  resulta ser el *camino libre medio* de los fotones.

Dado que los procesos de dispersión y absorción son diferentes, se introduce, en particular, coeficientes de volumen  $\kappa(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t)$  y  $\sigma(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t)$  proporcionales a la tasa de energía que se pierde por absorción o dispersión (“scattering”) respectivamente. La absorción real se produce cuando el fotón incidente entrega toda su energía a la energía térmica del gas, en cuyo caso se dice que el fotón ha sido *termalizado*. En el proceso de *scattering*, por otro lado, sólo parte de la energía del fotón es entregada al gas. Los procesos de absorción y dispersión ocurren en forma independiente, por lo que es posible expresar la opacidad como una suma de ambos coeficientes,

$$\chi(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t) = \kappa(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t) + \sigma(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t). \quad (2.15)$$

Como veremos más adelante, la opacidad se calcula a partir del producto de la sección eficaz atómica por la densidad numérica de los absorbentes.

### Emisividad

Los procesos de emisión transfieren la energía del gas al campo de radiación. Para describir este proceso se define un coeficiente macroscópico llamado *emisividad*  $\eta(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t)$ , que representa la energía liberada por un elemento de material de una superficie  $dA$  y una longitud  $dl$  en un ángulo sólido  $d\omega$ , en una banda de frecuencia de ancho  $d\nu$ , en una dirección  $\hat{n}$  y en un intervalo de tiempo  $dt$ ,

$$dE = \eta(\vec{r}, \hat{n}, \nu, t) dl dA d\omega d\nu dt. \quad (2.16)$$

La emisividad se calcula sumando el producto de las poblaciones del nivel superior por las probabilidades de transición de todos los procesos que pueden emitir un fotón  $\nu$  y, como en el caso de la opacidad, es isotrópica para un medio material estático.

### 2.5.2. Ecuación de Transporte

Para un campo de radiación estacionario, teniendo en cuenta las contribuciones dadas por la opacidad y la emisividad, la variación de la energía transportada por un haz de intensidad específica  $I_\nu$  al atravesar un elemento de volumen de longitud  $dl$  y área  $dA$  está dada por la ecuación de transporte,

$$\frac{dI_\nu}{dl} = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu. \quad (2.17)$$

En el caso de una atmósfera plana unidimensional, la ecuación de transporte se reduce a

$$\mu \frac{dI_\nu(z, \hat{n}, \nu)}{dz} = \eta_\nu(z, \hat{n}, \nu) - \chi_\nu(z, \hat{n}, \nu) I_\nu(z, \hat{n}, \nu). \quad (2.18)$$

Se puede ver que, si se conoce la opacidad y la emisividad del medio, tendríamos una ecuación diferencial ordinaria que puede ser resuelta para los casos relevantes de  $\mu$  y  $\nu$ .

Por otro lado, se define la *profundidad óptica*  $\tau_\nu(z, \theta)$  como

$$\tau_\nu(z, \theta) = \int_z^{z_{max}} \chi_\nu(z', \theta) dz'. \quad (2.19)$$

La forma diferencial de esta definición es  $d\tau_\nu(z, \theta) = -\chi_\nu(z, \theta) dz$ , donde el signo menos se debe a que la profundidad óptica decrece desde el interior ( $z = 0$ ) hacia la superficie  $z = z_{max}$ , donde  $\tau_\nu = 0$ . Dado que la inversa de la opacidad ( $1/\chi_\nu$ ) representa el camino libre medio de los fotones, se puede interpretar a la profundidad óptica  $\tau_\nu$  como el número de caminos libres para un fotón de una frecuencia  $\nu$ , a lo largo de la línea de visión que va desde la superficie  $z_{max}$  a un punto genérico  $z$ , por lo que  $\tau$  resulta una medida de cuán profundamente un observador externo puede ver dentro del material.

La Ec. 2.17 es la expresión más general de la ecuación de transporte. En el caso particular de estudiar una línea espectral determinada, se debe realizar una distinción entre la emisión y la absorción asociadas a la línea de interés y a las contribuciones relacionadas a otros procesos físicos, como la emisión continua o en otras líneas cercanas. De esta manera, se obtiene:

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = (\eta_\nu^l - \chi_\nu^l I_\nu) + (\eta_\nu^c - \chi_\nu^c I_\nu). \quad (2.20)$$

Se define la *función fuente* como el cociente entre la emisión de energía y la pérdida al atravesar el material,

$$S_\nu = \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu}. \quad (2.21)$$

Llamando entonces  $S_\nu^l$  a la función fuente de la línea y  $S_\nu^c$  a la del continuo, se obtiene la siguiente expresión:

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = \chi_\nu^l (S_\nu^l - I_\nu) + \chi_\nu^c (S_\nu^c - I_\nu). \quad (2.22)$$

Reescribiendo la Ec. 2.22 en función de la profundidad óptica y de la función fuente, se obtiene una nueva expresión para la ecuación de transporte

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad (2.23)$$

donde

$$S_\nu = \frac{\chi_\nu^l S_\nu^l + \chi_\nu^c}{\chi_\nu^l S_\nu^c + \chi_\nu^c}. \quad (2.24)$$

La solución de la Ec. 2.23 está dada por:

$$I_\nu(\tau_\nu, \mu) = I(\tau_o) e^{-(\tau_o - \tau_\nu)/\mu} + \int_\tau^{\tau_o} S_\nu(\tau_\nu) e^{-(t - \tau_\nu)/\mu} dt / \mu, \quad (2.25)$$

donde  $\tau$  es la profundidad óptica a la que se observa y  $\tau_o$  está determinada por la condición de contorno.

En el caso de una atmósfera plano paralela semi-infinita ( $\mu > 0$  y  $\tau_o \rightarrow \infty$ ), la radiación específica recibida por un observador externo ( $\tau = 0$ ) está dada por:

$$I_\nu(0, \mu) = \int_0^\infty S_\nu(t) e^{-t/\mu} dt / \mu. \quad (2.26)$$

Básicamente, el significado físico de la ecuación 2.26 es que la intensidad emergente no es más que un promedio pesado de la función fuente a lo largo de la línea de visión. Sin



embargo, esta ecuación representa una solución formal, ya que sólo en el caso de conocer  $S_\nu$  el problema estaría resuelto.

Para obtener la función fuente se deben obtener los coeficientes  $\eta$  y  $\chi$ , los que a su vez dependen de las poblaciones de los niveles. Estas poblaciones se obtienen al resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico (ver §2.5.3) y dependen de la intensidad del campo de radiación incidente. Por tal motivo, la ecuación de transporte y las ecuaciones de equilibrio estadístico se encuentran fuertemente acopladas.

Sin embargo, es interesante estudiar la solución a primer orden en  $S_\nu$ . En la superficie de la atmósfera ( $\tau = 0$ ) no hay material y la emisividad y la absorción se anulan, lo que implica que  $S_\nu(\tau = 0) = 0$ . Por lo tanto, a primer orden  $S_\nu(\tau) = a\tau$  y la intensidad específica sobre la superficie resulta

$$I_\nu(0, \mu) = a\mu = S_\nu(\tau = \mu). \quad (2.27)$$

A primer orden, entonces, la intensidad emergente es igual a la función fuente en la región en que la profundidad óptica es igual a  $\mu$ , es decir que la radiación observada provee, esencialmente, información sobre la atmósfera a esa profundidad.

### Equilibrio Termodinámico Local

La hipótesis de *equilibrio termodinámico local (ETL)* supone que todas las propiedades del material son las que tendría el gas si estuviese en equilibrio termodinámico a la temperatura cinética local asociada con la velocidad de las partículas.

En este caso, las partículas tendrán una distribución maxwelliana de velocidades y el campo de radiación será el de un cuerpo negro y estará dado por la función de Planck a la temperatura cinética local  $T$ ,

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (2.28)$$

### 2.5.3. Equilibrio Estadístico

El estado del gas en una atmósfera estelar está especificado por la distribución de los átomos sobre todos los niveles de energía (libres y ligados), es decir, por sus números de ocupación. Las ecuaciones de equilibrio estadístico permiten calcular estos números de ocupación, a partir de las probabilidades de transiciones entre niveles.

Si consideramos un átomo de  $N$  estados ligados, la ecuación de equilibrio estadístico para cada nivel  $i$  será

$$n_i \left( \sum_{i \neq j}^N P_{ij} + P_{ik} \right) = \sum_{i \neq j}^N n_j P_{ji} + n_k P_{ki}, \quad (2.29)$$

donde  $n_i$  es la cantidad de átomos de esta especie por  $\text{cm}^3$  que se encuentran en el nivel  $i$  y  $P_{ij}$  es la probabilidad de transición del nivel  $i$  al  $j$ . El subíndice  $k$  se refiere al continuo.

Las probabilidades de transición pueden escribirse como  $P_{ij} = R_{ij} + C_{ij}$ , donde  $R_{ij}$  es la probabilidad de transiciones radiativas y  $C_{ij}$  es la probabilidad de transición debido a colisiones, ya sea entre estados ligados o respecto al continuo.

### 2.5.4. Átomo de dos niveles

El estudio de la formación de líneas es un problema complejo, ya que las ecuaciones de transporte de radiación se encuentran fuertemente acopladas a las de equilibrio estadístico. Sin embargo, resolver un problema muy sencillo donde sólo se tienen dos niveles ayuda a comprender ciertas características importantes de la formación de líneas de resonancia, donde el acoplamiento entre los niveles y el continuo es débil.

La función fuente de las líneas espectrales está determinada por los procesos de emisión y absorción que ocurren en la atmósfera, que se deben a las transiciones radiativas, o por colisiones que ocurren en los átomos y en las moléculas presentes en esta región.

A partir de las hipótesis de equilibrio estadístico se deduce de la ecuación de transporte la siguiente expresión para la función fuente de una línea:

$$S^l = \frac{\bar{J} + \epsilon B_\nu}{1 + \epsilon}, \quad (2.30)$$

donde

$$\epsilon = \frac{C_{UL}}{A_{UL}}(1 - e^{-h\nu/kT}), \quad (2.31)$$

para un átomo de dos niveles  $U$  y  $L$ . Las letras  $U$  y  $L$  indican el nivel de mayor y menor energía respectivamente.  $C_{UL}$  es la probabilidad de que ocurra una transición colisional entre ambos niveles y  $A_{UL}$  es el *coeficiente de Einstein* asociado a las transiciones radiativas. Es decir,  $\epsilon$  representa la relación entre las transiciones colisionales y radiativas.  $\bar{J}$  es la intensidad media total del perfil de la línea.

En la Ec. 2.30 se observa que la función fuente contiene un término de difusión  $\bar{J}$ , proveniente de la radiación originada en otras regiones de la atmósfera, y una fuente térmica  $\epsilon B_\nu$ , que representa los fotones creados por excitación colisional seguida de una desexcitación radiativa. El término  $\epsilon$  en el denominador actúa como un término de sumidero y está vinculado a aquellos fotones que se pierden por desexcitación colisional. Efectivamente, los términos que incluyen el parámetro  $\epsilon$  describen completamente el acoplamiento entre el campo de radiación y el estado local del gas, mientras que el término  $\bar{J}$  actúa como una especie de reservorio de las contribuciones dadas por las fuentes y los sumideros a lo largo de todo el recorrido.

Como los coeficientes colisionales son proporcionales a la densidad electrónica, si la densidad del gas es suficientemente alta, los procesos colisionales son mucho más importantes que los radiativos,  $C_{UL} \gg A_{UL}$ ,  $\epsilon \gg 1$  y por lo tanto  $S^l \rightarrow B_\nu(T)$ . Las líneas que se forman en regiones de la atmósfera con esta propiedad se llaman *líneas dominadas por colisiones*.

Por el contrario, cuando la densidad es muy baja,  $C_{UL} \ll A_{UL}$ ,  $\epsilon \ll 1$  y en este caso  $S^l \rightarrow \bar{J}$ . Las líneas que se forman donde esto ocurre son *líneas dominadas por radiación*.

### 2.5.5. Perfiles de líneas

A partir de los conceptos básicos descritos en la sección anterior, pueden explicarse cualitativamente las características de los perfiles de líneas.

En las figuras 2.5(a) y 2.6(a) vemos las funciones de Planck y las funciones fuente para líneas dominada por colisiones y por radiación respectivamente, en función de la altura atmosférica.

Dado que en la baja fotosfera la densidad atmosférica es muy alta, los efectos colisionales son muy importantes, por lo que se produce un gran acoplamiento entre el campo de radiación y los parámetros locales. Las funciones fuente de ambas líneas en esta región son entonces iguales a la función de Planck, evaluada en la temperatura cinética local.

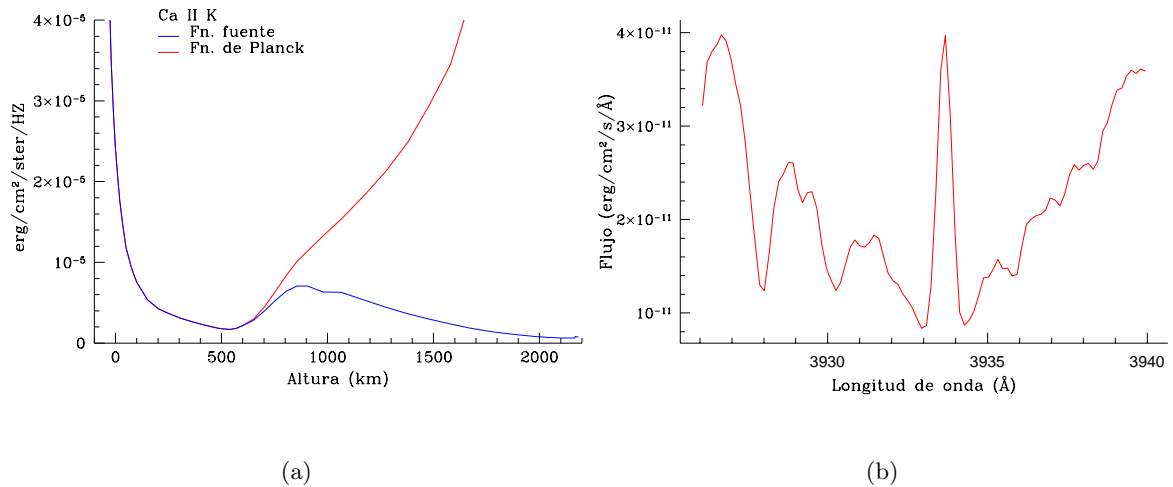


Figura 2.5: (a) Función de Planck (azul) y función fuente (rojo) para la línea Ca II K, dominada por colisiones. (b) Perfil de la línea Ca II K para HD 22049. Espectro obtenido en el CASLEO.

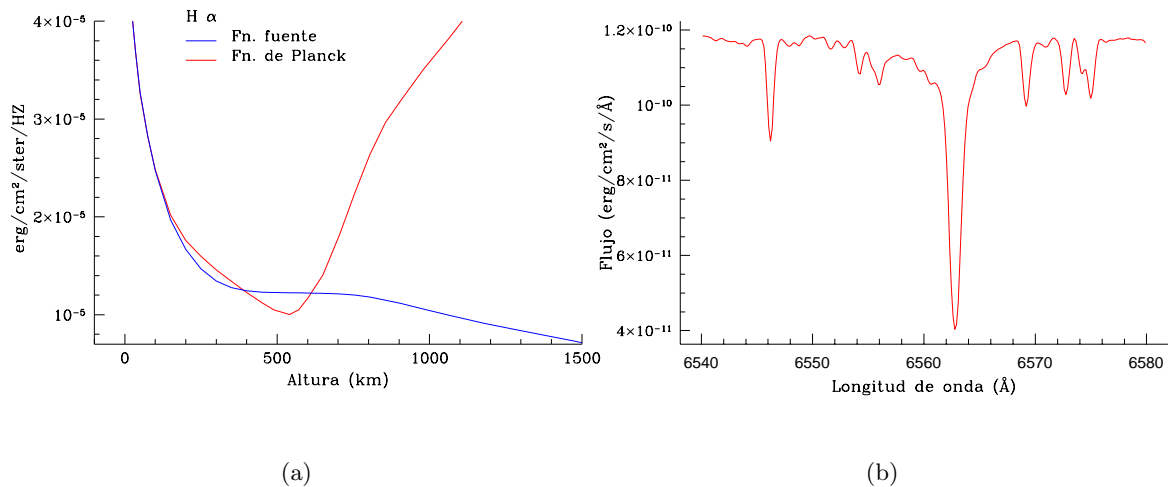


Figura 2.6: (a) Función de Planck (azul) y función fuente (rojo) para la línea H $\alpha$ , dominada por procesos radiativos. (b) Perfil de la línea H $\alpha$  para HD 22049. Espectro obtenido en el CASLEO.

A medida que se asciende en la atmósfera, los dos tipos de líneas se diferencian claramente: para una línea dominada por colisiones la función fuente sigue acoplada a la de Planck aún después del mínimo de temperatura, ya en la baja cromósfera, y por lo tanto la función fuente aumenta siguiendo a la de Planck, hasta que, a partir de cierta altura la densidad es tan baja

que se desacoplan. La función fuente se aparta entonces de la de Planck y disminuye, como se aprecia en la Fig.2.5(a).

Para una línea dominada por radiación, en cambio, la función fuente se desacopla de la de Planck a una altura mucho menor (ver Fig. 2.6(a)), por lo que la función fuente decrece con la altura y es prácticamente insensible a las variaciones locales de los parámetros atmosféricos en la cromósfera, puesto que su principal contribución proviene del campo de radiación generado en otras regiones de la atmósfera.

Una vez comprendidas las principales características de las funciones fuente para las diferentes líneas, y recordando que, en primera aproximación, la radiación observada es igual a la función fuente en el punto donde  $\tau = 1$  (ver Ec. 2.27), se pueden explicar cualitativamente los distintos perfiles. Observar una línea espectral a lo largo de su perfil equivale a observar a diferentes alturas atmosféricas: el continuo cercano a la mayoría de las líneas se forma en la fotosfera, dada su baja opacidad. Como la probabilidad de transición aumenta con la cercanía al centro de la línea, a medida que se avanza por las alas hacia el centro aumenta la opacidad y la profundidad de formación es cada vez menor.

En el caso de una línea dominada colisionalmente, al apartarnos del continuo que se forma en la baja fotosfera, estamos observando regiones con función fuente cada vez menor, por lo que también disminuye la radiación observada y las alas se presentan en absorción. Si seguimos acercándonos al centro observamos regiones por arriba del mínimo de temperatura por lo que la función fuente aumenta, y se observa una emisión central en la línea, superpuesta a la absorción de las alas. A mayor altura atmosférica, la función fuente vuelve a disminuir. En el caso particular del Ca II K, la zona de formación del centro de la línea está ubicada en esta región, por lo que en medio de la emisión aparece una nueva región de absorción. Un perfil de este tipo se muestra en la Fig. 2.5(b).

Para una línea que se forma en una región donde dominan las colisiones es entonces fácil separar la contribución fotosférica de la cromosférica, ya que vemos que la parte del perfil entre el mínimo y el centro de la línea se forma más afuera del mínimo de temperatura (en la cromósfera). En el caso de una línea dominada por radiación, como la función fuente es decreciente en toda la atmósfera, no se produce la emisión central. Éste es el comportamiento que presentan las líneas de Balmer del H, en particular  $H\alpha$ , como se ilustra en la Fig. 2.6(b).

Las líneas h y k del Mg II y las H y K del Ca II presentan este comportamiento. Las líneas del Ca son ampliamente utilizadas para el estudio de actividad cromosférica en el Sol y otras estrellas, precisamente debido a esta respuesta del perfil de la línea al aumento de temperatura en la cromósfera.

### 2.5.6. Modelos de atmósferas

Para estimar el espectro emergente del Sol o de cualquier estrella y la dependencia de las variables físicas con la altura, se suelen utilizar los modelos semiempíricos de atmósfera. En este tipo de modelos se resuelven las ecuaciones de transporte y de equilibrio estadístico de manera que la solución ajuste lo mejor posible a las observaciones, tanto en líneas espectrales como en el continuo.

Los modelos semiempíricos de atmósfera solar más ampliamente usados en los últimos veinte años son los de Vernazza et al. (1981), que fueron modificados luego por Fontenla et al. (1993).

En estos trabajos se realiza un estudio muy detallado sobre distintas líneas espectrales.

A modo de compendio de esta sección, en la Fig. 2.7 mostramos los resultados de estos modelos donde se observa la altura de formación de distintas líneas en las diferentes regiones de la atmósfera solar.

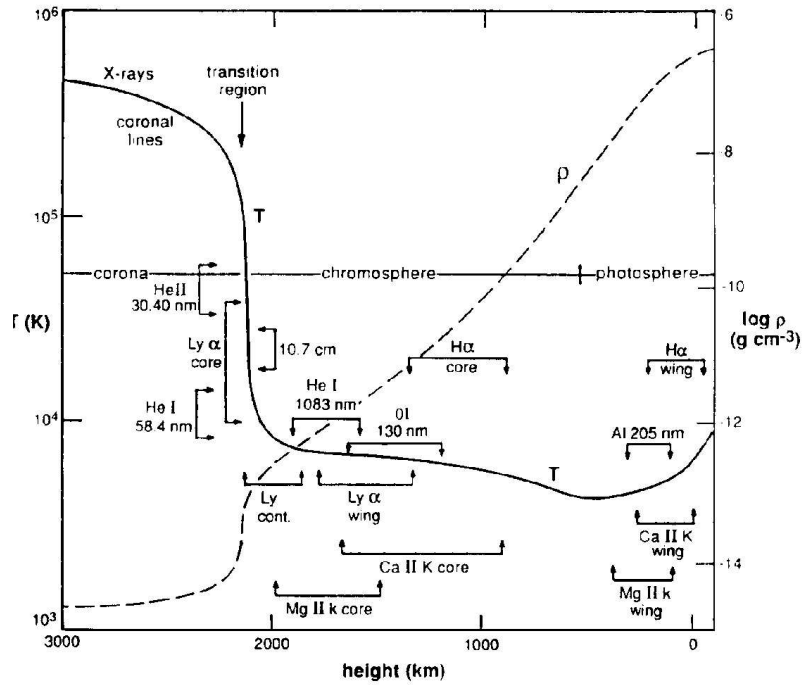


Figura 2.7: Altura de formación de líneas calculadas a partir del modelo C del Sol del trabajo de Vernazza et al. (1981) y Fontenla et al. (1993). Figura extraída de Avrett (1998)



## Capítulo 3

# Actividad estelar

---

Los intensos campos magnéticos que se generan en las estrellas repercuten en la estructura de sus atmósferas. De esta manera, se observan una serie de fenómenos magnéticos, que se engloban dentro de la llamada *actividad estelar*.

En este capítulo describiremos las características generales de los fenómenos activos que se observan en el Sol y las estrellas de tipo solar y realizaremos una breve descripción de la teoría de dínamo que explica satisfactoriamente algunos de estos fenómenos.

### 3.1. Actividad solar

#### 3.1.1. Fenómenos transitorios

La actividad solar es una consecuencia de la existencia del campo magnético en el Sol, que se origina en su interior y emerge en forma de arcos toroidales de flujo magnético. Estos intensos campos influyen sobre la estructura física de la fotosfera, de la cromósfera y de la corona.

De esta manera, aparecen manifestaciones magnéticas en las distintas capas de la atmósfera, que reciben el nombre de *regiones activas*. Estas regiones suelen hallarse en latitudes menores a los  $40^\circ$ , tienen un diámetro de unos  $10^4$  a  $10^5$  km y una vida media que puede ir de días a meses.

Las *manchas solares* son manifestaciones fotosféricas de la actividad del Sol que pueden observarse a ojo desnudo. Se han observado manchas solares desde 1000 hasta 50000 km de diámetro. Su vida media puede ser de unas horas a pocos meses y, en general, aparecen en grupos de 2 a 20 manchas. En la Fig. 3.1(a) mostramos una imagen de una mancha solar.

En esta figura se observa que una mancha solar tiene un centro oscuro, llamado *umbra*, donde hay una fuerte concentración de campo magnético ( $\sim 3000$  G) que impide la transferencia de calor por convección del interior solar a esta zona en la fotosfera. Efectivamente esta región tiene una temperatura típica de 4000 K, mientras que la fotosfera a su alrededor tiene unos 5780 K.

Una zona más brillante, aunque más oscura que la superficie, rodea la umbra y recibe el nombre de *penumbra*. La penumbra está compuesta por filamentos oscuros, que se extienden radialmente con el campo magnético desde la umbra hacia el exterior de la mancha. Los campos magnéticos en la penumbra tienen un valor medio de 1000 G, por lo que es una región más caliente que el centro de la mancha.

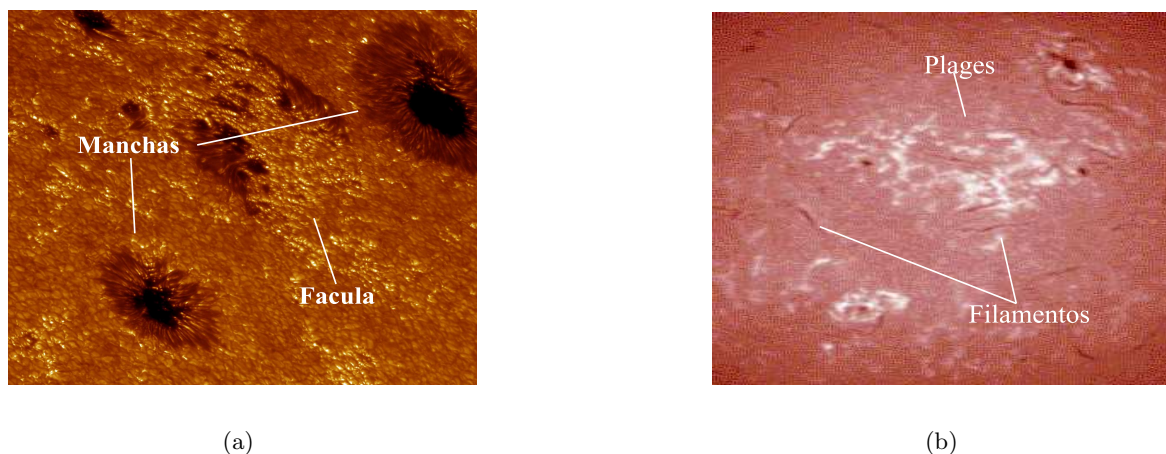


Figura 3.1: Imagen de manchas solares y de una facula obtenida con el SST (izquierda). Imagen de plages y de un filamento en  $H\alpha$  (derecha).

Junto con las manchas, aparecen a nivel fotosférico otros fenómenos activos llamados *fáculas*. La *fácula* es la parte de la región activa que se extiende alrededor de las manchas solares (ver Fig. 3.1(a)) y que, a diferencia de éstas, es brillante en el espectro continuo. Si bien el campo magnético medio de estas estructuras es de cientos de gauss, está concentrado en pequeños elementos magnéticos con intensidades de 1000 a 2000 gauss.

En la Fig. 3.1(b) mostramos la imagen de una *plage* solar. Las *plages* son regiones brillantes en líneas cromosféricas y en el ultravioleta que aparecen asociadas a las manchas, aunque tienen una vida mucho más larga que éstas. En la Fig. 3.2 se muestran perfiles de las líneas K y H del Ca II en el Sol. Observamos que el flujo en el centro de estas líneas es mayor en presencia de *plages* que para el Sol tranquilo. Este efecto se ve con más claridad al analizar la diferencia entre ambos espectros, ya que se elimina la intensa contribución fotosférica de las alas. La variabilidad del flujo de las líneas de Ca II se correlaciona muy bien con los cambios en el número de manchas, por lo que estas líneas se utilizan habitualmente como indicadores de actividad solar.

Durante la época de máxima actividad se producen en el Sol las llamadas *fulguraciones*, que son liberaciones violentas de energía que pueden llegar a valores de  $10^{32}$  erg. Se producen en aquellas regiones donde la configuración del campo magnético varía bruscamente debido a la aparición de nuevas estructuras o por movimientos de las manchas solares. El campo magnético puede acomodarse muy lentamente a estos cambios, por lo que las líneas de fuerza se retuercen y se generan grandes gradientes hasta que los valores de energía que almacenan estas estructuras son muy altos y la configuración no puede mantenerse estable. Entonces, se produce el fenómeno de *reconexión magnética*, por el cual las líneas de campo cambian bruscamente su configuración a una de menor energía, calentando rápidamente el plasma circundante (Martens & Kuin, 1989). La reconexión magnética tarda sólo unos pocos minutos en producirse y las áreas involucradas en este proceso son del orden de  $10^8$  km<sup>2</sup>.

Las *fulguraciones* emiten en todo el espectro electromagnético, desde rayos  $\gamma$  a radiofrecuencias, y los distintos rangos de energía se encuentran vinculados a distintos procesos físicos que ocurren en la *fulguración*. Sin embargo, hasta el comienzo de la era espacial se realizaron casi exclusivamente observaciones en  $H\alpha$ . Las *fulguraciones* más intensas se pueden observar en el continuo y reciben el nombre de *fulguraciones en luz-blanca*. La energía liberada en



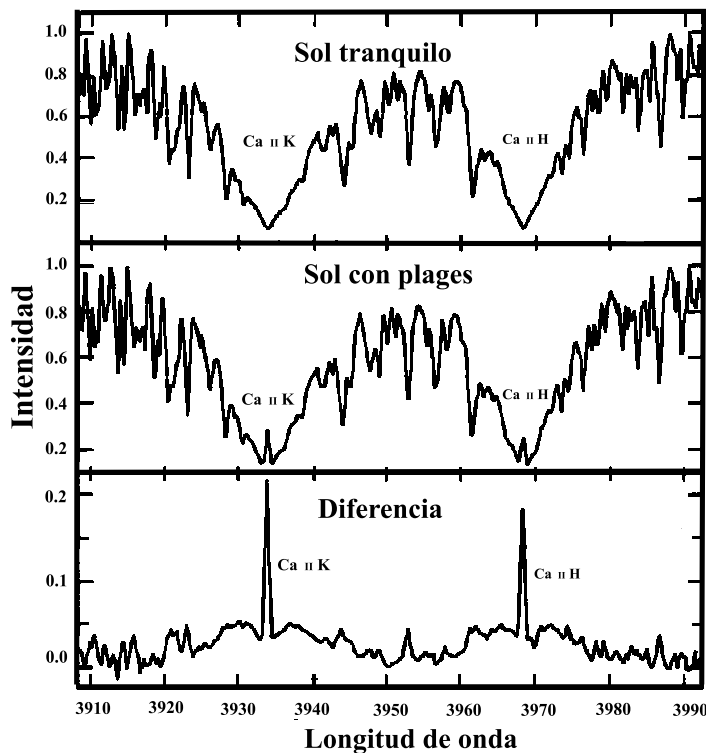


Figura 3.2: Líneas de Ca II H y K para el Sol tranquilo y el Sol con plages y su diferencia (Labonte, 1986).

estos casos puede llegar, e incluso superar, los  $10^{31}$  erg. Los aspectos más violentos de las fulguraciones aparecen en la corona y pueden observarse en rayos X y en el ultravioleta.

Algunas fulguraciones tienen asociadas *eyecciones de masa coronales (CME)*, que son erupciones de gran escala ( $\sim R_{\odot}$ ) visibles en luz blanca con un coronógrafo. La mayoría de las CMEs están asociadas a protuberancias eruptivas, que implican una eyección de masa de  $10^{15}$  a  $10^{16}$  g y energías de  $10^{30}$  a  $10^{32}$  erg.

Otras estructuras presentes en la corona son los *arcos coronales*. Se trata de líneas cerradas de campo magnético de forma *toroidal*, de unos  $10^4$  a  $10^5$  km de longitud, y son muy brillantes en rayos X. Los arcos se ubican por encima de las manchas solares y las fáculas, con sus extremos anclados en manchas de diferente polaridad.

Por otro lado, aparecen los llamados *agujeros coronales*, que se presentan en los polos y que corresponden a líneas de campo magnético que se cierran lejos del Sol. La densidad en estas zonas es muy baja, unas diez veces menor que en los arcos coronales. En estas regiones la corona no está en equilibrio, sino que se expande continuamente hacia afuera dando lugar al *viento solar*. Los agujeros coronales son visibles en varias longitudes de onda, pero son más evidentes en rayos X.

### 3.1.2. El ciclo solar

Existen registros de observaciones de manchas solares desde el 400 A.C. (Eddy, 1976), pero recién a partir del invento del telescopio en 1610 estas observaciones comenzaron a realizarse en forma sistemática.

En 1843, Heinrich Schwabe encontró que el número de manchas presenta un comportamiento regular con una periodicidad promedio de 11 años, lo que hoy se conoce como *ciclo*

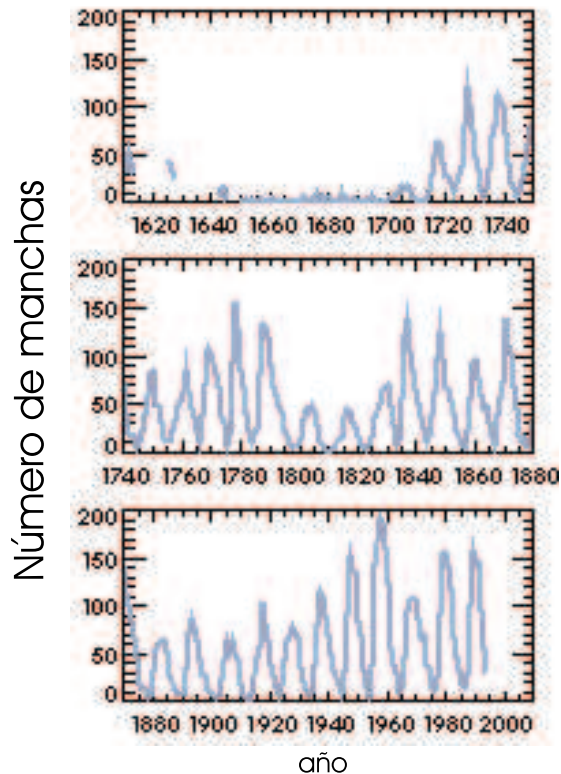


Figura 3.3: Promedio mensual del número de Wolf desde 1610 hasta el 2000.

*solar.*

En 1848, Rudolf Wolf inició un proyecto para contar sistemáticamente el número de manchas solares y construyó el llamado *número de Wolf o de Zurich*, que es proporcional a la cantidad de manchas que se observan sobre la superficie del Sol. Por otro lado, a partir de una reconstrucción histórica, Wolf obtuvo el número de manchas registrado entre los años 1700 y 1848. Posteriormente Eddy agregó, por su parte, observaciones previas al 1700 (Eddy, 1976).

En la Fig. 3.3 se muestra el número de manchas desde 1610 hasta hoy. En esta figura se pueden observar los siguientes puntos:

- El número de Wolf tiene un comportamiento cíclico con un período medio de 11 años.
- Entre los años 1645 y 1715 las señales de actividad solar fueron escasas. Esta etapa es conocida como *Mínimo de Maunder*.
- El incremento en el número de manchas es levemente asimétrico a lo largo del ciclo. El número de manchas crece más rápidamente de mínimo a máximo de lo que decae.
- El ciclo solar de 11 años presenta una variación a largo plazo que puede representarse por una envolvente con un período de 80 a 90 años, conocida como el *Ciclo de Gleissberg*.

Si bien el máximo del ciclo está vinculado con el mayor número de manchas en un intervalo determinado de tiempo, este máximo en la cantidad de manchas no implica el máximo de actividad. Midiendo otros indicadores de actividad como la frecuencia y el tamaño de las fulguraciones, se pudo ver que el máximo de actividad solar está asociado a un máximo en

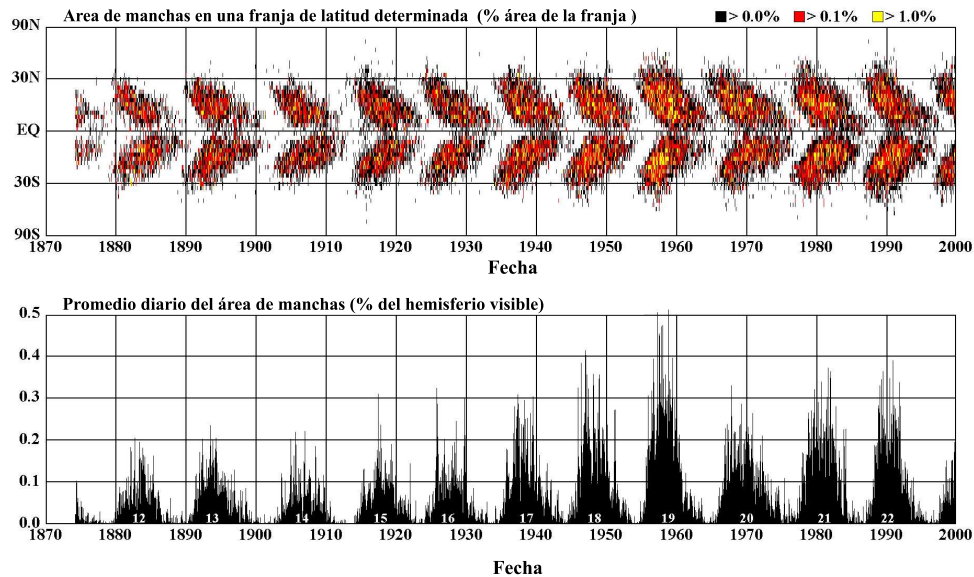


Figura 3.4: Diagrama Mariposa - Área de Manchas. <http://science.nasa.gov.ar/ssl/pad/solar/Images/bfly.gif>.

la superficie del Sol cubierta por manchas y no a un máximo en su cantidad. En general, las manchas más grandes ocurren unos años después que el máximo en el número de manchas.

Se sabe que las primeras manchas del ciclo aparecen entre los  $35^{\circ}$  y  $40^{\circ}$  de latitud y las últimas aparecen cerca del Ecuador. Maunder en 1922 creó un diagrama en el que se grafican las latitudes y la duración de las manchas respecto al tiempo, que por su apariencia es conocido como *diagrama mariposa*. En la Fig. 3.4 se muestra el diagrama mariposa y el área que las manchas ocupan sobre la fotosfera.

En 1912, mientras estudiaba el efecto Zeeman en algunas líneas espectrales, George Hale encontró que, en un mismo hemisferio, las manchas solares aparecen de a pares con polaridades opuestas entre sí y en forma casi paralela al Ecuador. De esta manera, cada par de manchas que emerge en un dado hemisferio puede considerarse como un dipolo magnético con una orientación determinada.

Hale también observó que los dipolos del hemisferio norte tienen una orientación opuesta a los del hemisferio sur. Ambas orientaciones se mantienen constantes durante el ciclo de 11 años y se revierten durante el ciclo siguiente. Hale encontró, entonces, un ciclo magnético en el Sol cuya duración promedio es de 22 años.

## 3.2. Dínamo solar

El modelo teórico más aceptado que permite describir la actividad solar y, en particular, el ciclo solar es la *teoría de dínamo*. Esta teoría se basa en la interacción entre los procesos físicos en el interior solar (convección) y la rotación diferencial del Sol.

### 3.2.1. Modelo cualitativo de Parker

En 1955, Parker propuso una teoría para modelar el campo magnético dipolar terrestre (Parker, 1955).

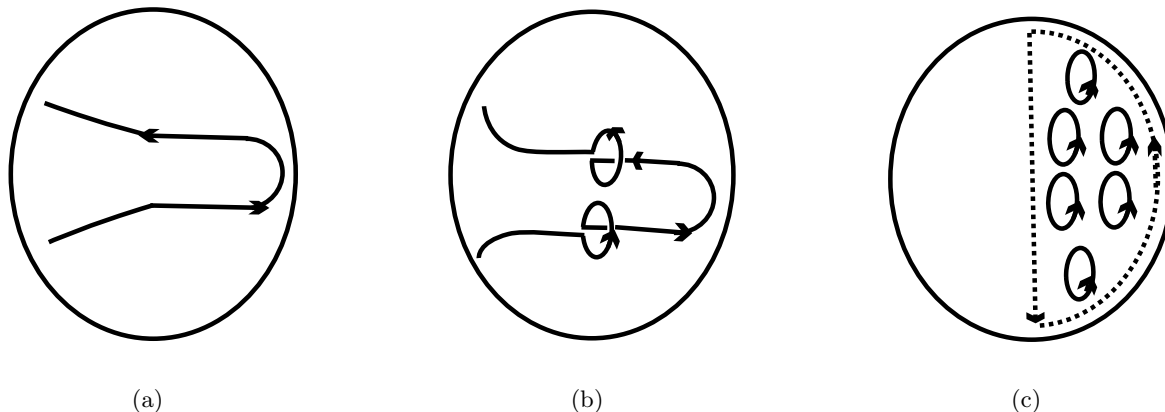


Figura 3.5: Modelo de Parker. Diferentes pasos del proceso del dínamo, Choudhuri (1998).

Antes de que se difundiera este trabajo, se sabía que las líneas de campo magnético poloidal (en un plano meridional) podrían estirarse por medio de la rotación diferencial y así generar un campo magnético toroidal como se muestra en la Fig. 3.5(a). Sin embargo, si el campo poloidal no se pudiese mantener por algún mecanismo físico, éste decaería y así también lo haría el campo toroidal y desaparecería el campo magnético terrestre. Por lo tanto, para entender cómo se generan los campos magnéticos era necesario determinar la razón por la que el campo poloidal no decae por los efectos difusivos del plasma.

Parker (1955) encontró el mecanismo a través del cual se genera el campo poloidal a partir del toroidal. Los movimientos turbulentos del plasma en la zona convectiva en un sistema rotante producen vórtices que deforman las líneas de campo toroidal.

En la Fig. 3.5(b) se muestran los *ciclones* y *anticiclones* análogos a los que se producen en la atmósfera terrestre. Estas estructuras se ven proyectadas sobre el plano meridional en la Fig. 3.5(c). Cabe destacar que los procesos difusivos suavizan los micro-campos representados por los *loops* y se genera un campo poloidal de gran escala (línea punteada).

De esta manera, Parker encontró una retroalimentación entre el campo poloidal y toroidal producida por la rotación diferencial y los movimientos de microescalas de la zona convectiva. Esta retroalimentación constituye la base del *dínamo solar*.

### 3.2.2. Ecuaciones MHD-Teoría de campo medio

Una descripción más formal para el modelo de Parker fue dada por Steenbeck et al. (1966) en su teoría de *campo medio*. El objetivo principal de esta teoría es obtener una solución a las ecuaciones MHD para el campo magnético a gran escala. En este modelo matemático se propone una aproximación estadística de los parámetros físicos. Se supone que cada parámetro  $q$  tiene una contribución promedio de gran escala  $\bar{q}$ , donde el sobrerayado indica el valor medio, y otra  $q'$  asociada a la microescala, originada en la turbulencia de la capa convectiva. Dado el carácter aleatorio de  $q'$ , se cumple  $\overline{q'} = 0$ .

La teoría de *campo medio* es una aproximación, ya que la turbulencia dentro de la capa convectiva es de gran complejidad. No obstante, veremos que se obtienen resultados compa-

tibles con las observaciones.

En el Sol los parámetros de macroescala son aquellos que presentan variaciones en las dimensiones características espaciales  $R_{\odot} \sim 7 \times 10^{10}$  cm y temporales  $\tau_{\odot} \sim 11$  años (ciclo solar), mientras que la escala temporal de los fenómenos convectivos es de  $\sim 10^3 - 10^6$  s.

En general, la evolución del campo magnético en un plasma está dada por su naturaleza solenoidal ( $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ) y la ecuación de inducción:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (3.1)$$

donde  $\eta \sim \frac{1}{\sigma}$  es el coeficiente de difusión del plasma.

Se observa que la Ec. 3.1 posee un término no lineal asociado al dínamo  $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  y un término difusivo  $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$ . Ambos términos compiten en el mantenimiento del campo magnético en el Sol.

Si se conoce el campo de velocidades  $\mathbf{v}$ , la ecuación es lineal en  $\mathbf{B}$  y puede resolverse sencillamente. Este problema recibe el nombre de *dínamo cinemático*. Sin embargo, el campo de velocidades y el magnético se encuentran acoplados por la fuerza de Lorentz y conocer estos campos es un problema de gran complejidad.

Steenbeck et al. (1966) proponen reemplazar en la Ec. 3.1 los campos magnético y de velocidades por su componente media más la resultante de los efectos turbulentos:  $\mathbf{B}, \mathbf{v} = \overline{\mathbf{B}}, \overline{\mathbf{v}} + \mathbf{B}', \mathbf{v}'$ . El campo magnético medio  $\overline{\mathbf{B}}$  es axisimétrico y las asimetrías son aportadas por el campo magnético  $\mathbf{B}'$ .

Tomando el valor medio de la Ec. 3.1, se obtiene la evolución del campo medio:

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\overline{\mathbf{v}} \times \overline{\mathbf{B}}) + \nabla \times \mathcal{E} + \eta \nabla^2 \overline{\mathbf{B}}, \quad (3.2)$$

donde  $\mathcal{E} = \overline{\mathbf{v}' \times \mathbf{B}'}$  es conocida como *fuerza media electromotriz*. Esta ecuación es similar a la ecuación de inducción, ya que posee un término no lineal  $\nabla \times (\overline{\mathbf{v}} \times \overline{\mathbf{B}})$  y otro difusivo  $\eta \nabla^2 \overline{\mathbf{B}}$ ; pero, además, posee un término  $\nabla \times (\overline{\mathbf{v}' \times \mathbf{B}'})$ , que indica cómo los efectos turbulentos repercuten en la macroescala. Este último término hace que el campo magnético medio evolucione de manera diferente a los campos laminares que cumplen las ecuaciones de MHD.

Una manera simplificada de resolver la Ec. 3.2 es pensar que se conoce el campo de velocidades, conociendo el campo medio  $\overline{\mathbf{v}}$  y la estadística dada por  $\mathbf{v}'$ . Por lo tanto, si se determinara  $\mathcal{E}$  en función de  $\overline{\mathbf{v}}, \mathbf{v}'$  y  $\mathbf{B}'$  se podría conocer el campo  $\overline{\mathbf{B}}$ .

Para obtener el campo  $\mathbf{B}'$ , se supone que el tiempo típico de la microescala es igual a la vida media de un vórtice, también llamado *tiempo de correlación de la turbulencia*  $\tau_c$ . El cálculo de  $\tau_c$  depende del modelo de convección utilizado.

Por otro lado, se considera que  $\mathbf{B}'$  es muy pequeño respecto a la distorsión que pudiese aportar el campo  $\mathbf{v}'$  sobre el campo  $\overline{\mathbf{B}}$ , aproximación que se conoce como *FOSA (First Order Smoothing Approximation)*. Entonces, bajo estas hipótesis, se obtiene:

$$\mathbf{B}' \sim \tau_c \nabla \times (\mathbf{v}' \times \overline{\mathbf{B}}). \quad (3.3)$$

Usando que el 'fluido turbulento' es incompresible, que  $\nabla \cdot \overline{\mathbf{B}} = 0$  y considerando que la turbulencia es isotrópica, finalmente, la evolución del campo magnético de macroescala está dada por:

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{B}}}{\partial t} = \nabla \times (\overline{\mathbf{v}} \times \overline{\mathbf{B}}) + \nabla \times (\alpha \overline{\mathbf{B}}) + (\eta + \eta_T) \nabla^2 \overline{\mathbf{B}}, \quad (3.4)$$

donde físicamente  $\eta_T$  representa la difusión turbulenta, que suele ser mucho mayor que  $\eta$ , y  $\alpha$  es la helicidad cinética de microescala.

En el caso de turbulencia isotrópica, los coeficientes  $\alpha$  y  $\eta_T$  se pueden calcular con las siguientes expresiones:

$$\alpha = -\frac{\tau_c}{3} \overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla \times \mathbf{v}'}, \quad (3.5)$$

$$\eta_T = -\frac{\tau_c}{3} \overline{\mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}'} \tau_c. \quad (3.6)$$

Cabe destacar que la aproximación de turbulencia isotrópica difiere del caso real del Sol. Sin embargo, este modelo describe satisfactoriamente el comportamiento del campo magnético solar.

La Ec. 3.4 describe matemáticamente las observaciones cualitativas de Parker, ilustradas en la Fig. 3.5. Efectivamente, se observa que el dínamo sólo podrá generarse para un valor de  $\alpha$  no nulo y esto ocurre cuando la fuerza de Coriolis actúa sobre los elementos de plasma que fluyen de la zona convectiva.

### 3.2.3. Una resolución sencilla de las ecuaciones MHD

Para resolver la Ec. 3.4, despreciamos en principio la disipación molecular  $\eta$  respecto a  $\eta_T$  y, dado que el efecto  $\alpha$  tiene carácter local, utilizamos un sistema local de coordenadas cartesianas sobre la esfera solar. Esta aproximación semiplana sobre el cuerpo esférico simplifica el álgebra de la resolución y aporta importantes resultados.

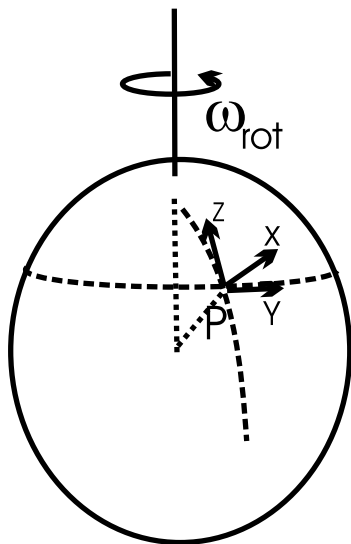


Figura 3.6: Coordenadas cartesianas locales sobre una esfera.

En la Fig. 3.6 mostramos los ejes de este sistema para un punto del hemisferio norte: el eje  $X$  se encuentra en la dirección de la coordenada radial, el eje  $Y$  es paralelo a la coordenada toroidal y el  $Z$  es tangencial al meridiano con sentido hacia donde crece la latitud.

Cabe destacar que el campo medio  $\bar{\mathbf{B}}$  tiene simetría axisimétrica ( $\partial_y = 0$ ) como ya discutimos en la sección anterior. Es el campo de microescala  $\mathbf{B}'$  el que aporta las asimetrías.

Para el sistema de la Fig. 3.6 la componente toroidal del campo magnético es  $B_y(x, z)\hat{\mathbf{e}}_y$ , mientras que la componente poloidal es un campo solenoidal que puede expresarse como  $\nabla \times [A(x, z)\hat{\mathbf{e}}_y]$ , donde  $A$  está asociado al potencial vector que genera el campo poloidal.

Suponiendo la rotación diferencial radial del Sol, tenemos que el campo de velocidades es

$\bar{\mathbf{v}} = v_y(x)\hat{\mathbf{e}}_y$ . Una medida de la circulación de la velocidad está dada por  $\omega = \partial_x v_y \hat{\mathbf{e}}_z$ , donde  $\omega$  no tiene relación con la velocidad angular  $w_{rot}$  señalada en la Fig. 3.6.

Entonces, aplicando  $\bar{\mathbf{B}} = B_y(x, z)\hat{\mathbf{e}}_y + \nabla \times [A(x, z)\hat{\mathbf{e}}_y]$  en la Ec. 3.4 y tomando los coeficientes  $\alpha$ ,  $\omega$  y  $\eta_T$  constantes, se obtiene el sistema:

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \omega B_x - \alpha \nabla^2 A + \eta_T \nabla^2 B_y, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B_y + \eta_T \nabla^2 A. \quad (3.8)$$

La Ec. 3.8 está relacionada con la evolución del campo poloidal. Si el término  $\alpha B_y$  no existiese, la componente poloidal decaería. Así se ve matemáticamente la retroalimentación entre la componente poloidal y toroidal hallada por Parker (1955).

Por otro lado, en la Ec. 3.7 se expresa la evolución de la componente toroidal. Existen dos fuentes que mantienen este campo:  $\omega B_x$ , relacionada con la rotación diferencial y la consecuente deformación de las líneas de campo poloidal, y  $\alpha \nabla^2 A$ , donde, análogamente al fenómeno de la Ec. 3.8, la turbulencia deforma las líneas de campo poloidal generando el campo toroidal. Según compitan entre sí los términos  $\omega B_x$  y  $\alpha \nabla^2 A$ , las características del dínamo serán diferentes.

El caso en que  $\alpha \nabla^2 A \ll \omega B_x$  se llama *dínamo*  $\alpha\omega$ . Este es el caso del dínamo solar. Mientras que en el caso en que  $\alpha \nabla^2 A \gg \omega B_x$  se trata del llamado *dínamo*  $\alpha^2$ , que es en general el modelo más aceptado para explicar el dínamo terrestre y el de algunas estrellas M más tardías. En el caso en que ambos términos  $\alpha \nabla^2 A$  y  $\omega B_x$  sean comparables, el modelo recibe el nombre de dínamo  $\alpha^2\omega$ . Éste es el modelo con el cual se explica el comportamiento magnético de las estrellas con alta tasa de rotación.

### 3.2.4. Ondas del dínamo $\alpha\omega$

En el dínamo  $\alpha\omega$  se puede despreciar el término  $\alpha \nabla^2 A$  respecto al  $\omega B_x$  en la Ec. 3.7. De esta manera el sistema a resolver es:

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \omega B_x + \eta_T \nabla^2 B_y, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B_y + \eta_T \nabla^2 A. \quad (3.10)$$

Se sabe que las manchas aparecen en el Sol a una latitud de  $35^\circ - 40^\circ$  y se propagan hacia el Ecuador, como se observa en el diagrama mariposa de la Fig. 3.4. Una manera de modelar el comportamiento de las manchas solares es pensar en ondas magnéticas que se propagan en la superficie solar.

Para ello, se plantea como solución de las ecuaciones 3.9 y 3.10 los campos  $A = A_o \exp(\omega_{cyc}t + ikz)$  y  $B_y = B_{oy} \exp(\omega_{cyc}t + ikz)$ , y se obtiene el sistema de ecuaciones lineales:

$$\omega_{cyc} B_{oy} = -ik\omega A_o - \eta_T k^2 B_{oy} \quad (3.11)$$

$$\omega_{cyc} A_o = \alpha B_{oy} - \eta_T k^2 A_o. \quad (3.12)$$

De ambas ecuaciones se desprende que:

$$\omega_{cyc} = -\eta_T k^2 \pm \left( \frac{i-1}{\sqrt{2}} \right) \sqrt{k\alpha\omega}. \quad (3.13)$$

Si suponemos  $k > 0$ , existen distintos regímenes según el signo de  $\alpha\omega$ .

Para que el dínamo no decaiga con el tiempo  $Re(\omega_{cyc}) \geq 0$ . Entonces, tomamos la rama

negativa de la Ec. 3.13.

$$\text{Si } \alpha\omega > 0, \text{ se obtiene: } \omega_{cyc} = -\eta_T k^2 + \left(\frac{k\alpha\omega}{2}\right)^{1/2} - i\left(\frac{k\alpha\omega}{2}\right)^{1/2}.$$

Para analizar la competencia entre los fenómenos que intensifican el campo magnético y los efectos dispersivos, se suele definir un parámetro adimensional, el *número de dínamo*  $N_D$ , que en este caso se define como:

$$N_D = \frac{|\alpha\omega|}{\eta_T^2 k^3}. \quad (3.14)$$

Se puede ver que para que el campo magnético crezca en el tiempo, se debe cumplir la condición:

$$N_D \geq 2, \quad (3.15)$$

es decir, la intensificación del campo debido a la rotación diferencial y a la turbulencia debe, al menos, duplicar el amortiguamiento por efectos dispersivos.

Entre los años 1645 y 1715, las señales de actividad solar fueron escasas, ya que hubo una importante merma en el número de manchas solares en la fotosfera (Mínimo de Maunder). Por esta razón, se piensa que el número de dínamo correspondiente al caso solar es cercano al valor mínimo ( $N_D \approx 2$ ) (Robinson & Durney, 1982). En este caso,  $A, B_y \sim \exp\left[-i\left(\frac{k\alpha\omega}{2}\right)^{1/2} t + ikz\right]$ .

Esta solución describe ondas que se propagan en la dirección  $Z$  (ver Fig. 3.6) hacia los polos.

Si  $\alpha\omega < 0$ , se obtiene que  $\omega_{cyc} = -\eta_T k^2 + \left(\frac{k|\alpha\omega|}{2}\right)^{1/2} + i\left(\frac{k|\alpha\omega|}{2}\right)^{1/2}$ . También en este caso se debe cumplir que  $N_D \geq 2$  para que el campo no decaiga en el tiempo.

Si  $N_D = 2$ , se obtiene  $A, B_y \sim \exp\left[i\left(\frac{k|\alpha\omega|}{2}\right)^{1/2} t + ikz\right]$ . Esta solución corresponde a ondas que se propagan en la dirección  $Z$  hacia el Ecuador. Este modelo refleja lo que se conoce acerca de las manchas solares.

En síntesis, se ha obtenido un modelo sencillo para describir el ciclo solar con  $\alpha$ ,  $\omega$  y  $\eta_T$  constantes. Se trata de un modelo de dínamo  $\alpha\omega$  con  $\alpha\omega < 0$ .

### 3.2.5. Modelos más realistas del dínamo solar

En la sección anterior se presentó un modelo local muy simplificado donde se logró modelar el sentido y dirección de propagación de las manchas sobre la superficie del Sol durante el llamado ciclo solar. Sin embargo, el modelado del ciclo solar requiere aún más detalle (Charbonneau, 2005).

Para construir un modelo de dínamo solar se requiere, básicamente, un modelo estructural del Sol, un perfil de rotación diferencial asociado y un perfil de difusividad magnética, que puede depender de la profundidad (modelo de interface). En algunos casos también es necesario introducir una circulación meridional para reproducir el diagrama mariposa.

Con el surgimiento de la heliosismología se pudieron enriquecer los modelos de dínamo. Uno de los descubrimientos más importantes fue el de una capa de transición entre el núcleo radiativo de rotación rígida y la zona convectiva con rotación diferencial. Esta capa recibe el nombre de *tacoclina* y, a través de los métodos de inversión heliosísmica, se obtuvo que su posición es  $0.65 < r/R_\odot < 0.75$  (Kosovichev, 1996), donde  $r$  es la distancia al centro del Sol. No obstante, el ancho de la tacoclina es un tema aún en discusión.



Se cree que en esta zona se produce la amplificación del campo magnético, al actuar la fuerza de Coriolis sobre los tubos de campo magnético emergentes. La zona donde esto ocurre sería específicamente en una capa de la tacoclina donde las condiciones de *overshooting*<sup>(a)</sup> están dadas. La aparición de una capa donde se amplificase el campo fue propuesta ya en 1993 por Parker, quien construyó el modelo de dínamo de interface (Parker, 1993).

También gracias a la heliosismología, ciertos parámetros dinámicos del Sol como, por ejemplo, la rotación diferencial pudieron ser medidos (Schou et al., 1998) y, por ende, se pueden construir modelos de dínamo cinemático.

### 3.3. Actividad estelar

Durante mucho tiempo se estudiaron sólo las propiedades estáticas de las estrellas y se reservó el estudio de las propiedades dinámicas preferentemente al caso solar. Sin embargo, a lo largo del tiempo se encontró que muchas estrellas, al contrario de lo que se pensaba tradicionalmente, presentan fenómenos similares a los que se observan en el Sol. Estas estrellas, que se caracterizan por poseer altos campos magnéticos cubriendo una fracción considerable de su superficie, fueron clasificadas como “activas”, en analogía con las regiones activas solares.

#### 3.3.1. Actividad magnética-Fenómenos transitorios

De la misma manera que en el Sol, la atmósfera de las estrellas activas presenta manifestaciones magnéticas tales como manchas, plagas, fáculas, fulguraciones, etc. De hecho, se encontraron estrellas con emisiones cromosféricas y coronales que exceden en varios órdenes de magnitud a las solares.

Dado que resulta complejo medir los campos magnéticos estelares en forma directa, particularmente para las estrellas menos activas, generalmente se utiliza como indicador del campo magnético la radiación emitida desde la cromósfera, la región de transición o las partes más bajas de la corona.

Los campos magnéticos asociados a las *plages* de las estrellas producen alteraciones de origen mecánico en la baja fotosfera, que reduce la densidad del gas y aumenta la presión magnética, mientras que en la cromósfera esa alteración es fuertemente térmica, con una disipación de energía en las estructuras magnéticas. A medida que se asciende en altura en la atmósfera estelar, el campo magnético se va expandiendo. Las plagas producen una disminución del flujo en casi todas las líneas espectrales con excepción de H I, He I y algunos metales ionizados. En particular, cuando observamos un espectro estelar en el rango visible, se observa que los flujos en el centro de las líneas cromosféricas de Ca II aumentan notablemente en presencia de plagas. Por tal motivo, estas líneas se consideran buenos indicadores de actividad.

Por otro lado, al igual que en el caso solar, también aparecen *manchas* en la superficie de las estrellas, que corresponden a regiones de alta concentración de campo magnético y baja temperatura respecto a los alrededores fotosféricos. La diferencia de temperatura entre las manchas estelares y su entorno va desde 2000 K en estrellas G0 a 200 K en estrellas M4.

Contrariamente a las plagas, las manchas estelares son espectroscópicamente neutras, es decir, el déficit de intensidad se evidencia levemente en todas las longitudes de onda. Por lo general, su vida media es proporcional a su tamaño y, como ocurre en el Sol, su tamaño

---

<sup>(a)</sup>La zona de *overshoot* es producida por la inercia del movimiento convectivo. Un elemento de fluido que se mueve, proveniente de la zona convectiva, aún cuando cumpla la condición de estabilidad en esta región, se desplazará cierta distancia en la zona radiativa, por inercia, hasta detenerse.

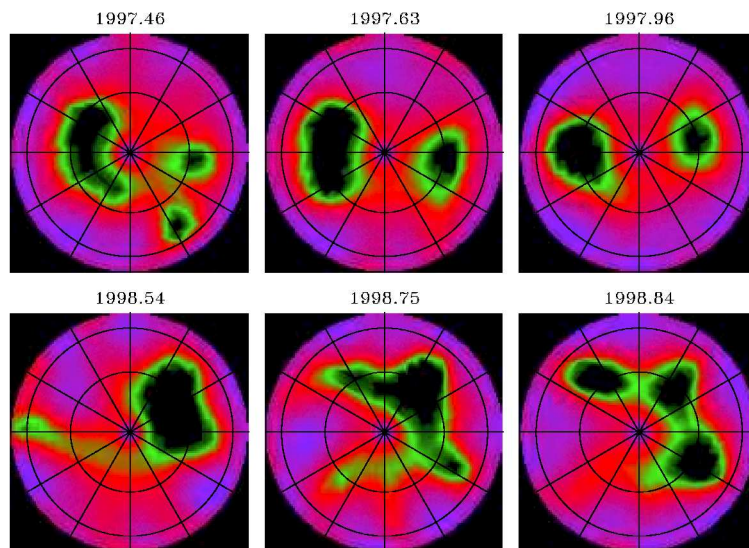


Figura 3.7: Imágenes por Doppler de la estrella RS CVn II Peg de las manchas (proyección vista desde los polos). Se muestra el comportamiento cíclico del área de las manchas entre fines de 1997 y mediados de 1998 (Berdyugina et al., 1999).

se encuentra limitado por los movimientos del plasma debido a la rotación diferencial en la estrella.

En algunos casos, manchas muy grandes pueden llegar a permanecer algunos años sobre la superficie de la estrella, formando regiones que reciben el nombre de *centros de actividad* (Berdyugina, 2005). En particular, en estrellas de tipo RS CVn<sup>(b)</sup> estas regiones suelen hallarse en una determinada longitud meridional, o en dos longitudes separadas por  $180^\circ$  que reciben el nombre de *longitudes activas (LAs)*.

Las LAs migran sobre la superficie de la estrella con una tasa constante y no tienen una posición privilegiada (Lanza et al., 1998b). Los centros de actividad aumentan o disminuyen su tamaño, de forma que mientras uno disminuye su nivel de actividad, el otro lo aumenta, lo que sugiere una redistribución del área cubierto por las manchas en la superficie de la estrella, como se muestra en la Fig. 3.7. Este comportamiento suele ser cíclico para las estrellas RS CVn y recibe el nombre de *ciclo flip-flop*, que se presume está relacionado con los modos asimétricos del dínamo que opera en la estrella.

Dado que se han observado fulguraciones en el Sol, es esperable encontrar estos fenómenos en las estrellas de tipo solar. Sin embargo, para el caso de las estrellas GV (como el Sol) son muy difíciles de observar debido al bajo contraste óptico entre una fulguración y el flujo integrado en el disco. Por el contrario, las estrellas que poseen una baja luminosidad intrínseca presentan un contraste mucho mayor. Por este motivo, el estudio de las fulguraciones estelares se ha limitado prácticamente a las estrellas de tipo MV y KV tardías y sólo en casos particularmente catastróficos se han observado fulguraciones en estrellas de tipo solar.

La primera fulguración estelar fue detectada en el año 1948, al observar el incremento

<sup>(b)</sup>Las estrellas de tipo RS CVn reciben su nombre por la estrella binaria RS Canum Venaticorum (F5 V+K2 IV). Son estrellas binarias con una componente masiva, gigante o subgigante G o K y otra subgigante o enana de clase espectral G a M. Estas estrellas presentan variaciones fotométricas que llegan a 0.2 magnitudes con un período cercano al período orbital. También estos sistemas suelen presentar ciclos de actividad cromosférica análogos al ciclo solar.

en la radiación espectral de la estrella UV Cet (dM6e). Luego de esta primera observación, se han registrado infinidad de fulguraciones en diferentes tipos espectrales y en diferentes longitudes de onda. Por lo general, las fulguraciones estelares se detectan más fácilmente en los rangos de energía de rayos X, de ciertas líneas de emisión UV o en ondas de radio. Las fulguraciones estelares más débiles detectadas corresponden a  $10^{27}$  erg, mientras que la más larga y la más energética se produjo en la binaria CF Tuc (G0V+K4IV), la cual duró 9 días y radió  $10^{37}$  erg (Kurster, 1994), cinco órdenes más que una fulguración solar. En el caso de las estrellas RS CVns se registraron fulguraciones de entre  $10^{34}$ - $10^{37}$  erg con una duración total de horas a días (Linsky, 2000).

Las fulguraciones más energéticas son menos frecuentes y duran más tiempo que las de menor energía (Gershberg, 2005). La mayor parte de la vida de una fulguración transcurre en su decaimiento. En particular, las fulguraciones de las estrellas dMe poseen una curva de luz característica con un súbito incremento de la radiación en una escala temporal que va de segundos a minutos y un decaimiento exponencial que tiene un tiempo característico de minutos a horas.

### 3.3.2. Líneas de Ca II para el estudio de actividad estelar

Para estudiar la actividad de una estrella se suelen observar aquellas líneas espectrales que presentan una gran variación ante la presencia de un fenómeno magnético. En particular, la intensidad de la emisión de las líneas espectrales de Ca II H (3968.47 Å) y K (3933.66 Å) aumenta con la fracción de calentamiento cromosférico no térmico que se puede producir, por ejemplo, por inhomogeneidades magnéticas locales, por lo que constituye un indicador espectroscópico útil para medir la intensidad y el área cubierta por los campos magnéticos.

Leighton (1959) observó en el Sol una correspondencia entre las zonas más brillantes en Ca II H y K y áreas de fuerte campo magnético en los magnetogramas. Por otro lado, White & Livingston (1981) registraron una variación de casi un 20 % en los flujos de los centros de las líneas de Ca II H y K integrados en el disco a lo largo del ciclo de 11 años.

En 1966 Olin Wilson comenzó un programa en el observatorio Mount Wilson, destinado a observar mensualmente la emisión en las líneas H y K de Ca II con el fotómetro HKP-1 montado en un telescopio de 100 pulgadas. En 1977 este programa, conocido como *Proyecto HK*, reemplazó el instrumento HKP-1 por un espectrómetro HKP-2 montado en un telescopio de 60 pulgadas, que permite realizar mediciones de mayor precisión.

Vaughan et al. (1978) construyeron el índice  $S$  como cociente entre el flujo de las líneas de Ca II H y K y el flujo en dos bandas del continuo cercano. Este índice  $S$  fue construido para recalibrar las mediciones de flujo de Ca II realizadas con el HKP-1 con las del HKP-2 y suele llamarse *índice de Mount Wilson*. Se calcula con la siguiente expresión:

$$S = \alpha \frac{N_H + N_K}{N_R + N_V}, \quad (3.16)$$

donde  $N_{H,K}$  representa el número de cuentas en los canales H y K respectivamente, integradas con un perfil triangular de 1.09 Å de FWHM,  $N_{R,V}$  es el número de cuentas asociado al continuo cercano, integrado con un perfil cuadrado de 20 Å de ancho centrado en 3901 y 4001 Å y  $\alpha$  es una constante.

Una gran ventaja de la definición del índice  $S$  en la Ec. 3.16 es que permite obtener el nivel de actividad de la estrella a partir de espectros no calibrados. Este fue uno de los motivos por los que el índice  $S$  se adoptó como indicador de actividad en el observatorio Mount Wilson y se convirtió en una medida standard para el análisis de actividad de las estrellas.

Desde 1980 este programa se expandió incluyendo observaciones diarias y, desde 1983, se incluyeron también estrellas evolucionadas (clase de luminosidad I, II y III). Hasta la actualidad se ha medido el índice  $S$  para más de 2200 estrellas. En Duncan et al. (1991) se describen las características principales del Proyecto HK, así como también el catálogo construido hasta ese entonces.

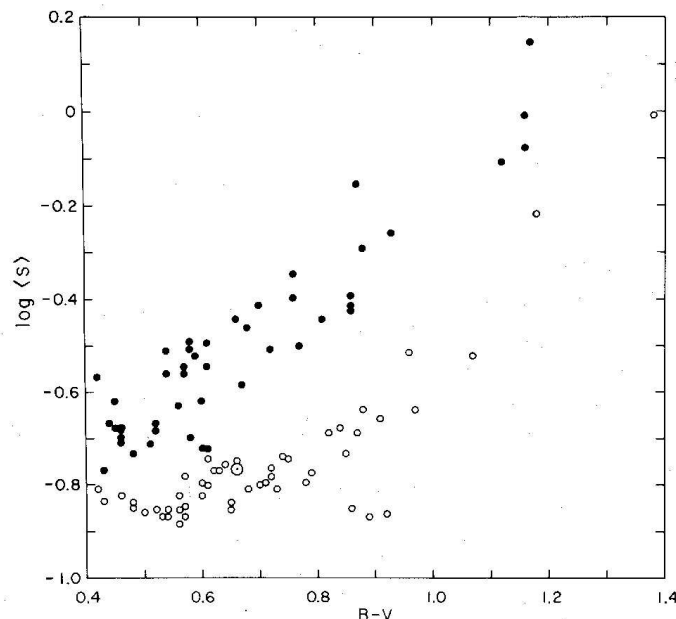


Figura 3.8: Brecha de Vaughan-Preston. Los puntos llenos representan las estrellas más activas y más jóvenes, mientras que los puntos vacíos representan las estrellas menos activas y de mayor edad. El Sol está representado con su símbolo clásico  $\odot$  (Vaughan & Preston, 1980).

Vaughan & Preston (1980) analizaron la distribución del índice  $S$  en función del color  $B - V$  para una muestra de 486 estrellas con  $0.45 \leq (B - V) \leq 1.00$  (ver Fig. 3.8) y encontraron que estas estrellas presentaban niveles de actividad cromosférica altos o débiles, pero no había estrellas dentro de esta muestra con actividad moderada. Reportaron, entonces, una *brecha* (*gap*) en la distribución  $S$  vs.  $B - V$  correspondiente a los niveles de actividad intermedios.

Esta brecha fue muy discutida. En algunos casos se la atribuyó a cuestiones estadísticas y vicios de la muestra tomada, en otros casos se la asoció a la tasa de formación estelar. También se argumentó que esta brecha estaba vinculada a la edad de las estrellas y, en consecuencia, a una caída abrupta de la tasa de rotación de las mismas. Brandenburg et al. (1998) asocian esta discontinuidad a cambios en el efecto  $\alpha$  del dínamo tipo  $\alpha\Omega$ , cuando este se encuentra dominado por el campo magnético. En particular, sugieren que la brecha se produce por una diferencia en los procesos que dominan las inestabilidades convectivas en las estrellas. Vieytes & Mauas (2004) explican la llamada brecha de Vaughan-Preston a partir de una respuesta no lineal en la emisión del  $\text{Ca II}$ .

Por otra parte, existen también otros proyectos análogos al del observatorio Mount Wilson que estudian actividad en estrellas frías. Uno de los programas opera desde 1994 con el *Solar-Stellar Spectrograph* (*SSS*) en el observatorio Lowell (Hall et al., 2007). Por otro lado, dentro del programa *California and Canergie Planet Search Project* destinado a la búsqueda de planetas extrasolares, Wright et al. (2004) realizaron estudios de variabilidad en estrellas F a M cercanas a partir de mediciones tomadas en los observatorios Keck y Lick en un lapso de

6 años.

La ubicación geográfica de estos observatorios sólo permite estudiar aquellas estrellas que pueden observarse desde el hemisferio Norte. De todas maneras, algunos observatorios del hemisferio Sur han utilizado también las líneas de Ca II para el estudio de actividad cromosférica de estrellas que no pueden ser observadas en el hemisferio Norte.

En primer lugar, en el *Cerro Tololo Inter-American Observatory* (CTIO), ubicado en Chile, Henry et al. (1996) realizaron un estudio de variabilidad de estrellas del hemisferio sur. Para ello, observaron un conjunto de 800 estrellas de tipo solar con  $0.50 \leq (B - V) \leq 1.00$ . Si bien este programa incluyó una muestra grande de estrellas, sólo incluye observaciones realizadas a lo largo de 5 noches en diciembre de 1992 y 6 noches en junio/julio de 1993, con lo cual no es posible realizar un estudio a largo plazo de la actividad magnética de estas estrellas.

Dentro del programa de búsqueda de planetas extrasolares *Anglo-Australian Planet Search* Tinney et al. (2002) analizaron la actividad de 59 estrellas de clase espectral F a M a partir de un índice calculado de igual manera que el de Mount Wilson sobre observaciones tomadas el día 4 de agosto de 2001 en el *Anglo-Australian Telescope*.

Finalmente, desde 1999 el Grupo de Actividad Estelar del Instituto de Astronomía y Física del Espacio observa sistemáticamente (4 veces al año) estrellas de tipo solar con el espectrógrafo REOSC ubicado en el telescopio de 2.15 m de diámetro en el observatorio argentino *CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito)*. Recientemente, Cincunegui et al. (2007) definieron un índice de actividad  $S_{CASLEO}$ , construido de manera similar al índice de Mount Wilson, el que fue calibrado en función del índice  $S$  para un conjunto de 109 estrellas F6 a M5. Si bien este trabajo es análogo a los realizados en Cerro Tololo y con el telescopio anglo-australiano, las observaciones de CASLEO abarcan un intervalo de tiempo de casi 8 años, lo que nos permite realizar estudios de actividad a largo plazo.

### 3.3.3. Ciclos estelares

El mayor conjunto de datos sobre actividad estelar que se tiene es el del Sol, donde el indicador más frecuentemente utilizado es el número de manchas solares. Como señalamos en la §3.1.2, se sabe que el Sol presenta una actividad regular correspondiente a un ciclo promedio de 11 años. En el caso de otras estrellas se posee una menor cantidad de datos, ya que las observaciones sistemáticas sólo se remontan a 30 años atrás.

Baliunas et al. (1998) analizaron la variabilidad de los flujos de las líneas de Ca II medidas en el observatorio Mount Wilson y encontraron tres grupos de estrellas con comportamientos diferentes. En la Fig. 3.9 se muestran tres casos representativos.

En primer lugar, se observó que casi un 60 % del conjunto de estrellas al final de la secuencia principal posee ciclos suaves con cierta periodicidad, similares al ciclo solar de 11 años. Esta actividad cíclica se presenta en estrellas de cualquier clase espectral y de cualquier edad. El ciclo de mayor longitud registrado fue de unos 30 años, mientras que las estrellas de mayor edad presentan períodos de menor duración pero no más cortos que 7 años. En un trabajo anterior, Baliunas & Soon (1995) analizaron la longitud del ciclo de estrellas de tipo solar y concluyeron que existe una relación de proporcionalidad inversa entre la longitud del ciclo y el nivel de actividad de la estrella.

En segundo lugar, se encontró que un 25 % de las estrellas observadas presentan cambios que no tienen una periodicidad evidente, sino que varían aleatoriamente en el tiempo. Son, en general, estrellas jóvenes que rotan rápidamente y son muy activas magnéticamente.

Por último, alrededor del 15 % de las observaciones muestran estrellas con un nivel de ac-

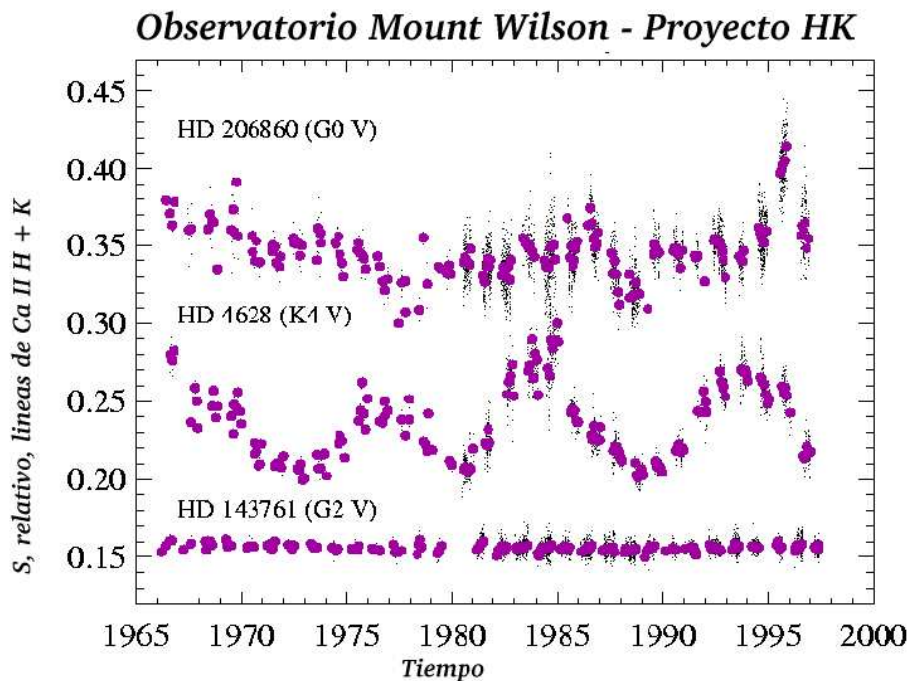


Figura 3.9: Observaciones estelares del índice  $S$  de Ca II. HD 206860 presenta un comportamiento variable y aleatorio, HD 4628 presenta un comportamiento cíclico con una periodicidad cercana a los 10 años y HD 143761 tiene un nivel constante de actividad (Baliunas et al., 1998).

tividad constante en el tiempo, que podría corresponder a una suerte de Mínimo de Maunder, en analogía a la fase registrada en el ciclo del Sol durante el siglo XVII.

Recientemente, Hall & Lockwood (2004) expandieron esta muestra de estrellas con actividad constante con mediciones tomadas en el observatorio Lowell correspondientes a otras estrellas que tampoco presentan una variación apreciable en su actividad. Una de las conclusiones de este trabajo es que las estrellas que presentan un nivel de actividad constante no necesariamente se encuentran en una fase de mínima actividad como el Mínimo de Maunder solar, ya que los flujos de emisión de las líneas de Ca II exceden los valores de flujo basal (Schrijver et al. 1989, §4.4) y, por ende, el calentamiento cromosférico se debe a la presencia de estructuras magnéticas. Reforzando este argumento, Hall et al. (2007) observaron una estrella (HD 140538) que pasa de tener una actividad constante a variar cíclicamente. Durante su ciclo alcanza un nivel mínimo de actividad mucho menor que el alcanzado en la etapa en que no se producen variaciones cromosféricas apreciables.

Dada la diversidad de comportamiento magnético que presentan las estrellas, es esperable que existan distintos tipos de modelo de dínamo ( $\alpha\omega$ ,  $\alpha^2$ ,  $\alpha^2\omega$ ) que permitan modelar su actividad.

### Variaciones magnéticas y de brillo

Antiguamente se creía que la irradiancia solar era constante, pero a partir de las observaciones realizadas por los satélites *Solar Maximum Mission*, *Nimbus 7* y *Earth Radiation Budget*, se registraron variaciones a lo largo del ciclo solar y se observó que la irradiancia es un 0.1% mayor en el máximo del ciclo que en el mínimo. Algunos modelos teóricos atribuyen

esta correlación entre el número de manchas y la irradiancia solar al brillo de estructuras magnéticas como las fáculas, que aparecen asociadas a las manchas solares (Foukal & Lean, 1988).

Para un conjunto de 34 estrellas de tipo solar, Radick et al. (1998) analizaron observaciones espectroscópicas del observatorio Mount Wilson y fotométricas tomadas en el observatorio Lowell simultáneamente entre 1984 y 1998. Encontraron que, para las estrellas más jóvenes que el Sol y muy activas, la actividad magnética se hallaba anticorrelacionada con el brillo, y concluyeron que en las etapas de mayor actividad domina la absorción de las grandes manchas oscuras que se extienden en la superficie respecto a la emisión de otras estructuras magnéticas. Mientras que para las estrellas más viejas y menos activas de la muestra, obtuvieron que el brillo aumenta con la emisión de las líneas de Ca II, como ocurre en el Sol durante su ciclo de actividad.

Dado que en las estrellas más jóvenes el porcentaje de la superficie recubierta por manchas es mayor que en el caso del Sol actual, se supone que en etapas anteriores la irradiancia solar era menor que la actual. Esto implicaría que la irradiancia solar presenta no sólo una variación con el ciclo de actividad, sino también cambios a largo plazo vinculados a la evolución del Sol.

### 3.3.4. Rotación, convección y actividad estelar

El estudio del dínamo estelar comenzó por aquellas estrellas más parecidas al Sol. Sin embargo, en la actualidad se sabe que el dínamo puede operar en todo tipo de estrellas con una capa convectiva (Ossendrijver 2003, Berdyugina 2005).

La historia del desarrollo de la teoría del dínamo solar y estelar nos muestra que existe una constante retroalimentación entre los resultados teóricos y observacionales. En particular, en el caso de las estrellas enanas, se carece de alta resolución espacial y se debe trabajar con los datos que proveen los espectros o las observaciones fotométricas. De esta manera, se obtiene de estas observaciones los parámetros físicos de los modelos o, al menos, se llega observacionalmente a una relación entre los mismos.

Por ejemplo, Noyes et al. (1984) obtuvieron que el indicador de actividad  $R'_{HK}$  depende tanto de la tasa de rotación de la estrella como de su clase espectral. La definición de  $R'_{HK}$  está dada por:

$$R'_{HK} = \frac{F'_{HK}}{\sigma T_{eff}^4}, \quad (3.17)$$

donde  $F'_{HK}$  es el flujo total de las líneas de Ca II H y K ( $F_{HK}$ ) menos la contribución fotosférica ( $R_{phot} \times \sigma T_{eff}^4$ , donde  $R_{phot}$  es una función de  $B - V$ ),  $\sigma$  es la constante de Boltzmann y  $T_{eff}$  es la temperatura efectiva de la estrella.

Una cantidad adimensional que vincula la rotación y la clase espectral de la estrella es el número de Rossby  $R_o = P_{rot}/\tau_c$ , donde  $P_{rot}$  es el período de rotación y  $\tau_c$  es el tiempo de correlación de la turbulencia en la zona de la capa convectiva donde se genera el dínamo.

Para un conjunto de 14 estrellas de la secuencia principal, se muestra en la Fig. 3.10 la medición promedio del  $R'_{HK}$  y una cantidad proporcional al número de Rossby ( $P_{obs}/\tau_c$ ), donde  $R'_{HK}$  y  $P_{obs}$  fueron medidos sobre los espectros obtenidos en el observatorio Mount Wilson y  $\tau_c$  fue calculado utilizando la teoría de *Mixing Length* para el caso en que la amplificación del campo se produce en la parte más profunda de la envoltura convectiva.

De esta manera, Noyes et al. (1984) corroboraron observacionalmente que el número de Rossby es un parámetro determinante de la actividad magnética superficial de las estrellas

tardías. Efectivamente, del análisis dimensional se obtiene que el número de dínamo cumple con la relación  $N_D \sim R_o^{-2}$ .

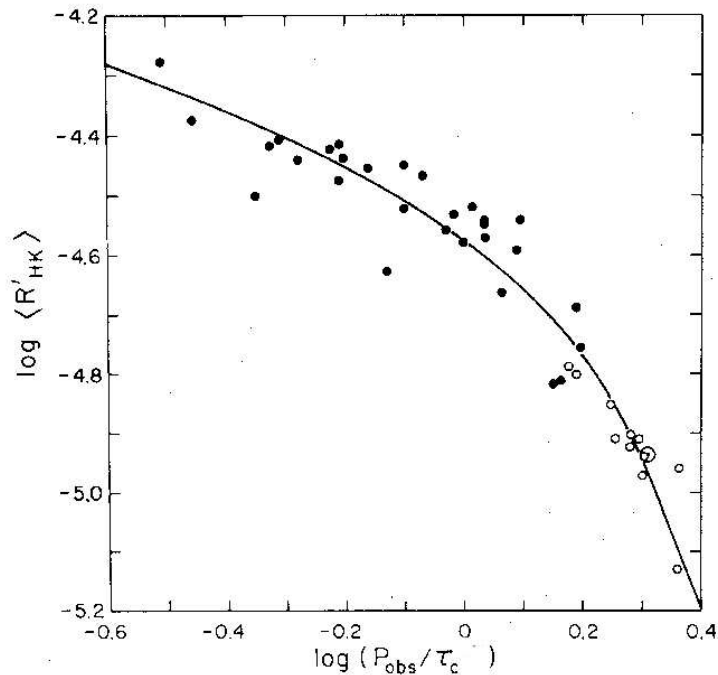


Figura 3.10: Relación entre la emisión cromosférica ( $R'_{HK}$ ) y una cantidad proporcional al número de Rossby ( $P_{obs}/\tau_c$ ) (Noyes et al., 1984).

En la Fig. 3.10 se ve que a medida que disminuye el número  $R_o$ , es decir, al crecer  $N_D$ , la emisión cromosférica crece más suavemente hasta llegar a un valor que podría ser de saturación. Este punto coincide con los resultados de Robinson & Durney (1982), que encontraron que el campo magnético en la zona convectiva satura para un alto  $N_D$ .

El encontrar un único parámetro asociado al campo magnético superficial es lo relevante del trabajo de Noyes et al. (1984), ya que esto significa que el transporte hacia la superficie del campo magnético generado en la parte más profunda de la zona convectiva, la intensificación por movimientos convectivos cerca de la superficie, la propagación de estos campos hacia la cromósfera, el calentamiento cromosférico y la consecuente emisión H y K de las líneas de Ca II no dependen de la clase espectral de la estrella.



## Capítulo 4

# Líneas de Mg II

<sup>(a)</sup>Las líneas ultravioletas de Mg II se forman de manera similar a las líneas de Ca II, y, al igual que éstas, son buenos indicadores del calentamiento producido en las atmósferas estelares. Estas líneas son especialmente útiles para estudiar los procesos que ocurren en la alta fotosfera y en la cromósfera y tienen la ventaja de ser más sensibles a la actividad cromosférica que las líneas de Ca II, porque su opacidad es más baja y la emisión fotosférica es más oscura en el cercano ultravioleta que en el visible. Sin embargo, poseen la desventaja de que, por estar en el ultravioleta, sólo pueden ser observadas desde el espacio.

En este capítulo analizamos los flujos en los centros de las líneas de Mg II en estrellas de tipo dF a dM y construimos un indicador de actividad que nos permite incorporar las observaciones UV a los estudios de actividad estelar.

### 4.1. Líneas de Mg II en el Sol

La radiación proveniente del Sol abarca todo el espectro electromagnético: la forma del espectro solar se puede ajustar por una curva de cuerpo negro correspondiente a una temperatura efectiva de 5770 K, con un pico cerca de los 5000 Å. Como señalamos en capítulos anteriores, la radiación se origina en distintas capas de la atmósfera solar y, en particular, cuando se observa el Sol en el ultravioleta se está observando principalmente la cromósfera y la región de transición.

En el rango ultravioleta del espectro solar aparecen líneas espectrales muy intensas, sólo observables desde el espacio. Las líneas de resonancia de H y de He, los elementos más abundantes en el Sol son, en general, las más fuertes. Por ejemplo, la línea Ly $\alpha$  del hidrógeno a 1216 Å es tan fuerte como todas las otras líneas UV juntas y la Ly $\alpha$  del He II a 304 Å es tan intensa como todas las líneas por debajo de los 500 Å.

Las líneas h y k de Mg II, a 2803 Å y 2796 Å respectivamente, son líneas de resonancia correspondientes a transiciones 3s<sup>2</sup>S→3p<sup>2</sup>P en la atmósfera y han sido utilizadas como indicadores para estudiar la actividad cromosférica solar.

Heath & Schlesinger (1986) definieron el *índice de Mg II* en el Sol como el cociente entre el flujo en el centro de las líneas y en las alas. Para calcular este índice se cuenta con observaciones de baja resolución desde 1978, realizadas por los instrumentos SBUV (*Solar Backscatter UltraViolet*) y SBUV2 y de alta resolución obtenidas por los espectrómetros montados en

<sup>(a)</sup>En noviembre de 2007, este trabajo fue enviado para su publicación a la revista *Astronomy & Astrophysics*.

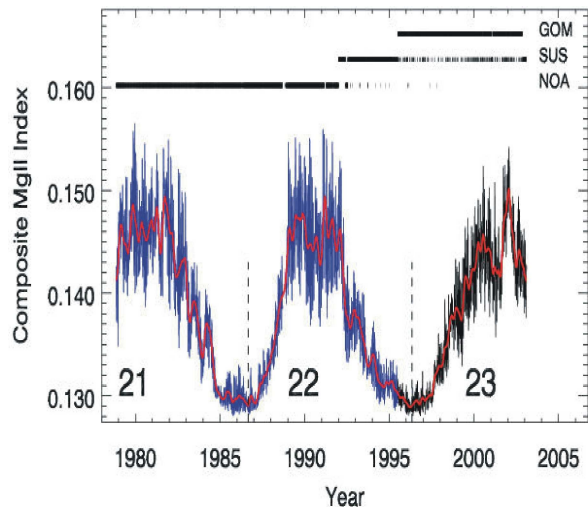


Figura 4.1: Índice de Mg II para los ciclos solares 21, 22 y 23 tomado por los instrumentos montados en los satélites UARS, NOAA y ERS-2.

el UARS (*Upper Atmosphere Research Satellite*). En la Tabla 4.1 se detalla la información sobre cada una de las misiones dedicadas a observar el Sol en el cercano UV. Si bien todas las series de mediciones difieren en la resolución espectral, en todos los casos se derivó un índice de actividad de Mg II.

Satélite	Instrumento	Período de operación	Resolución
Nimbus 7	SBUV	Nov. 1978 - Mar. 1987	1.10 nm
NOAA 9	SBUV2	Mar. 1985 - ...	1.14 nm
NOAA 11	SBUV2	Dic. 1988 - Oct. 1994	1.14 nm
UARS	SOLSTICE	Oct. 1991 - ...	0.24 nm
UARS	SUSIM	Oct. 1991 - Ago. 2005	1.10 nm
ERS-2	GOME	Abr. 1995 - ...	0.15-0.3 nm

Tabla 4.1.: Diferentes misiones utilizadas para medir el índice de Mg II en el Sol

En la Fig. 4.1 se grafican los índices calculados a partir de las observaciones de líneas de Mg II tomadas por diferentes instrumentos para tres ciclos solares. Se observa en la figura que este índice varía con el ciclo solar con una amplitud del orden de  $\sim 17\%$ . Mientras que el índice de Mount Wilson  $S$  es 0.160 en el mínimo del ciclo y 0.179 en el máximo (Baliunas et al., 1995), lo que implica una variación  $S$  del 12% a lo largo del ciclo. Cabe destacar entonces que las variaciones cromosféricas solares son más evidentes en las observaciones de Mg II que en las de Ca II.

## 4.2. Observaciones UV en estrellas - El satélite IUE

El satélite *International Ultraviolet Explorer* fue lanzado por un proyecto trilateral formado por NASA (*National Aeronautics and Space Administration*), ESA (*European Space Agency*) y PPARC (*The Particle Physics and Astronomy Research Council*), y estuvo en operación desde enero de 1978 a octubre de 1995. Como resultado de este programa se obtuvieron 104470 imágenes de alta y baja resolución en el rango UV (1150-3350 Å) de casi 9600 fuentes astronómicas correspondientes a diferentes clases de objetos.

Las características de los instrumentos de este satélite se detallan a continuación:

- Telescopio de 45 cm de diámetro, f/15 Ritchey-Chretien Cassegrain
- Espectrógrafo echelle (1150 Å a 1980 Å y 1800 Å 3350Å)
- Aperturas de 3" y 10" por 20" y una calidad de imagen de 2".
- Cámaras:

SWP (1150-1980 Å), con una sensibilidad de  $2 \times 10^{-15}$  erg sec<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> Å<sup>-1</sup>.

LWP (1850-3350 Å), con una sensibilidad de  $1 \times 10^{-15}$  erg sec<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> Å<sup>-1</sup>.

LWR (1850-3350 Å), con una sensibilidad de  $2 \times 10^{-15}$  erg sec<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> Å<sup>-1</sup>.

#### 4.2.1. Espectros IUE

El satélite IUE provee una extensa base de espectros en el rango UV, que son de carácter público y se encuentran distribuidos por el llamado sistema *INES* (*IUE Newly Extracted Spectra*). De manera que están disponibles en forma electrónica en <http://sdc.laeff.inta.es/ines>. La base de IUE tiene espectros de *alta* (0.08 Å a 1400 Å y 0.17 Å a 2600 Å) y *baja* resolución (270 Å a 1500 Å y 400 Å a 2700 Å). También se puede acceder a espectros de alta resolución *remuestrados* a baja resolución.

Están calibrados en flujo con el paquete de reducción de datos *NEWSIPS* (*New Spectral Image Processing System*). Se puede encontrar una descripción de este paquete en Nichols & Linsky (1996), mientras que los detalles técnicos sobre este programa son tratados en el trabajo de Garhart et al. (1997).

Los errores introducidos en el proceso de calibración para los espectros de alta resolución son aproximadamente del 4% en el flujo (Cassatella et al., 2000). En el caso de la calibración de espectros de baja resolución, estos errores son del 10 al 15% (Massa & Fitzpatrick, 1998).

Los espectros están disponibles en formato *FITS* (*Flexible Image Transport System*). Este tipo de formato consiste en un *encabezamiento* inicial de tipo texto, donde se detallan palabras clave, datos relacionados con el instrumento y la observación, así como también el historial del procesamiento de los datos; y en una *tabla binaria* donde se lista la longitud de onda en el vacío, el flujo, la desviación standard del flujo y la calidad de cada punto. En nuestro trabajo procesamos los espectros IUE con rutinas standard del programa de análisis y visualización de datos *IDL*.

### 4.3. El continuo UV

#### 4.3.1. Espectros de alta resolución IUE

Para estudiar el continuo UV cerca de las líneas de Mg II, obtuvimos todos los espectros correspondientes a todas las estrellas dF a dK que fueron observadas por el satélite IUE en alta resolución, lo que representa un total de 259 estrellas y de 1623 espectros. En la Tabla 1 (apéndice A-1) se listan algunas características de estas estrellas.

En la Fig. 4.2 se muestran espectros IUE de alta resolución correspondientes a tres estrellas F, G y K de la muestra.

El flujo superficial  $F$  fue obtenido a partir del flujo medido en tierra,  $f$ , sobre los espectros IUE, utilizando la relación derivada por Oranje et al. (1982):

$$\log(F/f) = 0.35 + 0.4(m_V + BC) + 4 \log T_{eff}, \quad (4.1)$$

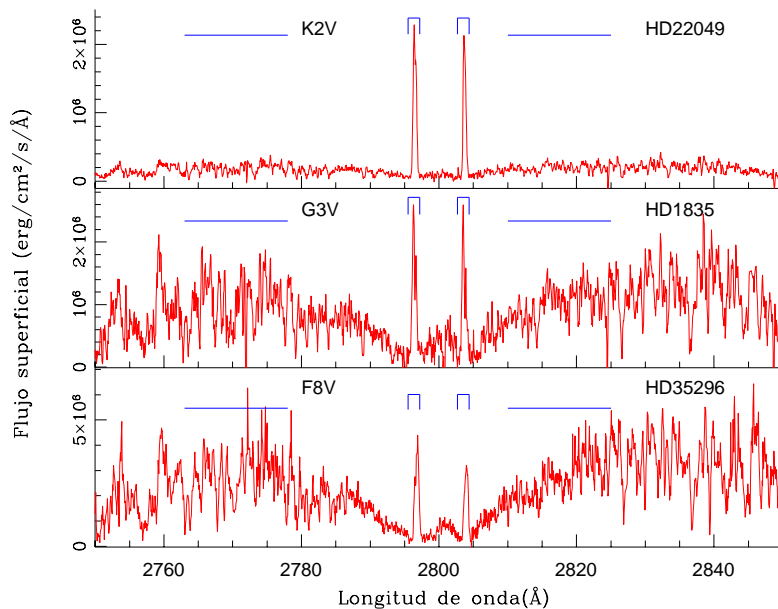


Figura 4.2: Espectros IUE de alta resolución para tres estrellas particulares de clase espectral F a K: HD 35296 (F8V), HD 1835 (G3V) y HD 22049 (K2V). Sobre cada perfil de Mg II, se indican las ventanas usadas para integrar el continuo cercano a las líneas  $F_{contMgII}$  (2763-2778 Å y 2810-2825 Å) y el flujo emitido en el centro de las líneas (Mg II k: 2795.50-2797.20 Å y Mg II h: 2802.68-2804.38 Å).

donde la magnitud visual aparente  $m_V$  se obtuvo del catálogo de Hipparcos y Thycho (Perryman et al. 1997, Hoeg et al. 1997), la corrección bolométrica  $BC$  de Johnson (1966) y la temperatura efectiva  $T_{eff}$  de Boehm-Vitense (1981).

#### 4.3.2. El continuo cerca de las líneas de Mg II

Para estudiar el continuo UV cercano a las líneas de Mg II, integramos el flujo con un perfil cuadrado de 15 Å de ancho, en dos ventanas centradas en 2817.50 Å y 2770.50 Å. Estas ventanas, indicadas en la Fig. 4.2, fueron elegidas de un ancho tal que se obtuviera una buena relación señal-ruido en el flujo integrado y para que el perfil no incluyese ninguna línea de origen cromosférico.

Medimos, entonces, el continuo cerca de las líneas de Mg II para los 1623 espectros IUE. En primer lugar analizamos la dependencia del continuo con el color. En la Fig. 4.3 mostramos el continuo  $\log(F_{contMgII})$  en función del color  $B - V$ .

En estudios previos del Mg II en estrellas frías, Schrijver et al. (1989) supusieron que el flujo superficial del continuo cercano a las líneas de Mg II tiene la misma dependencia con el color  $B - V$  que la obtenida por Rutten (1984) para el flujo continuo cercano a las líneas de Ca II. En ese trabajo, Rutten obtuvo una relación proporcional entre el flujo del continuo visible y un polinomio de orden 3 en  $B - V$ , que se muestra con línea truncada en la Fig. 4.3.

Sin embargo, dado que las alas de las líneas de Mg II se forman en la alta fotosfera y que las alas de las líneas de Ca II se forman en el centro de la misma (ver Fig. 2.5.6 para el caso del Sol), las dependencias del flujo del continuo cercano a estas líneas con los parámetros físicos de las estrellas (e.j.  $B - V$ , nivel de actividad) no necesariamente deberían coincidir. Efectivamente, en la Fig. 4.3 se puede notar a simple vista que una correlación lineal (línea llena) ajusta mejor los datos que la relación que cumple el continuo del Ca II con el color

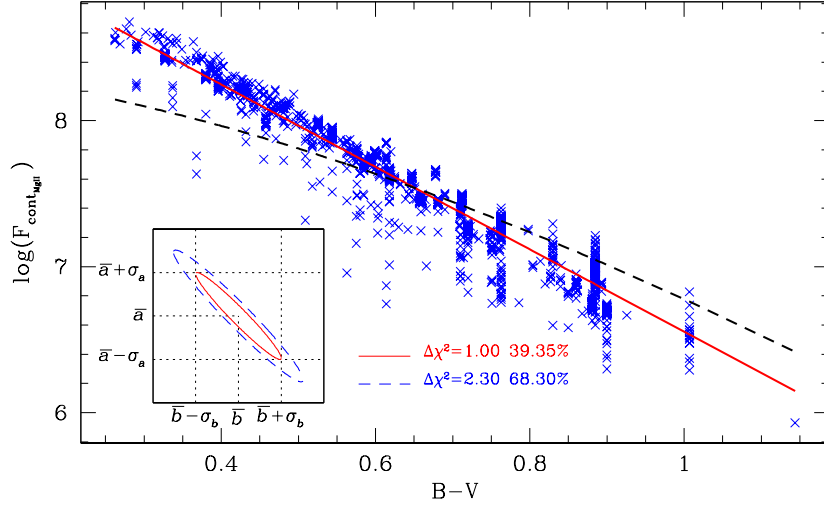


Figura 4.3:  $\log(F_{contMgII})$  vs.  $B - V$  para 1623 espectros de alta resolución IUE, correspondientes a un conjunto de 259 estrellas. La línea llena muestra el mejor ajuste lineal obtenido por cuadrados mínimos. La línea punteada representa el ajuste lineal obtenido para el continuo visible cercano a las líneas de Ca II por Rutten (1984). En la parte inferior izquierda, se muestran las curvas de nivel de  $\chi^2$  para un nivel de confianza de 39.3% (línea llena) y de 68.3% (línea punteada) para ambos parámetros ajustados. Suponemos que estos parámetros  $a$  y  $b$  presentan una distribución normal de valor medio y desviación standard:  $\bar{b} = -2.823$ ,  $\sigma_a = 0.018$  y  $\bar{a} = 9.376$ ,  $\sigma_b = 0.013$ , respectivamente.

(línea truncada).

Para el conjunto de 1623 observaciones de la Fig. 4.3 obtuvimos que la variación intrínseca del flujo del continuo llega a un 30% para algunas estrellas. Al final de esta sección exploraremos las fuentes de esta variación.

Teniendo en cuenta esta desviación standard para el flujo y despreciando los errores en  $B - V$ , obtuvimos que para los datos de la Fig. 4.3 el mejor ajuste está dado por una función lineal, contrariamente a lo propuesto por Schrijver et al. (1989). Por el método de cuadrados mínimos obtuvimos los parámetros del ajuste:

$$\begin{aligned} \log(F_{contMgII}) &= b(B - V) + a & (4.2) \\ b &= -2.823 \pm 0.018 \\ a &= 9.376 \pm 0.013, \end{aligned}$$

con un coeficiente de correlación  $R=0.97$ .

Por lo tanto, es posible plantear una relación exponencial entre el flujo cercano a las líneas UV de Mg II y el color  $B - V$  de la estrella. El valor de este ajuste  $\langle F_{contMgII} \rangle$  y su desviación standard  $\sigma_{F_{contMgII}}$  están dadas por:

$$\langle F_{contMgII} \rangle = 2.38 \times 10^9 \times 10^{-2.82(B-V)} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (4.3)$$

$$\sigma_{F_{contMgII}}^2 = \langle F_{contMgII} \rangle^2 P_2(B - V), \quad (4.4)$$

con  $P_2(B - V) = [9.5 + 1.3(B - V) + 1.5(B - V)^2] \times 10^{-3}$ .

El ajuste obtenido en la Ec. 4.3 tiene un nivel de confianza del 70%.

Para analizar si la apreciable dispersión en estos datos es atribuible a una componente

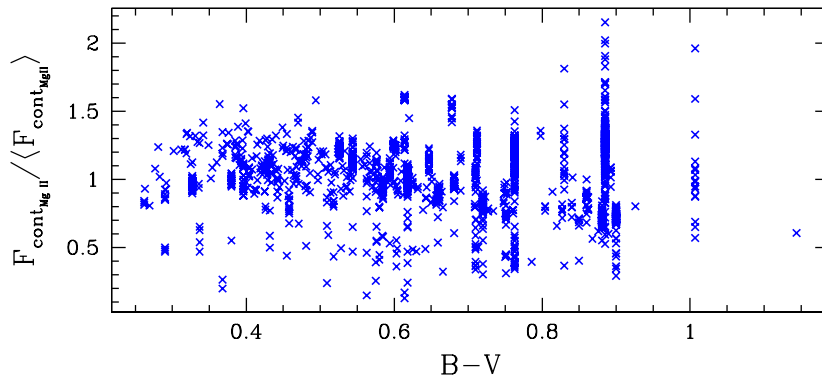


Figura 4.4: El flujo del continuo UV en la superficie de la estrella  $F_{cont_{Mg II}}$  normalizado con el flujo medio  $\langle F_{cont_{Mg II}} \rangle$  (Ec. 4.3) en función del color  $B - V$  para los 1623 espectros de alta resolución IUE.

en el flujo dependiente del color, en la Fig. 4.4 graficamos el cociente entre el flujo  $F_{cont_{Mg II}}$  y el flujo medio  $\langle F_{cont_{Mg II}} \rangle$  obtenido con la Ec. 4.3. El valor medio de este cociente es 1.04 y sus residuos presentan una distribución casi uniforme respecto al color  $B - V$ . A fin de corroborar este resultado con mayor rigurosidad, aplicamos el test de *Wilcoxon para dos muestras* (Frodesen et al. (1979), pág. 450) a los datos de la Fig. 4.4 y obtuvimos que las fluctuaciones del cociente  $F_{cont_{Mg II}} / \langle F_{cont_{Mg II}} \rangle$  están dentro del error estadístico con un nivel de confianza del 90 %, por lo que la dispersión en los puntos de la Fig. 4.4 no está asociada a una componente dependiente del color  $B - V$  de la estrella.

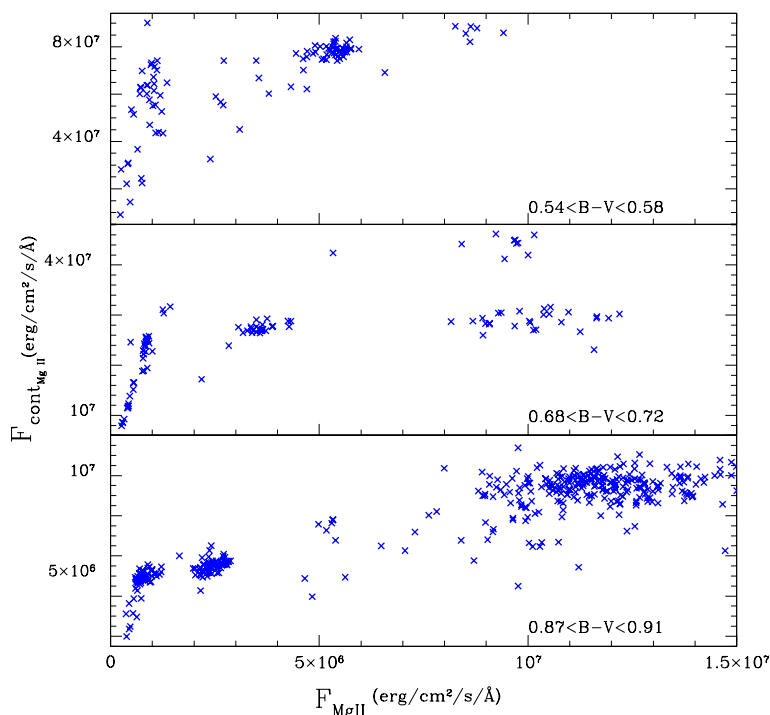


Figura 4.5:  $F_{cont_{Mg II}}$  vs.  $F_{Mg II}$ , para un conjunto de estrellas de la secuencia principal con  $0.54 < B - V < 0.58$  (*sup.*),  $0.68 < B - V < 0.72$  (*medio*) y  $0.87 < B - V < 0.91$  (*inf.*).

Como señalamos anteriormente, el continuo cercano a las líneas de Mg II se forma en la alta fotosfera y en la baja cromósfera, por lo que probablemente dependa del nivel de actividad de la estrella. Para explorar esta dependencia, analizamos si existe una correlación

entre el  $F_{cont_{MgII}}$  y el flujo en el centro de las líneas  $F_{MgII}$ , que es principalmente de origen cromosférico.

Para ello, integramos el flujo en el centro de las líneas h y k del Mg II (2803.53 y 2796.35 Å) con un perfil cuadrado de 1.70 Å de ancho en cada uno de los 1623 espectros IUE. La posición y el ancho de estas ventanas están indicados en la Fig. 4.2.

En la Fig. 4.5 graficamos el flujo  $F_{cont_{MgII}}$  en función del flujo emitido en el centro de las líneas de Mg II para tres rangos de colores diferentes. Los datos de esta figura corresponden a un total de 656 observaciones de 30 estrellas dF a dK. Se puede ver que independientemente del rango de color,  $F_{cont_{MgII}}$  se incrementa con  $F_{MgII}$ , o sea que existe una dependencia entre el flujo del continuo y el nivel de actividad de la estrella.

En los tres casos de la Fig. 4.5 se ve que el flujo del continuo se incrementa rápidamente con la actividad de la estrella y, luego, cambia la tasa de crecimiento cuando el flujo en el centro de las líneas es de  $F_{MgII} \sim 1 - 2 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Se observa también que la variación del continuo en función del flujo de las líneas de Mg II es más evidente para las estrellas más frías.

Por lo tanto, un índice de Mg II calculado en forma análoga al índice de Mount Wilson, como cociente entre el flujo en el centro de las líneas de Mg II y el continuo cercano, sería inadecuado para medir la actividad de la estrella porque en este cociente se cancelaían parcialmente las componentes dependientes de la actividad presentes en  $F_{MgII}$  y  $F_{cont_{MgII}}$ .

#### 4.4. Flujo basal en las líneas de Mg II

Schrijver et al. (1989) y Rutten et al. (1991) encontraron evidencia observacional de un flujo mínimo en el centro de las líneas de origen cromosférico, que excede el flujo para una estrella en equilibrio radiativo. Este flujo mínimo recibe el nombre de *flujo basal*.

Estos autores también detectaron este flujo mínimo en algunas líneas que se forman en la región de transición, no así en líneas de origen coronal. Se demostró que el flujo basal presenta una componente que no es de origen radiativo ni tampoco de origen magnético y que disminuye cuando el  $B - V$  de la estrella aumenta.

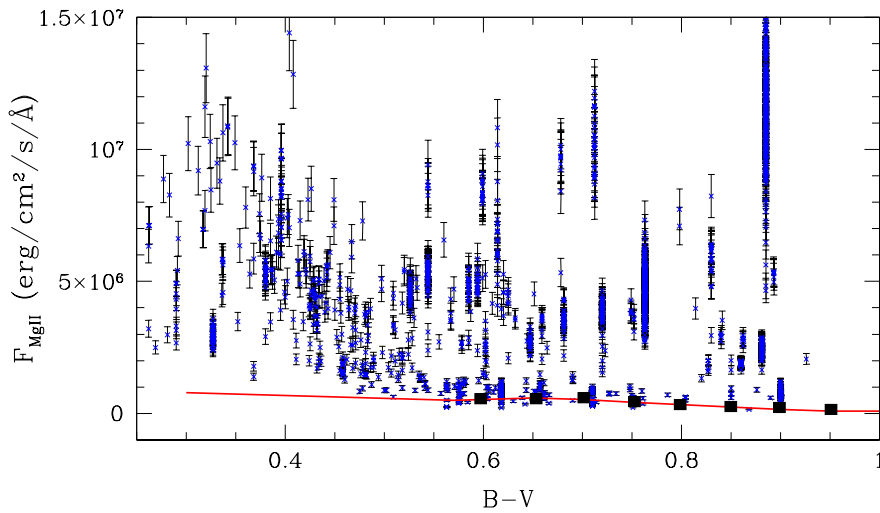


Figura 4.6:  $F_{MgII}$  vs.  $B - V$ . Flujo en el centro de las líneas de Mg II medido sobre 1623 espectros IUE de alta resolución ( $\times$ ). Se consideró una desviación standard  $\sigma_{F_{MgII}}/F_{MgII} \sim 10\%$ . Los cuadrados ( $\blacksquare$ ) representan los valores de flujo basal listados en Schrijver et al. (1992) y la línea llena conecta los valores listados por Rutten et al. (1991).

El flujo basal se evidencia en aquellas estrellas menos activas, donde no predomina la emisión de origen magnético en el centro de la línea, y varía según la longitud de onda. Schrijver et al. (1989) obtuvieron que el flujo basal en las líneas de Mg II es más bajo que en el centro de las líneas de Ca II y su dependencia con  $B - V$  es diferente en ambos casos. Rutten et al. (1991) relacionaron los flujos de las líneas Ca II, Mg II, Si II, C II, Si IV, C IV y en rayos X blandos. A través de métodos variacionales, obtuvieron los valores de flujo basal para ciertos colores  $B - V$  en cada una de las líneas. Finalmente determinaron que el exceso de flujo (flujo en la línea menos flujo basal) de dos líneas espectrales correlacionan linealmente cuando las líneas se originan en la misma región de la atmósfera.

A partir de modelos hidrodinámicos de atmósfera de estrellas F0V a M0V, Buchholz et al. (1998) obtuvieron valores de flujo basal, que ajustan satisfactoriamente a los resultados observacionales de Rutten et al. (1991), y demostraron que este flujo mínimo podría deberse al calentamiento producido en la cromósfera por la propagación de ondas acústicas, que se originan en la capa convectiva. Estos autores explicaron que el flujo basal disminuye al aumentar el color  $B - V$  y, consecuentemente, al disminuir la  $T_{eff}$  de la estrella, ya que posiblemente las zonas donde se produce el amortiguamiento de las ondas acústicas por efectos radiativos son más anchas en estrellas más frías. En particular, este amortiguamiento es más notorio en los modelos para estrellas más frías que las K0V.

En la Fig. 4.6 se muestra el flujo en las líneas de Mg II medido sobre cada uno de los 1623 espectros IUE de alta resolución de estrellas dF a dK. Puede verse que todas las mediciones se ubican por encima de  $1.48 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , que es el mínimo  $F_{MgII}$  de la figura, lo cual evidencia que existe un flujo mínimo. Según la figura, para estrellas de  $B - V > 0.4$ , este flujo basal depende levemente del color. La línea sólida muestra los valores de flujo basal del Mg II obtenidos por Rutten et al. (1991), mientras que los puntos cuadrados representan los valores obtenidos por Schrijver et al. (1992) al calibrar los flujos en exceso de Ca II y Mg II con observaciones cuasisimultáneas. Cabe destacar que en estos dos trabajos se utilizó una cantidad de datos mucho menor que la de la Fig. 4.6. Rutten et al. (1991) obtuvieron el flujo mínimo a partir de 300 datos correspondientes a estrellas enanas, gigantes y subgigantes; mientras que Schrijver et al. (1992) utilizaron no más de 150 observaciones de estrellas de la secuencia principal. De esta manera, la Fig. 4.6 es una importante corroboración de los resultados de estos autores.

#### 4.5. Calibración $S$ vs. $F_{MgII}$ en alta resolución

En varios trabajos se encontró que los flujos en las líneas de Ca II y de Mg II están altamente correlacionados (Oranje & Zwaan 1985, Schrijver 1987 y Rutten et al. 1991). A partir de observaciones cuasisimultáneas en el UV y en el visible, Schrijver et al. (1992) encontraron una relación lineal entre los flujos meramente de origen cromosférico de las líneas de Mg II h+k y las líneas de Ca II H+K para un conjunto de 21 estrellas F6 a K3.

Con el objetivo de incorporar las observaciones IUE de alta resolución al estudio de actividad de estrellas frías, realizamos una calibración entre el flujo de Mg II y el índice de Mount Wilson  $S$  utilizando observaciones cuasisimultáneas de espectros IUE y mediciones de flujo de Ca II realizadas en el Observatorio Mount Wilson (OMW). De esta manera, garantizamos que ambos indicadores correspondan a la misma fase de actividad de la estrella.

Para la elección de los datos utilizados en la calibración nos basamos en el trabajo de Schrijver et al. (1992), que lista una serie de mediciones de flujo de Ca II tomadas en el Observatorio Mount Wilson y los espectros IUE cuasisimultáneos a estas observaciones. Las observaciones en el UV fueron tomadas con una diferencia temporal menor a 36 horas respecto



Estrella HD	Tipo y clase espectral	$m_v$	$B - V$	$T_{eff}$ (K)
1835	G3V	6.39	0.66	5675
9562	G0V	5.76	0.64	5750
10700	G8V	3.50	0.72	5500
17925	K0V	6.04	0.87	5170
20630	G5V	4.83	0.68	5610
22049	K2V	3.73	0.88	5140
26965	K1V	4.43	0.82	5295
35296	F8V	4.99	0.53	6185
39587	G0V	4.41	0.59	5950
45067	G0V	5.87	0.56	6060
101501	G8V	5.33	0.72	5500
114378	F5V	5.22	0.45	6540
115383	G0V	5.22	0.59	5950
115404	K3V	6.52	0.94	4990
131156	G8V	4.72	0.72	5500
141004	G0V	4.43	0.60	5910
143761	G2V	5.41	0.60	5910
149661	K0V	5.75	0.82	5295
152391	G8V	6.64	0.76	5295
154417	F8V	6.01	0.58	5985
187013	F5V	4.99	0.47	6445

Tabla 4.2.: Estrellas usadas para la calibración entre el índice  $S$  y el flujo de Mg II.

a las observaciones de Mount Wilson. Eliminamos de esta lista la estrella binaria K0V+K5V HD 165341, las observaciones de HD 3651 y HD 194012 para las cuales el cociente entre los flujos de las líneas de Mg II k y h se aparta apreciablemente (en más de  $3\sigma$ ) del valor medio y las observaciones de la estrella HD 188512, que tienen una baja relación señal/ruido.

Finalmente, sobre un total de 117 espectros IUE de alta resolución correspondientes a 21 estrellas enanas de clase espectral F a K con  $0.45 \leq B - V \leq 1.00$  (Tabla 4.2), integramos el flujo de Mg II ( $F_{MgII}$ ) con el perfil rectangular de ancho  $1.70 \text{ \AA}$ , centrado en la línea k ( $2796.35 \text{ \AA}$ ) y h ( $2803.53 \text{ \AA}$ ), que se muestra en la Fig. 4.2.

Los valores de flujo de Ca II listados en Schrijver et al. (1992) fueron obtenidos del  $S$  medido en Mount Wilson a través de la relación de Rutten (1984):

$$F_{CaII} = SC_{cf}T_{eff}^4. \quad (4.5)$$

A partir del ajuste que se muestra en la Fig. 4.7, Rutten (1984) obtuvo la siguiente expresión para el factor de conversión  $C_{cf}$ :

$$\log(C_{cf}) = 0.25(B - V)^3 - 1.33(B - V)^2 + 0.43(B - V) + 0.24, \quad (4.6)$$

para aquellas estrellas de la secuencia principal con  $0.30 \leq B - V \leq 1.60$ .

En este trabajo, reconstruimos el valor de  $S$  con los flujos de Ca II listados en Schrijver et al. (1992) usando la Ec. 4.5 y calculando el factor de conversión  $C_{cf}$  para cada estrella de la Tabla 4.2 con el color  $B - V$  del catálogo de Hipparcos y Tycho.

En la Fig. 4.8 se muestra los valores de  $S$  obtenidos y los valores superficiales del flujo

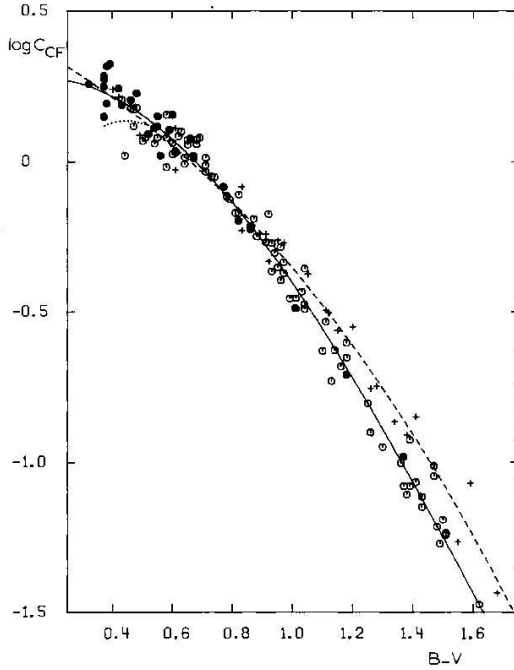


Figura 4.7:  $\log(C_{cf})$  vs.  $B - V$  para un conjunto de estrellas con  $0.30 \leq B - V \leq 1.60$ , los círculos representan las 115 estrellas enanas (IV-V y V) y las cruces las 27 gigantes (I a III-IV). La línea llena representa la expresión de la Ec. 4.6 (Rutten, 1984).

en el centro de las líneas de Mg II para el conjunto de las 117 observaciones. En esta figura se observa que el flujo  $F_{MgII}$  es más sensible a la actividad a medida que aumenta el color  $B - V$ .

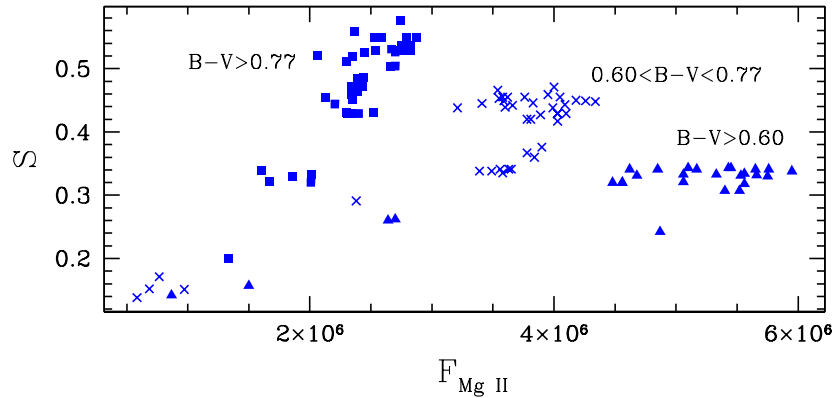


Figura 4.8:  $S$  vs.  $F_{MgII}$ , agrupados por color  $B - V$ :  $B - V > 0.77$  (cuadrados),  $0.60 < B - V < 0.77$  (cruces) y  $B - V < 0.60$  (triángulos).

El hecho de no hallar una relación unívoca entre  $F_{MgII}$  y el índice  $S$  puede deberse a dos motivos diferentes. En primer lugar, a que la definición del índice  $S$  involucra un flujo fotosférico, que puede aproximarse por una función dependiente del color  $B - V$  (Rutten, 1984). En segundo lugar, cabe destacar que existen leves contribuciones basales en la emisión en el centro de las líneas de Ca II y de Mg II y que estas contribuciones dependen del color  $B - V$  de manera diferente en ambos casos (ver más detalles en la sección §4.4).

En la Fig. 4.8 vemos que la dispersión en el flujo de Mg II es mayor que en el eje vertical. Según Cassatella et al. (2000), el error intrínseco del flujo calibrado en los espectros de alta resolución IUE es cerca del 4%. No obstante, la mayor dispersión en el flujo de Mg II en nuestro conjunto de datos podría deberse a que, en algunos casos, para distintos valores de

$F_{MgII}$  se atribuye un único valor de  $F_{CaII}$  (por lo tanto de  $S$ ) de una única observación en el observatorio Mount Wilson que no dista en más de 36 horas de las correspondientes observaciones IUE. Obtuvimos que la dispersión de los datos de  $F_{MgII}$  para un único valor de  $F_{CaII}$  llega a un 10% del flujo de Mg II. Por lo tanto, para aquellos valores de  $F_{MgII}$  que corresponden a un único valor de  $F_{CaII}$ , sólo utilizamos el valor medio y una desviación  $\sigma_{F_{MgII}}/F_{MgII} \sim 10\%$ . Por otra parte, el error del índice  $S$  se ajustó por métodos variacionales, ya que este oscila entre un 5 y un 10% de su valor, al considerar un error del 10% en el flujo  $F_{CaII}$ .

Ajustamos los datos de la figura con una relación lineal del tipo  $S = b.F_{MgII}(B-V)^\alpha + a$  y obtuvimos que el coeficiente de correlación para los puntos  $S$  vs.  $F_{MgII}(B-V)^\alpha$  se maximiza para  $\alpha = 3.00 \pm 0.20$ , con un  $R=0.94$ .

Para determinar los valores de los coeficientes  $a$  y  $b$ , usamos el método de cuadrados mínimos para errores en ambas variables con el algoritmo de Press et al.(1992, pág. 660).

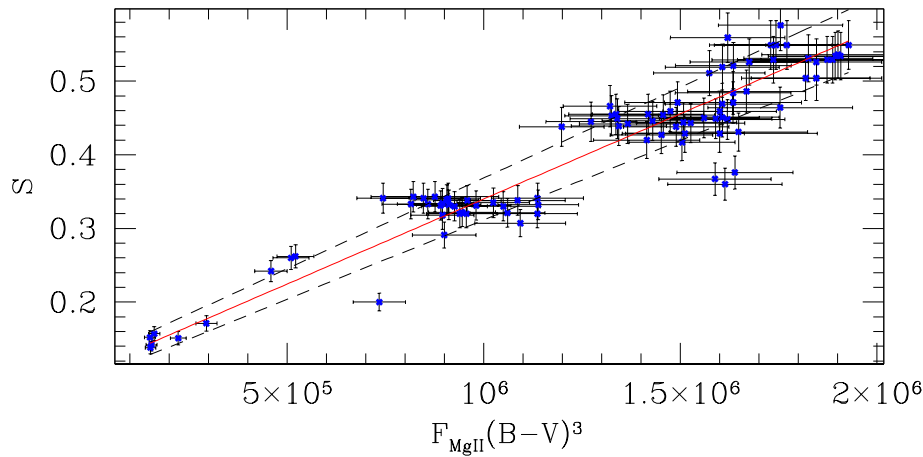


Figura 4.9:  $S$  vs.  $F_{MgII}(B-V)^3$ . Se presuponen errores  $\sigma_{F_{MgII}}/F_{MgII} \sim 10\%$  y  $\sigma_S/S \sim 6\%$ . Con línea llena se representa el ajuste obtenido por cuadrados mínimos y las rectas de líneas truncadas representan los puntos que se apartan en  $\pm 3\sigma$  del ajuste.

Para nuestro conjunto de 117 datos, obtuvimos que la mejor curva de ajuste está dada por:

$$S = b.F_{MgII}(B-V)^\alpha + a, \quad (4.7)$$

$$b = (2.31 \pm 0.052) \times 10^{-7},$$

$$a = 0.109 \pm 0.004,$$

y con el valor de  $\alpha = 3.00 \pm 0.20$  determinado previamente.

Este ajuste tiene con un nivel de confianza del 62%, considerando un error en  $S$  de  $\sigma_S/S \sim 6\%$ .

En la Fig. 4.9 se muestran los valores de  $S$  y  $F_{MgII}$ , corregido en color, junto con la recta que mejor ajusta.

De esta manera, obtuvimos en la Ec. 4.7 una única expresión que nos permite obtener el índice de Mount Wilson a partir de espectros IUE de alta resolución.

## 4.6. Relación entre el índice $S$ y el $F_{MgII}$ en baja dispersión

Con el objetivo de estudiar la actividad cromosférica de las estrellas más tardías de la secuencia principal, que por lo general sólo pueden ser observadas en baja dispersión, en esta sección analizamos las líneas de Mg II en espectros IUE de baja resolución.

### 4.6.1. Espectros IUE de baja resolución

De la base de datos IUE se pueden obtener espectros de baja resolución (270 a 1500 Å y 400 a 2700 Å) medidos directamente con el espectrógrafo. Por otra parte, la base de datos ofrece también espectros de alta dispersión remuestreados al mismo paso que las observaciones de baja resolución.

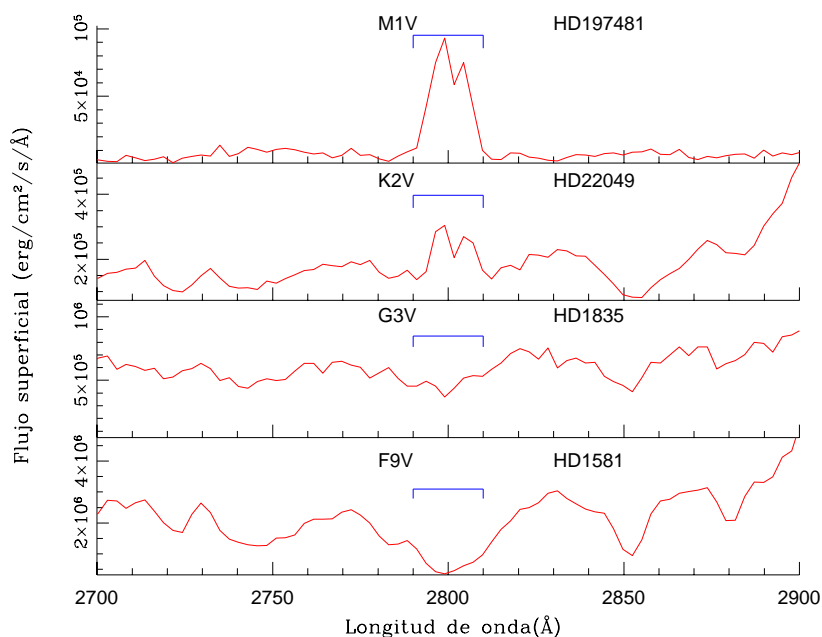


Figura 4.10: Espectros IUE de baja resolución para cuatro estrellas de clase espectral dF a dM: HD 1581 (F9V), HD 1835 (G3V), HD 22049 (K2V) y HD 194781 (M1V). Sobre cada perfil de Mg II, se indica la ventana usada para integrar el flujo emitido en el centro de las líneas de Mg II, en un rango de longitud de onda de 2790 a 2810 Å.

En la Fig. 4.10 se muestran espectros IUE de baja resolución cerca de las líneas de Mg II correspondientes a cuatro estrellas particulares: HD 1581 (F9V), HD 1835 (G3V), HD 22049 (K2V) y HD 194781 (M1V), y se indican las ventanas elegidas para integrar el flujo de las líneas de Mg II (2790 - 2810 Å).

Se puede ver que sólo en el caso de las estrellas K y M las líneas de Mg II aparecen en emisión, mientras que en las estrellas más calientes la emisión cercana a las líneas se “confunde” con el continuo fotosférico.

### 4.6.2. Comparación de espectros IUE *remuestreados* y en *baja* dispersión

Como primer paso, comparamos los espectros remuestreados y de baja resolución. Debe tenerse en cuenta que el “remuestreo” sobre los espectros de alta resolución IUE es realizado

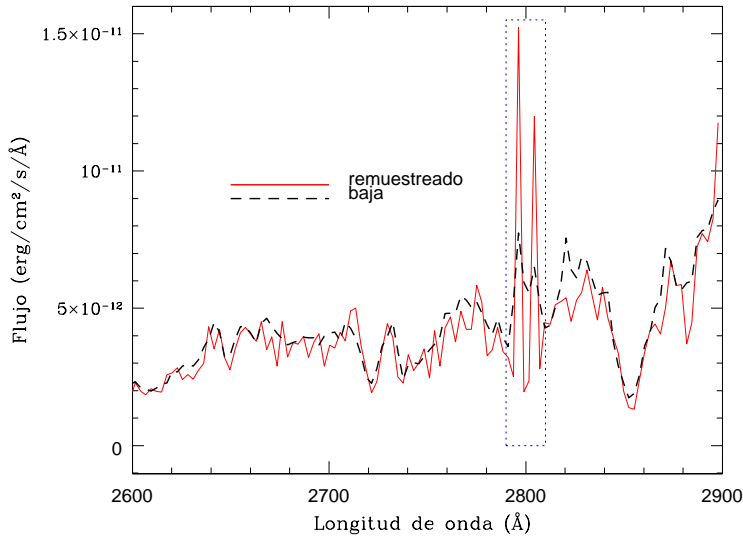


Figura 4.11: Espectros cuasisimultáneos IUE de HD 22049 (K2V). Con línea llena se indica el espectro remuestreado y con línea troncada el de baja resolución. El recuadro muestra la ventana de integración del flujo de las líneas de Mg II para medir el nivel de actividad de la estrella.

de manera de conservar el flujo en el intervalo en que se hace esta concatenación, pero que los espectros remuestreados no fueron convolucionados con la Point Spread Function (PSF) de los espectros de baja dispersión (González-Riestra et al., 2000). En consecuencia, los espectros remuestreados presentan una mejor resolución que los de baja dispersión como se puede ver en la Fig. 4.11, donde se comparan dos espectros de baja dispersión y remuestreados tomados el 14 de enero de 1984 con diferencia de menos de 1 hora correspondientes a la estrella HD 22049 (K2V).

Dado que para estudiar la actividad de la estrella sólo es necesario conocer el flujo de las líneas de Mg II integrado desde 2790 a 2810 Å (rectángulo punteado) y que las mediciones sobre espectros remuestreados y de baja dispersión cuasisimultáneos difieren en sólo 1-2%, los espectros de baja dispersión y los remuestreados pueden considerarse indistinguibles a la hora de calcular el índice de Mount Wilson a partir de los mismos.

#### 4.6.3. Calibración entre $S$ y $F_{MgII}$ en baja dispersión

Con el objetivo de obtener el índice  $S$  a partir del flujo de Mg II medido sobre espectros IUE de baja dispersión, realizamos una calibración entre ambos indicadores análogamente a la calibración obtenida en la sección §4.5 para espectros IUE de alta resolución.

En primer lugar, obtuvimos los 117 espectros remuestreados correspondientes a los espectros IUE utilizados en la Fig. 4.8. Luego, para cada espectro, medimos el flujo de Mg II en el centro de las líneas ( $F_{MgII}^r$ ) integrando el espectro en una ventana de 2790 a 2810 Å.

Cabe destacar que sólo para las estrellas de la Tabla 4.2 con  $B - V > 0.65$ , las líneas de Mg II aparecen en emisión en los espectros IUE remuestreados, ya que la contribución cromosférica en el rango 2790 - 2810 Å excede el continuo UV. Por lo tanto, sólo en estas estrellas, el flujo integrado en los centros de las líneas de Mg II puede ser considerado como indicador del nivel de actividad cromosférica. De esta manera, realizamos la calibración con las observaciones cuasisimultáneas de estas 13 estrellas, lo que constituye un total de 86 observaciones.

Análogamente a la Fig. 4.9, tomamos el valor medio de los valores de  $F_{MgII}^r$  para aquellas observaciones que distan en menos de 36 horas, por lo que tienen asociadas un único  $S$ . En

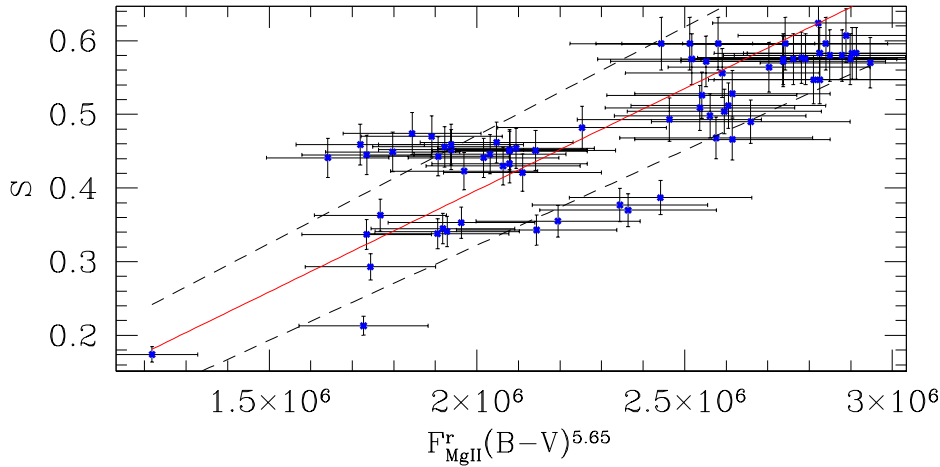


Figura 4.12:  $S$  vs.  $F_{MgII}^r(B-V)^{5.65}$ . Se suponen errores  $\sigma_{F_{MgII}}/F_{MgII} \sim 10\%$  y  $\sigma_S/S \sim 6\%$ . En rojo, se representa el ajuste obtenido por cuadrados mínimos y las rectas de línea troncada representan los puntos que se apartan en  $\pm\sigma$  del ajuste.

total, los datos se redujeron a 72 puntos.

Dado que la relación entre el índice  $S$  y el  $F_{MgII}^r$  no es unívoca y depende del color, analizamos una relación del tipo  $S = bF_{MgII}^r(B-V)^\alpha + a$  como la obtenida para los puntos de la Fig. 4.9. El exponente  $\alpha = 5.65 \pm 0.20$  maximiza el coeficiente de correlación de  $S$  vs.  $F_{MgII}^r(B-V)^\alpha$  a un  $R=0.83$ .

Por el método de cuadrados mínimos con errores en ambas variables, obtuvimos que la curva que mejor ajusta estos puntos está dada por:

$$S = bF_{MgII}^r(B-V)^\alpha + a, \quad (4.8)$$

$$b = (2.76 \pm 0.18) \times 10^{-7},$$

$$a = -0.155 \pm 0.041,$$

y con el valor de  $\alpha = 5.65 \pm 0.20$  determinado anteriormente.

Esta calibración tiene un muy buen nivel de confianza de casi un 50%, considerando errores  $\sigma_{F_{MgII}}/F_{MgII} \sim 10\%$  y  $\sigma_S/S \sim 6\%$ .

En la Fig. 4.12 se grafica el índice  $S$  en función del flujo de Mg II derivado de los espectros remuestreados corregido en color y la recta que mejor ajusta los datos.

De esta manera, con la Ec. 4.8, se puede obtener el índice de Mount Wilson a partir de los espectros IUE de baja resolución. En particular, este resultado cobra importancia para el caso de las estrellas dM que generalmente son sólo observadas en baja dispersión.

## Capítulo 5

# Algunas estrellas frías

En este capítulo aplicamos las calibraciones obtenidas entre los flujos en los centros de las líneas de Mg II y el índice de Mount Wilson y analizamos la actividad magnética a corto y largo plazo para una muestra de estrellas dF a dM que fueron observadas por IUE. Previamente, realizamos un breve resumen de los métodos de Fourier que permiten determinar la frecuencia dominante de una serie temporal.

### 5.1. Estudios de periodicidad

#### 5.1.1. Análisis espectral de datos equiespaciados

Para determinar la función  $h(t)$  periódica que mejor ajusta una serie temporal de datos equiespaciados, se suele utilizar el *método de las transformadas de Fourier*. La transformada de Fourier  $\mathcal{H}(f)$  de una función continua  $\mathfrak{h}(t)$  y su espectro de potencias  $P^{\mathfrak{h}}(f)$  se obtienen de la siguiente manera:

$$\mathcal{H}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{h}(t) e^{i2\pi f t} dt \quad (5.1)$$

$$P^{\mathfrak{h}}(f) = |\mathcal{H}(f)|^2 + |\mathcal{H}(-f)|^2 \quad (5.2)$$

donde el espacio de frecuencias es continuo en un dominio  $0 \leq f < \infty$ .

En el caso discreto, las Ec. 5.1 y 5.2 se modifican. Sea una serie de  $N$  datos equiespaciados:

$$h_k = h(k\Delta) \quad k = 0, 1, 2, \dots, N - 1; \quad (5.3)$$

donde  $\Delta$  es el intervalo de tiempo entre cada uno de los datos.

Dado que se tienen  $N$  puntos  $(t_k, h_k)$  sólo es posible realizar la transformada para un espacio de frecuencias  $f_n$  cuyo dominio se encuentra acotado por la llamada *frecuencia de Nyquist*  $f_c$ , definida con la siguiente expresión:

$$f_c \equiv \frac{1}{2\Delta}. \quad (5.4)$$

El *teorema de muestreo* establece que, dada una función continua  $h(t)$  muestreada con un intervalo de tiempo  $\Delta$ , esta función se encuentra limitada en un ancho de banda. De manera que su transformada será  $H(f) = 0$  para  $|f| > f_c$ . Es decir, la información dada por la serie de datos  $\{t_k, h_k\}$  se encuentra contenida en un intervalo de frecuencia  $(-f_c, f_c)$ . Del teorema de muestreo también se desprende que la densidad del espectro de potencia por fuera del

rango  $-f_c < f < f_c$  es espúrea. Este fenómeno recibe el nombre de *aliasing*.

De esta manera, la *transformada discreta de Fourier* de la serie de datos equiespaciados está dada por:

$$H(f_n) = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{i2\pi kn/N} = \Delta H_n, \quad (5.5)$$

donde  $f_n = \frac{n}{N\Delta}$  con  $n = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2}$ . Por simplicidad, y sin perder generalidad, se supone  $N$  par. Se observa que habrían  $N + 1$  frecuencias  $f_n$ . Sin embargo, ambos extremos de la transformada son iguales  $H(f_{-N/2}) = H(f_{N/2})$  y así el número de frecuencias se reduce a  $N$ , equiparándose al número de datos.

Uno de los estimadores de la densidad del espectro de potencias  $P^h(f)$  recibe el nombre de *periodograma*. En el caso de la transformada de Fourier discreta, a partir del algoritmo FFT (Fast Fourier Transform), se obtiene el periodograma  $P^h(f_k)$  definido para  $N/2 + 1$  frecuencias con la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} P^h(f_0 = 0) &= |H_0|^2/N^2 & k = 0 \\ P^h(f_k) &= [|H_k|^2 + |H_{N-k}|^2]/N^2 & k = 1, 2, \dots, \frac{N}{2} - 1 \\ P^h(f_{N/2} = f_c) &= |H_{N/2}|^2/N^2 & k = \frac{N}{2}. \end{aligned}$$

El periodograma permite estimar cuáles son las frecuencias dominantes  $f_k$  de la base de funciones que componen la transformada de Fourier  $H(f)$  y, de esta manera, determinar su antitransformada que es la función  $h(t)$ .

### 5.1.2. Periodograma de Lomb-Scargle

A la hora de analizar observaciones astronómicas a lo largo del tiempo, generalmente los datos no se encuentran equiespaciados y el formalismo de transformada de Fourier discreta no se puede aplicar. Existe una gran cantidad de razones por la que se presenta esta dificultad: puede ocurrir que los objetos no puedan ser observados durante todo el año, que las condiciones de observación puedan no ser buenas durante un turno, que las observaciones fueran realizadas por distintos programas en diferentes épocas, etc.

Para realizar el análisis espectral de este tipo de datos existen, entre otros, los *métodos de Fourier modificados*. El método que utilizamos para este trabajo es el periodograma de Lomb (Lomb, 1976), modificado por Scargle (1982) y Horne & Baliunas (1986), que recibe el nombre de *periodograma de Lomb-Scargle*.

Dada una serie de datos  $\{h(t_i)\}$  con  $i = 1, 2, \dots, N$ , la media  $\bar{h}$  y la desviación standard  $\sigma$  de este conjunto de datos se obtiene a partir de las siguientes expresiones:

$$\bar{h} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i \quad (5.6)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (h_i - \bar{h})^2 \quad (5.7)$$



El periodograma de Lomb-Scargle para una frecuencia  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  se define como:

$$P_{LS}(\omega) \equiv \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{\left( \sum_j (h_j - \bar{h}) \cos[\omega(t_j - \tau)] \right)^2}{\sum_j \cos^2[\omega(t_j - \tau)]} + \frac{\left( \sum_j (h_j - \bar{h}) \sen[\omega(t_j - \tau)] \right)^2}{\sum_j \sen^2[\omega(t_j - \tau)]} \right\} \quad (5.8)$$

donde  $\tau$  se define con la relación:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_j \sen(2\omega t_j)}{\sum_j \cos(2\omega t_j)}. \quad (5.9)$$

La constante  $\tau$  actúa como una especie de cero temporal, de manera que  $P_{LS}(\omega)$  sea independiente de cualquier corrimiento uniforme de los datos en el tiempo.

Si se plantea una función armónica  $h(t)$  de una dada frecuencia  $\omega$  :

$$h(t) = A \cos(\omega t) + B \sen(\omega t), \quad (5.10)$$

cuyas amplitudes se obtengan por el método de cuadrados mínimos con los datos  $\{t_i, h_i\}$ , la expresión a minimizar coincide con la Ec. 5.8.

Comunmente, un conjunto de observaciones puede pensarse como compuesto por una componente periódica de determinada frecuencia y ruido blanco gaussiano. Por lo tanto, la hipótesis nula del periodograma de Lomb-Scargle es que el conjunto de datos  $\{h_i\}$  está compuesto por variables aleatorias independientes con distribución gaussiana. Para determinar el valor de la frecuencia de la componente periódica es necesario saber cuán significativo es  $P_{LS}(\omega)$  para ese valor.

Dada la hipótesis nula, la variable aleatoria  $P_{LS}(\omega)$  tiene una distribución de probabilidad exponencial con valor unitario (Horne & Baliunas, 1986). En este caso es imprescindible la normalización con la varianza  $\sigma^2$  que se muestra en la Ec. 5.8. Entonces, la probabilidad de que  $P_{LS}(\omega)$  se encuentre entre un valor positivo  $z$  y  $z + dz$  es  $e^{-z}$ . Es decir,  $P(z \leq P_{LS}(\omega) \leq z + dz) = e^{-z} dz$ , donde al integrar se obtiene  $P(P_{LS}(\omega) \leq z) = 1 - e^{-z}$ .

En el caso en que se muestreen  $M$  frecuencias independientes  $\omega$ , la probabilidad de que ninguno de los valores del periodograma sea mayor que un cierto  $z$  es  $P(P_{LS}(\omega) < z) = (1 - e^{-z})^M$ . Por lo tanto la probabilidad de que exista un  $P_{LS}(\omega)$  mayor a  $z$  es:

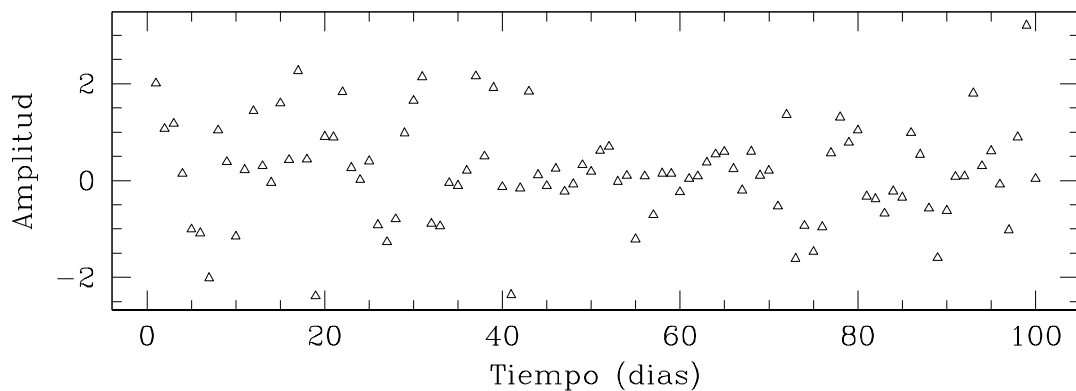
$$P(P_{LS}(\omega) > z) \equiv 1 - (1 - e^{-z})^M. \quad (5.11)$$

Esta probabilidad recibe el nombre de *FAP*, por la sigla en inglés de *false-alarm probability* y está relacionada con la significancia del pico del periodograma. Por lo tanto, cuando un valor de  $P_{LS}(\omega)$  tiene una FAP pequeña quiere decir que, dada la hipótesis nula, la frecuencia  $2\pi\omega$  es altamente significativa.

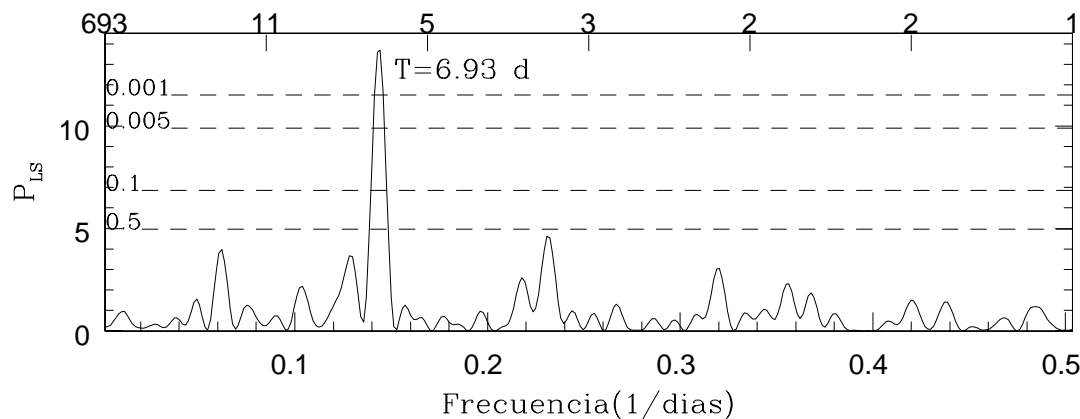
Para determinar la significancia de esta frecuencia se debe conocer el valor de  $M$ , que no siempre coincide con el número de frecuencias muestreadas pues no son todas independientes. Horne & Baliunas (1986) encontraron que  $M$  depende del número de frecuencias muestreadas, del número de datos  $N$  y de su espaciado. Cuando los datos se encuentran aproximadamente equiespaciados y cuando las frecuencias de muestreo llenan el intervalo  $(0, f_c)$ , entonces  $M \sim N$ . En este caso, también se encontró que los valores de  $M$  no difieren notablemente cuando los datos están equiespaciados o distribuidos aleatoriamente. Cuando las frecuencias de muestreo exceden la frecuencia crítica,  $M$  aumenta en forma proporcional. Cabe destacar que en algunos casos se puede obtener en el periodograma una frecuencia dominante mayor a la de Nysquist, siendo este resultado no espúreo. Esto es posible ya que cuando los datos se encuentran distribuidos con un espaciado aleatorio, algunos datos tienen una distancia temporal mucho

menor que el espaciado promedio con el que se determina la frecuencia de Nysquist. En el único caso donde  $M$  difiere altamente de  $N$  es cuando los datos aparecen en grupos cuasi-equiespaciados.

En nuestro trabajo realizamos los estudios de periodicidad de los registros de actividad estelar a través del periodograma de Lomb-Scargle, utilizando el algoritmo `period` de Press et al. (1992).



(a)



(b)

Figura 5.1: (a): Serie sintética construida con ruido gaussiano y una componente sinusoidal con un período de 7 días. (b) Periodograma de Lomb-Scargle para la serie de la Fig. 5.1(a), donde puede verse que el período más probable es de 6.93 días con una FAP= $1.1 \times 10^{-4}$ .

Con el fin de ilustrar la descripción del periodograma reseñado en los párrafos anteriores, construimos una serie sintética con una componente de ruido gaussiano y una sinusoidal con un período de 7 días. En la Fig. 5.1(a) se muestra esta serie. Luego, calculamos el periodograma de Lomb-Scargle con el algoritmo `period`, que se muestra en la Fig. 5.1(b). Se observa que el período más probable es de 6.93 días con una FAP menor a 0.001, lo que

representa una alta significancia del período encontrado.

## 5.2. Análisis de las estrellas más observadas

Como aplicación de la calibración obtenida en la Ec. 4.7 entre el flujo en las líneas de Mg II medido en espectros de alta resolución y el índice de Mount Wilson, obtuvimos el índice  $S$  para cada uno de los 1623 espectros IUE de alta resolución correspondientes a 259 estrellas dF a dK. En la Tabla 2 (apéndice A-1), se muestran estos resultados.

En el caso de aquellas estrellas que tienen un número apreciable de observaciones IUE y que fueron observadas durante años, analizamos los índices  $S$  obtenidos de los espectros IUE de alta resolución junto con los índices de Mount Wilson derivados de espectros tomados en el *Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO)* por Henry et al. (1996) y los índices  $S$  calculados con la calibración de Cincunegui et al. (2007) sobre los espectros obtenidos en el *Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)* de Argentina. De esta manera, tenemos un registro de actividad para un período que abarca desde 1978 a la actualidad. En las siguientes secciones se muestran los datos para algunas estrellas y su análisis a largo y corto plazo.

Debemos señalar que en muchos de estos casos la densidad de datos es baja. Sin embargo, es posible inferir el nivel de actividad y la variabilidad de las estrellas para todo el período de datos y en escala de tiempo menores. En la Tabla 5.1 mostramos, para un conjunto de estrellas, el nivel medio, máximo y mínimo de actividad alcanzado a lo largo de décadas (columnas 4 y 5) y, en particular, las variaciones registradas en ciertos años en que el número de observaciones es apreciable (columna 6).

Estrella HD	Tipo esp. & y clase	$B - V$	Actividad media $\langle S \rangle$	Largo plazo variabilidad ( $\sim$ décadas) $S_{min}/S_{max}$	Período	Corto plazo variabilidad ( $\sim$ meses) $S_{min}/S_{max}$	Año
1835	G3V	0.67	0.343	0.315/0.353	1981-2005	0.307/0.355	1991
2151	G2IV	0.62	0.153	0.133/0.163	1978-1995	0.160/0.183	1985
						0.141/0.171	1993
						0.145/0.164	1994
10700	G8V	0.72	0.181	0.171/0.186	1983-2005	0.167/0.173	1993
						0.172/0.178	2002
						0.172/0.181	2003
						0.169/0.179	2004
20630	G5V	0.68	0.370	0.334/0.419	1980-1994	0.357/0.382	1985
						0.318/0.364	1994
22049	K2V	0.88	0.483	0.426/0.520	1978-2005	0.449/0.504	1980
						0.395/0.460	1982
						0.495/0.519	1983
						0.422/0.475	1986
						0.423/0.459	2002
						0.450/0.564	2003
22468	K1IV+G5V	0.85	1.806	1.621/2.110	1978-1995	1.700/2.396	1981
						1.798/2.237	1982
						1.771/2.617	1984
						1.286/2.277	1986
						1.431/2.814	1989
						1.702/2.173	1990
						1.558/1.851	1991
						0.794/2.785	1992
						1.668/2.908	1993

Cont. pág. siguiente

Tabla 5.1 – cont. pág. anterior

Estrella HD	Tipo esp. & y clase	$B - V$	Actividad media $\langle S \rangle$	Largo plazo variabilidad ( $\sim$ décadas) $S_{min}/S_{max}$	Período	Corto plazo variabilidad ( $\sim$ meses)		Año
						$S_{min}/S_{max}$		
						1.406/2.751		1994
39587	G0V	0.59	0.335	0.180/0.375	1978-1993	0.327/0.358		1984
115383	G0V	0.59	0.332	0.248/0.362	1978-1995	0.296/0.375		1993
128620	G2V	0.71	0.167	0.153/0.185	1978-2004	0.133/0.192		1995
128621	K1V	0.88	0.214	0.162/0.248	1978-2004	0.216/0.247		1978
						0.192/0.230		1980
						0.167/0.229		1982
						0.206/0.225		1983
						0.169/0.297		1995
131156	G8V	0.76	0.430	0.242/0.508	1978-1993	0.258/0.492		1978
						0.327/0.508		1982
						0.413/0.431		1985
						0.442/0.469		1986
						0.407/0.473		1993
133640	G0Vnvar	0.65	0.272	0.263/0.276	1978-1990	0.241/0.307		1979
						0.256/0.297		1989
210334	G2IV/V+K0IV	0.76	0.558	0.467/0.629	1978-1995	0.461/0.594		1981
						0.510/0.647		1983
						0.508/0.712		1984
						0.488/0.680		1985
						0.377/0.740		1987
						0.485/0.683		1989
						0.419/0.727		1990
						0.483/0.787		1991
						0.384/0.834		1994

Tabla 5.1.: Registro de variabilidad de las estrellas más observadas por IUE. En la columna 4 listamos el índice de Mount Wilson medio anual  $\langle S \rangle$ . En la columna 5 el mínimo y máximo nivel medio anual de actividad alcanzado a lo largo de décadas y en la columna 6 las variaciones registradas en años con un número apreciable de observaciones.

### 5.2.1. Estrellas simples dF a dK

#### HD 1835

HD 1835 (G3V) es una estrella By Dra <sup>(a)</sup>, un tipo de estrella que presenta una gran variabilidad cromosférica. A partir de los índices de Mount Wilson correspondientes al período 1966 - 1991, Baliunas et al. (1995) encontraron que esta estrella tiene una actividad magnética cíclica con un período de  $9.1 \pm 0.3$  años.

En la Fig. 5.2 graficamos el índice  $S$  obtenido para el período 1981 - 2005. Desafortunadamente, nuestros datos son insuficientes como para construir un periodograma que nos permita determinar un período significativo. Por lo tanto, no podemos corroborar el comportamiento cíclico en la actividad comosférica de HD 1835.

<sup>(a)</sup>Las estrellas BY Dra reciben este nombre por ser similares a la estrella BY Draconis (K6V+M0V), cuya componente M presenta fulguraciones. En realidad, se llama tipo BY Dra a estrellas enanas dG, dK o dM que muestran cambios casi periódicos de brillo con períodos que van desde una fracción de día a 120 días y amplitudes de variación de algunas centésimas a 0.5 mag. Algunas de estas estrellas pueden tener fulguraciones.

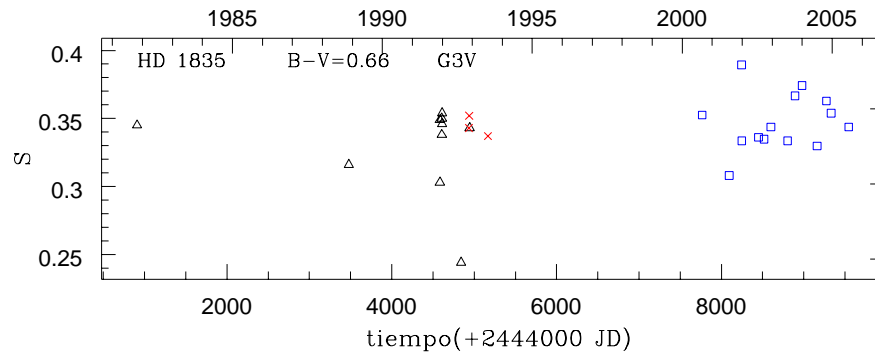


Figura 5.2: Índice de Mount Wilson de HD 1835. Los triángulos ( $\Delta$ ) representan los índices de Mount Wilson obtenidos de espectros IUE de alta resolución usando la calibración de la Ec. 4.7, las cruces ( $\times$ ) los  $S$  obtenidos de observaciones de CTIO (Henry et al., 1996) y los cuadrados ( $\square$ ) representan los  $S$  obtenidos de espectros de CASLEO con la calibración de Cincunegui et al. (2007).

No obstante, de este conjunto de datos podemos inferir que el nivel de actividad de esta estrella aumentó en el período 2000 - 2005 respecto a años anteriores. Efectivamente, entre 1981 y 1995 el nivel medio de actividad llegó a un máximo de  $S_{max} = 0.354$ , a un mínimo de  $S_{min} = 0.244$ , y tuvo un promedio anual  $\langle S \rangle = 0.332$ . Mientras que entre 2000 y 2005,  $S_{max} = 0.389$ ,  $S_{min} = 0.308$  y  $\langle S \rangle = 0.347$ .

### HD 2151 - $\beta$ Hyi

Dravins et al. (1993) afirman que HD 2151 ( $\beta$  Hydri, G2IV) es una estrella análoga a un Sol evolucionado, con una edad de  $\sim 6.7 \times 10^9$  años (Dravins et al., 1998) y estimaron que esta estrella presenta un ciclo de actividad cromosférica un poco más largo que el solar (15-18 años).

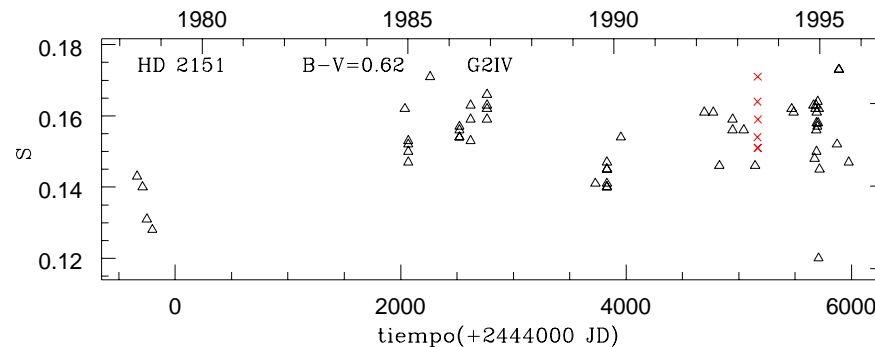


Figura 5.3: Índice de Mount Wilson de HD 2151. Símbolos como en la Fig. 5.2.

En la Fig. 5.3 graficamos el índice  $S$  para el período 1978 - 1996. Del análisis de estos datos obtuvimos que el índice medio anual  $\langle S \rangle$  presenta una variación del 22% a lo largo de este período. Por otro lado, las variaciones a corto plazo registradas en 1985, 1994 y 1993 fueron del 14%, 21% y 20% respectivamente, lo que representa una evidencia de la existencia de estructuras magnéticas cromosféricas en HD 2151 análogas a las solares.

Para explorar el comportamiento magnético de esta estrella, calculamos los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de los datos de la Fig. 5.3, con los que construimos el periodograma de Lomb-

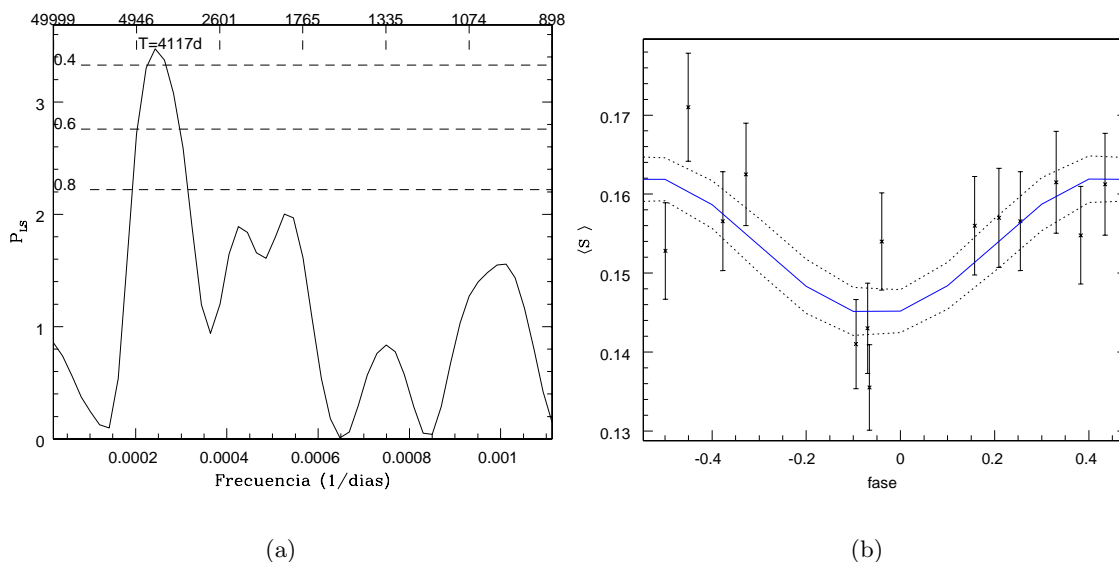


Figura 5.4: HD 2151. En la Fig. 5.4(a) se muestra el periodograma de Lomb-Scargle construido para los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de la Fig. 5.3. En el periodograma se indican también los niveles de FAP de 0.4, 0.6 y 0.8. En la Fig. 5.4(b) se muestran los valores medios  $\langle S \rangle$  en función de la fase en el ciclo de período 4117 días, con un error en el índice  $\langle S \rangle$  del 5%. Se grafica también la curva armónica que mejor ajusta los datos con un nivel de confianza del 80% con línea llena y con línea punteada se indican los puntos que se apartan en  $\pm 3\sigma$  de la curva.

Scargle, que se grafica en la Fig. 5.4(a). Efectivamente, puede verse que los datos de la Fig. 5.3 evidencian un ciclo de actividad de 4117 días ( $\sim 11.3$  años).

Para verificar dicho período, graficamos los valores medios  $\langle S \rangle$  en función de la fase dentro del ciclo. Para ello, realizamos un cambio de variable entre el tiempo  $t$  y la fase  $\phi$  con la expresión  $\phi \rightarrow \frac{t-t_1}{T}$ , donde  $T$  es el período obtenido con el periodograma y  $t_1$  es el tiempo correspondiente a la primera observación de la Fig. 5.3. Ajustamos la curva de luz  $\langle S \rangle$  vs.  $\phi$  con una función armónica de período unitario. En la Fig. 5.4(b), se muestra la curva que mejor ajusta los datos con un nivel de confianza del 80%.

Recientemente Metcalfe et al. (2007) analizaron un índice de Mg II calculado sobre los mismos espectros IUE que utilizamos para construir el gráfico de la Fig. 5.3 y obtuvieron un período de alrededor de 12 años para esta estrella, en acuerdo con el período obtenido en nuestro trabajo. En ese mismo trabajo encontraron una débil correlación entre el ciclo de actividad y las observaciones de asteroesismología.

### HD 10700 - $\tau$ Ceti

HD 10700 ( $\tau$  Ceti, G8V) es conocida por ser una estrella de actividad casi constante. En particular, Baliunas et al. (1995) analizaron el índice Mount Wilson tomado en el período 1966 - 1991 y encontraron que el nivel de actividad es constante con  $\langle S \rangle = 0.171$ , aunque se produce un leve incremento a partir del año 1989. Estos autores concluyen que HD 10700 podría haber atravesado, entre 1966 y 1989, por una fase de actividad similar al Mínimo de Maunder en el Sol y que podría estar abandonando esta fase a partir de 1989. Por otra parte, Gray & Baliunas (1994) realizaron un estudio más detallado de la actividad de esta estrella con los promedios anuales de los índices de Mount Wilson ( $\langle S \rangle$ ) correspondientes al período 1970 - 1992 y asociaron el leve incremento ( $< 10\%$ ) en  $\langle S \rangle$  producido en 1989 y 1990

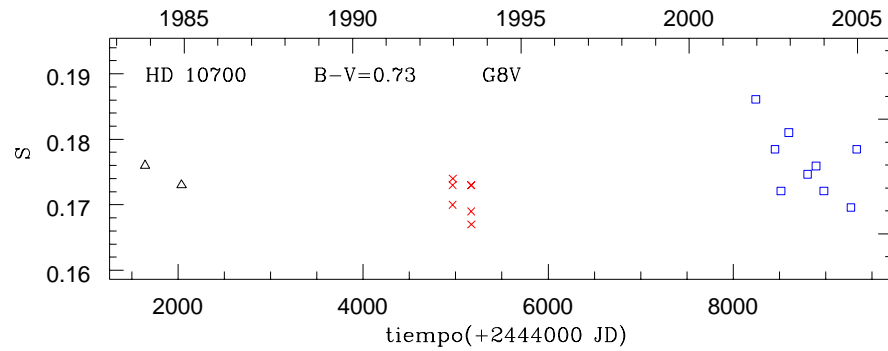


Figura 5.5: Índices de Mount Wilson de HD 10700. Símbolos como en la Fig. 5.2.

al máximo de un ciclo subyacente, ya que el nivel de actividad luego decae. Estos autores analizaron los  $\langle S \rangle$  con un periodograma y obtuvieron un período de  $\sim 10$  años muy poco significativo.

En un trabajo reciente Judge et al. (2004) compararon espectros UV de esta estrella, tomados en agosto de 2000 por el espectrógrafo STIS del *Hubble Space Telescope*, con los del Sol. Obtuvieron que las líneas espectrales de HD 10700 son similares a las del espectro solar durante una fase inactiva. Por otro lado, también encontraron algunas evidencias esporádicas de un débil campo magnético como los niveles de emisión en X que son superiores a los que se producen por la disipación de ondas acústicas. Judge et al. (2004) concluyeron que HD 10700 se encuentra en una fase inactiva del tipo Mínimo de Maunder y que presenta ocasionalmente regiones activas en su superficie como consecuencia de un débil dínamo turbulento que opera en la estrella, y sugirieron que este dínamo turbulento es el responsable de que se produzcan variaciones en la corona, en la región de transición y en la parte superior de la cromósfera.

En la Fig. 5.5 graficamos el índice  $S$  obtenido para el período 1983 - 2004. Del análisis de estos datos, obtuvimos que entre fines del 2001 y mitad del 2002 se registró una variación en el índice de Mount Wilson de un  $\sim 10\%$ . Esta apreciable variación puede atribuirse a débiles estructuras magnéticas.

Por otra parte, observamos que el nivel medio de actividad se incrementó a lo largo del tiempo. El índice medio anual es de  $\langle S \rangle = 0.172 \pm 0.001$  durante el período 1978 - 1994, en concordancia con el valor dado por Baliunas et al. (1995), mientras que en el período 2001 - 2004 este índice es  $\langle S \rangle = 0.175 \pm 0.003$ .

En resumen, nuestros resultados muestran un leve incremento en el nivel de actividad de HD 10700 y variaciones apreciables que pueden relacionarse con la actividad magnética. Ambos resultados son consistentes con el modelo de dínamo turbulento propuesto por Judge et al. (2004) para esta estrella.

### HD 22049 - $\epsilon$ Eri

HD 22049 ( $\epsilon$  Eri, K2V) es una estrella de tipo BY Dra muy brillante, que puede ser observada en ambos hemisferios y, en consecuencia, ha sido muy estudiada.

De los datos de Mount Wilson correspondientes al período 1966 - 1991, Baliunas et al. (1995) reportaron a HD 22049 como una estrella variable. En la Fig. 5.6 mostramos el índice  $S$  obtenido para el período 1978 - 2005. En esta figura se observan apreciables variaciones de corto plazo que van de un 10 a un 25% (ver detalles en la Tabla 5.1).

Por otro lado, Gray & Baliunas (1995) analizaron los índices de Mount Wilson correspon-

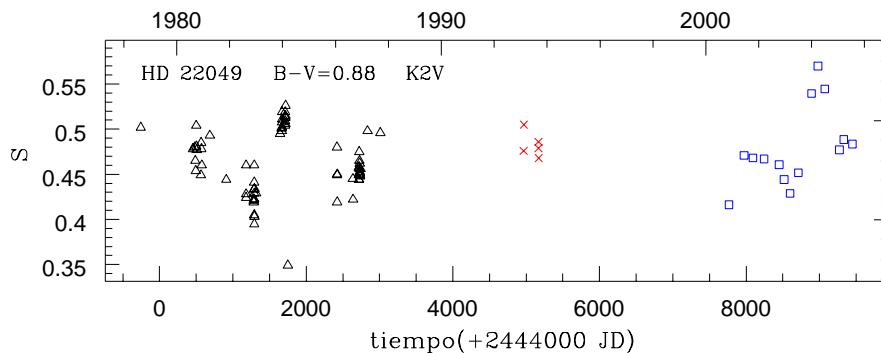


Figura 5.6: Índices de Mount Wilson de HD 22049. Símbolos como en la Fig. 5.2.

dientes al período 1986 - 1992 y encontraron que, junto con estas variaciones irregulares, HD 22049 presenta un ciclo de actividad subyacente de casi 5 años de longitud. Con los datos de la Fig. 5.6 calculamos el índice medio anual  $\langle S \rangle$  y analizamos estos valores con el periodograma de Lomb-Scargle.

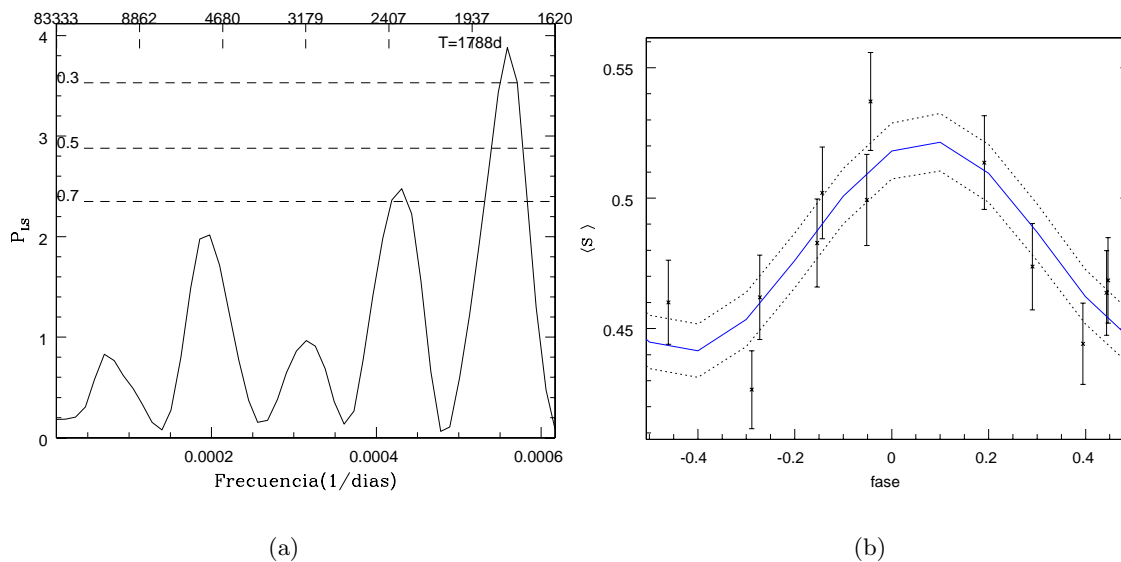


Figura 5.7: HD 22049. En la Fig. 5.7(a) se muestra el periodograma de Lomb-Scargle construido para los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de la Fig. 5.6. En el periodograma se indican también los niveles de FAP de 0.3, 0.5 y 0.7. En la Fig. 5.7(b) se muestran los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo de actividad de período 1788 días, con un error en el índice  $\langle S \rangle$  del 5%. Se grafica también la curva armónica que mejor ajusta los datos con un nivel de confianza del 50% con línea llena y con línea punteada se indican los puntos que se apartan en  $\pm 3\sigma$  de la curva.

En la Fig. 5.7(a) mostramos el periodograma obtenido, en el que se observa un máximo para un período de 1788 días ( $\sim 4.9$  años), con una FAP del 22%.

Para evaluar la significancia del período obtenido con el periodograma, graficamos los promedios anuales  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo de actividad de período 1788 días y ajustamos estos datos con una función armónica de período unitario (ver Fig. 5.7(b)). Este ajuste resultó satisfactorio con un nivel de confianza del 60%. De esta manera, confirmamos que HD 22049 tiene una actividad cíclica con un período de  $\sim 5$  años como se reportó en





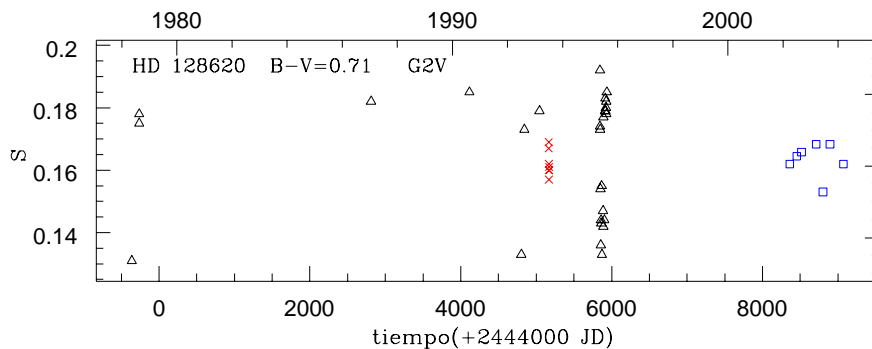


Figura 5.9: Índices de Mount Wilson de HD 128620. Símbolos como en la Fig. 5.2.

concuera con la analogía entre esta estrella y un Sol de actividad moderada. No obstante, en la Tabla 5.1 se observan variaciones en el índice  $S$  de corto plazo que alcanzaron un 44 % en el año 1995, mucho más grande que las encontradas en el Sol, lo que parecería indicar que las estructuras magnéticas de HD 128620 son de mayor extensión que las solares.

Recientemente, Robrade et al. (2005) encontraron que la emisión en X de esta estrella disminuyó al menos en un orden de magnitud durante su programa de observación (marzo 2003 a febrero 2005), y atribuyeron esta variación a un evento irregular o a un ciclo coronal aún desconocido.

Dado que HD 128620 es considerada un análogo solar, podría esperarse que su actividad tuviese también un comportamiento cíclico. Para analizar este punto, calculamos el periodograma de Lomb-Scargle de los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de la Fig. 5.9. Sin embargo, no obtuvimos un período significativo.

De esta manera, nuestros resultados son consistentes indirectamente con el hecho de que la disminución de la emisión coronal esté vinculado a un evento irregular, como sugieren Robrade et al. (2005).

### HD 128621 - $\alpha$ Cen B

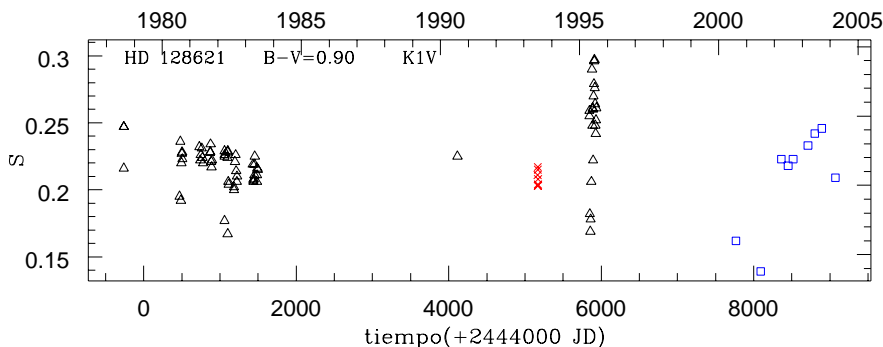


Figura 5.10: Índices de Mount Wilson de HD 128621. Símbolos como en la Fig. 5.2.

A partir de observaciones en X del satélite ROSAT, Schmitt & Liefke (2004) encontraron que HD 128621 presentó variaciones del 30 % en agosto del 1996, que atribuyeron a fulguraciones.

En la Fig. 5.10 se observa una variación del 75 % en el índice  $S$  en el año 1995, que se

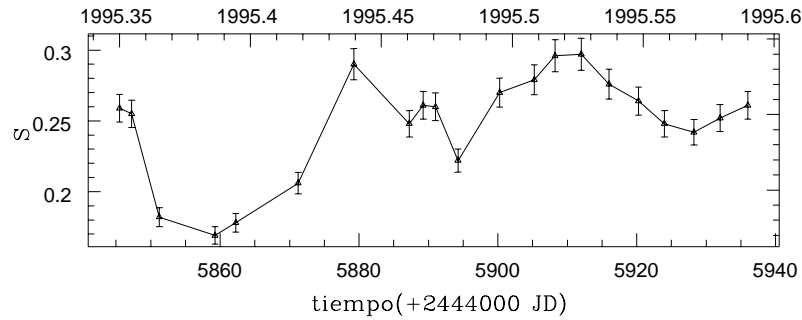


Figura 5.11: HD 128621. Detalle de la Fig. 5.10 en el año 1995.

podría atribuir a una fulguración. Sin embargo, la curva de luz en la Fig. 5.11 no presenta las características generales de una fulguración. Más aún, esta curva presenta una modulación con un período de aproximadamente 40 días, que puede estar vinculada con la rotación de la estrella, que tiene un período  $\sim 42$  días (Saar & Osten, 1997).

Por lo tanto, esta apreciable variación en el índice  $S$  podría deberse a una extensa región magnética en la cromósfera, probablemente asociada a una gran mancha.

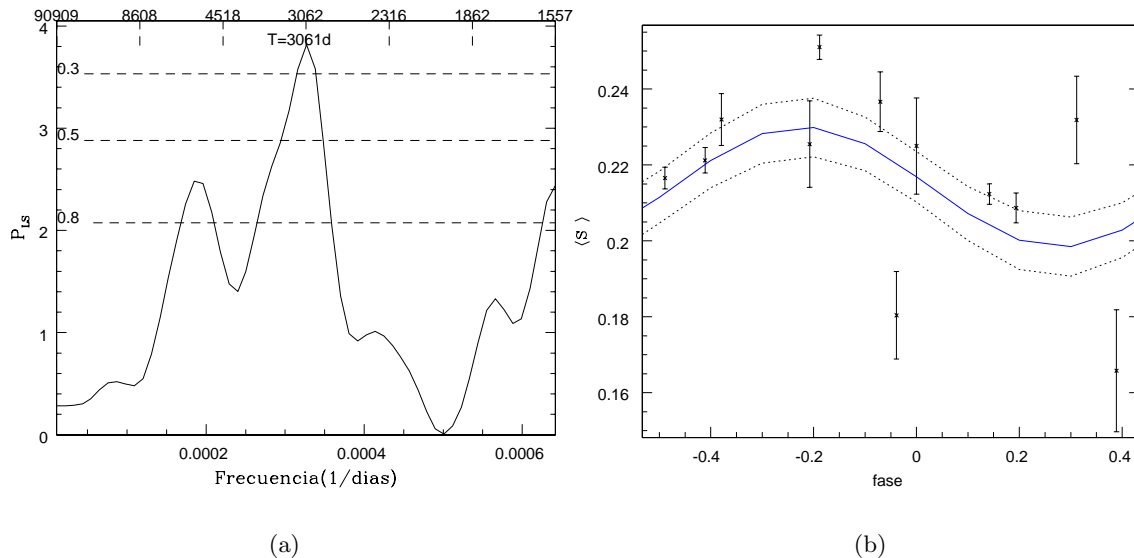


Figura 5.12: HD 128621. En la Fig. 5.12(a) graficamos el periodograma de Lomb-Scargle construido para los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de la Fig. 5.10. En el periodograma se indican también los niveles de FAP de 0.30, 0.50 y 0.80. En la Fig. 5.12(b) graficamos los valores medios  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo con período 3061 días, para un error en el flujo de un 10%. Se grafica también la curva armónica que mejor ajusta con un nivel de confianza del 90% con línea llena y con línea punteada se indican los puntos que se apartan en  $\pm 3\sigma$  de la curva.

Para analizar la actividad de HD 128621 a largo plazo, calculamos el periodograma de Lomb-Scargle de los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de la Fig. 5.10, que graficamos en la Fig. 5.12(a) y donde obtuvimos un período de 3061 días ( $\sim 8.4$  años) con una FAP del 24%. Para corroborar este resultado, en la Fig. 5.12(b) graficamos los valores medios  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo de actividad con su error correspondiente y la curva armónica de período unitario que mejor ajusta a estos puntos con un nivel de confianza del 90%.

Hasta donde sabemos, esta periodicidad en la actividad magnética de HD 128621 no fue reportada con anterioridad. Probablemente se deba a que los registros de actividad en el visible obtenidos por otros programas de observación del hemisferio sur (ver §3.3.2) no cubren un intervalo de tiempo suficientemente extenso como para obtener un ciclo de actividad en esta estrella.

### HD 131156 A - $\xi$ Boo A

HD 131156 A (G8 V) pertenece al sistema binario  $\xi$  Boo, que se puede resolver ópticamente. Esta estrella suele presentar fulguraciones.

Del análisis de los índices de Mount Wilson registrados entre 1966 y 1993, Baliunas et al. (1995) obtuvieron que HD 131156A es una estrella variable que no presenta una actividad cíclica evidente. En ese trabajo, hallaron un índice medio de actividad  $\langle S \rangle = 0.461$ .

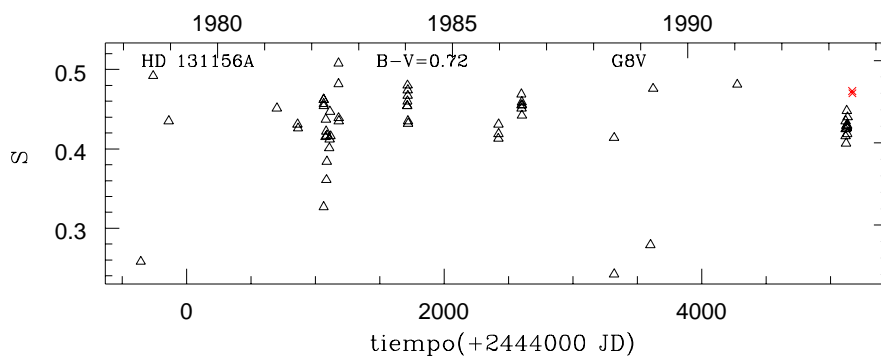


Figura 5.13: Índices de Mount Wilson de HD 131156 A. Símbolos como en la Fig. 5.2.

En la Fig. 5.13 graficamos el índice  $S$  obtenido para el período 1978 - 1993, donde se observa una variación en el índice  $S$  del 55 % durante 1982 y una del 90 % durante 1978, que pueden ser asociadas a fulguraciones.

De los índices de la Fig. 5.13, obtuvimos un nivel medio  $\langle S \rangle = 0.430$  para el período 1978 - 1993, un 7 % más bajo que el obtenido por Baliunas et al. (1995). Estos valores coinciden dentro del error de calibración con un 80 % de nivel de confianza.

#### 5.2.2. Estrellas binarias

##### HD 22468 - HR 1099 - V711 Tau

HD 22468 (HR 1099, V711 Tau) es un sistema binario del tipo RS CVn muy estudiado. Está compuesto por una estrella primaria subgigante K1 y por una enana G5 secundaria. Ambas estrellas se encuentran en rotación sincrónica con un período de 2.867 días (Rodono et al., 1986). Se trata de un sistema cromosféricamente activo, cuyos indicadores de actividad están asociados a la componente K1IV, que es la más activa del sistema.

HD 22468 es una de las estrellas más activas de nuestra muestra. Cerruti-Sola et al. (1992) señalan que los perfiles de Mg II de esta estrella son comparables con los espectros UV de las regiones más brillantes del Sol e, incluso, a los espectros UV solares cuando ocurren fulguraciones.

En la Fig. 5.14 graficamos el índice  $S$  derivado de espectros IUE tomados en el período 1978 - 1996. De estos datos, obtuvimos que el nivel medio de actividad para este período está dado por  $\langle S \rangle = 1.81$ .

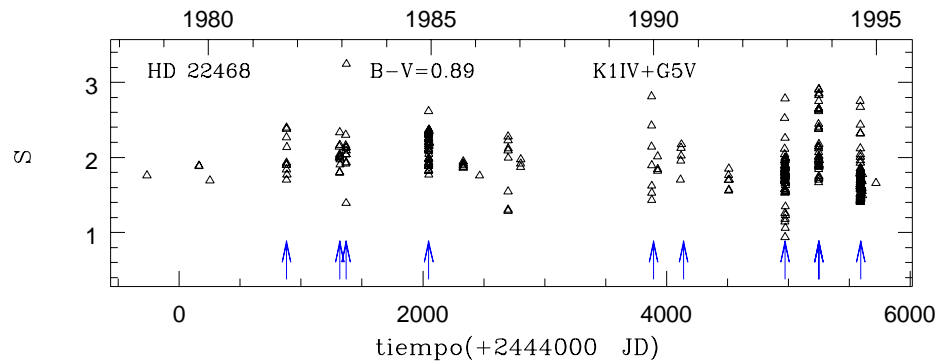


Figura 5.14: Índices de Mount Wilson de HD 22468. Símbolos como en la Fig. 5.2. Las flechas indican los períodos seleccionados para el análisis de la modulación rotacional.

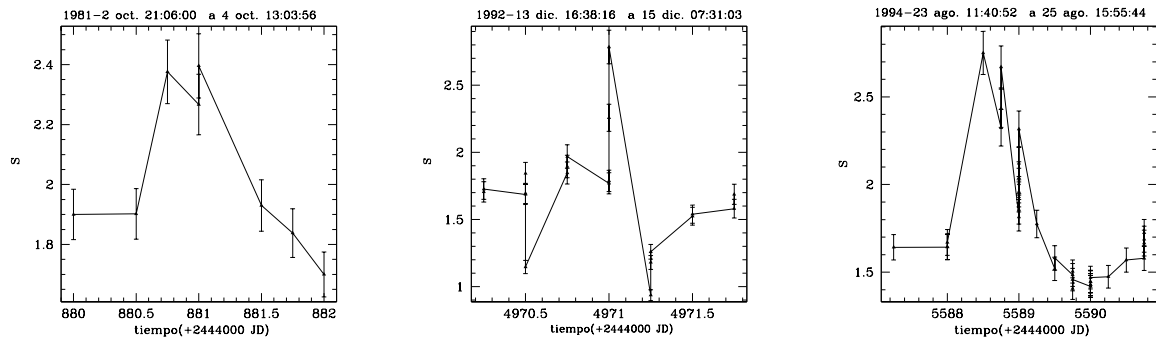


Figura 5.15: HD 22468. Índice de Mount Wilson a lo largo de las fulguraciones de 1981, 1992 y 1994.

Se han registrado muchas fulguraciones en HD 22468, de las cuales algunas fueron monitoreadas con el satélite IUE, por lo que muchos puntos de la Fig. 5.14 están asociados a estos eventos.

En particular, Linsky et al. (1989) observaron una fulguración el 3 de octubre de 1981, que liberó una energía de  $10^{32}$  ergios. Analizando el índice  $S$  derivado de los espectros IUE correspondientes a esta fulguración, obtuvimos una variación del 21 % en pocas horas. En Diciembre de 1992, Neff (1995) observó otra fulguración con IUE: en este caso el índice  $S$  derivado de estos espectros presentó una variación de un 50 % en media hora. Brown et al. (1994) también registraron una fulguración el 24 de agosto de 1994. Durante esta fecha, el índice de Mount Wilson presentó una variación del 60 % en seis horas. En la Fig. 5.15 graficamos el índice  $S$  a lo largo de estas tres fulguraciones.

Por otra parte, la actividad a largo plazo de HD 22468 ha sido estudiada intensamente a partir de una larga serie de observaciones fotométricas (Henry et al. 1995a, Lanza et al. 2006 y Berdyugina & Henry 2007). Recientemente, Berdyugina & Henry (2007) analizaron observaciones de HD 22468 en la banda  $V$  correspondientes al período 1975 - 2006. Reportaron un ciclo largo de actividad de 15 - 16 años de longitud que refleja una variación total del número de manchas, que se encontraría acoplado con la rotación diferencial de la estrella, y un ciclo más corto de  $\sim 5$  años que refleja la distribución simétrica de las áreas con manchas entre ambos hemisferios. Este ciclo está relacionado con el llamado fenómeno *flip-flop* de las manchas en estrellas RS CVn que describimos en la sección §3.3.1.

El ciclo flip-flop se evidencia debido a que el sistema HD 22468 tiene una inclinación<sup>(b)</sup> de  $33^\circ$  (Fekel, 1983), por lo que las observaciones corresponderían a sólo uno de los hemisferios. De esta manera, los mínimos y los máximos en  $V$  corresponden a los momentos en que las manchas se encuentran en el hemisferio visible y en el no visible, respectivamente. La migración de las áreas con manchas produce una alternancia entre ambas configuraciones, con un comportamiento cíclico de  $\sim 5$  años de período.

Por otra parte, existen evidencias de una fuerte correlación espacial entre las zonas de manchas en la fotosfera y de plagas en la cromósfera en HD 22468 (Rodono et al., 1987). Por lo tanto, es esperable que el mismo patrón de actividad encontrado en las manchas se presente en los registros de actividad de la Fig. 5.14.

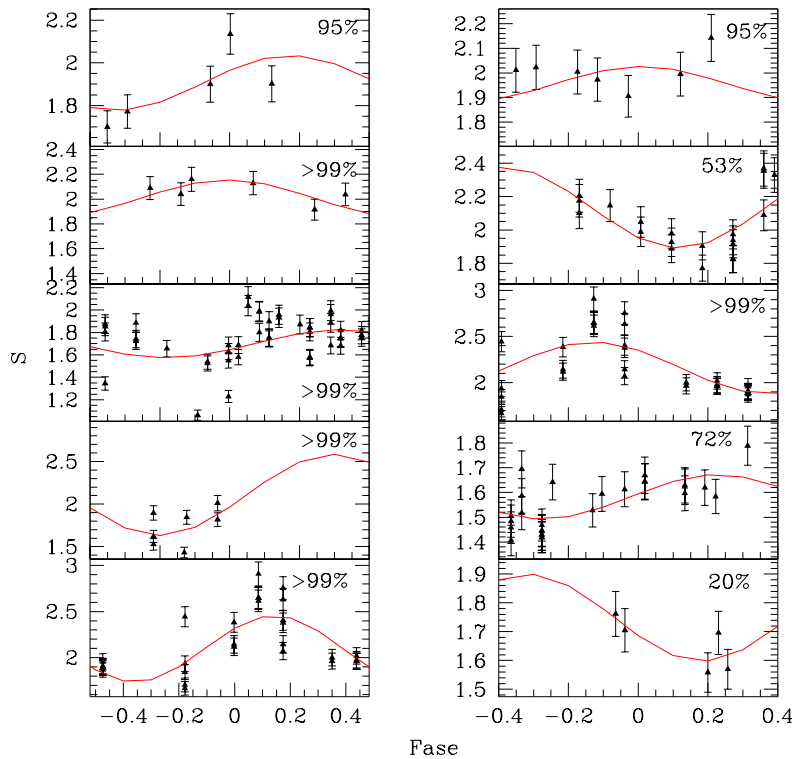


Figura 5.16: HD 22468. Curvas de luz obtenidas de las series de datos señaladas en la Fig. 5.14.  $S$  en función de la fase rotacional de la estrella cuyo período de rotación es de 2.837 días. Se indica sobre cada una de las curvas la función armónica que mejor ajusta los datos y el nivel de confianza del ajuste.

Para estudiar las variaciones a largo plazo del sistema HD 22468, en primer lugar, eliminamos los puntos de la la Fig. 5.14 asociados a las fulguraciones descritas anteriormente.

Para determinar si las plagas presentan un patrón de comportamiento similar al de las manchas, suponemos que la modulación en el índice  $S$  a lo largo de un período de rotación es producida por las plagas y que la amplitud de esta modulación sería un indicador del área cubierta por plagas del hemisferio visible de la estrella. Por lo tanto, analizamos la amplitud de la modulación sobre el índice de Mount Wilson a lo largo de un período de rotación en función del tiempo.

Con este fin, seleccionamos un conjunto de datos de la Fig. 5.14 de manera que tuvieran una

<sup>(b)</sup>El ángulo de inclinación es el ángulo entre la normal al plano de la órbita y la línea de visión.

apreciable cantidad de mediciones ( $>30$ ) en un intervalo de tiempo corto, que fuese menor a 10 días y mayor a un período de rotación. Indicamos con flechas en la Fig. 5.14 los conjuntos seleccionados.

Para cada uno de estos conjuntos de mediciones de  $S$  en función del tiempo  $t$ , obtuvimos el índice  $S$  en función de la fase orbital, realizando un cambio de variable  $\phi \rightarrow \frac{t}{T}$  donde  $T = 2.837$  días es el período de rotación del sistema. De esta manera, obtuvimos un total de 10 curvas de luz del índice  $S$  vs.  $\phi$  para el período 1981 - 1994, que incluyen un total de 208 puntos (ver Fig. 5.16).

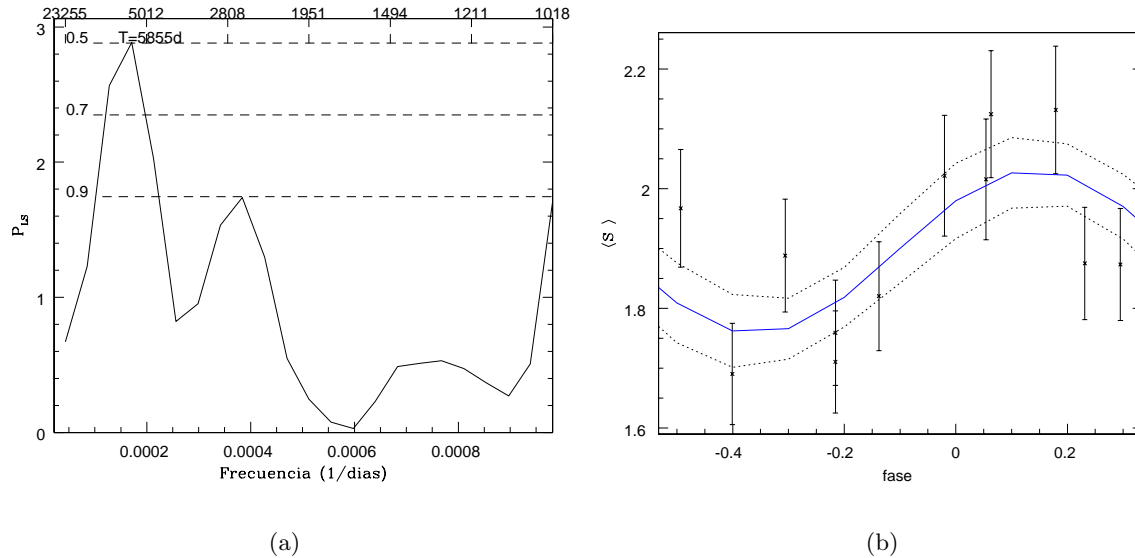


Figura 5.17: HD 22468. En la Fig. 5.17(a) se muestra el periodograma de Lomb-Scargle construido para los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de la Fig. 5.14. En el periodograma se indican también los niveles de FAP de 0.5, 0.7 y 0.9. En la Fig. 5.17(b) se muestran los valores medios  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo de período 5855 días, con un error en el índice  $\langle S \rangle$  del 5%. Se grafica también con línea llena la curva armónica que mejor ajusta los datos con un nivel de confianza del 70% y con línea punteada se indican los puntos que se apartan en  $\pm 3\sigma$  de esta curva.

Para obtener la amplitud de cada curva de luz, ajustamos cada serie de datos con una función armónica de período unitario del tipo:

$$a_0 + a_1 \cos(2\pi\phi) + a_2 \sin(2\pi\phi), \quad (5.12)$$

donde la amplitud de la curva y su error se calculan:

$$A = \sqrt{a_1^2 + a_2^2} \quad (5.13)$$

$$\sigma_A = A^{-1} [a_1^2 \sigma_{a_1}^2 + a_2^2 \sigma_{a_2}^2 + 2a_1 a_2 \text{cov}(a_1, a_2)]^{1/2} \quad (5.14)$$

$\sigma_{a_{1,2}}$  son las desviaciones standard de  $a_{1,2}$  y  $\text{cov}(a_1, a_2)$  es el término no diagonal de la matriz de covarianza de  $a_1$  y  $a_2$ .

Luego analizamos las amplitudes en función del tiempo (ver Díaz et al. 2007) con el periodograma de Lomb-Scargle, y obtuvimos que estas amplitudes presentan un comportamiento cíclico con un período de 1746 días ( $\sim 4.8$  años) con una FAP del 58%. Esta alta FAP se debe a que poseemos una baja cantidad de datos. Este período es consistente con los trabajos de Henry et al. (1995a), Lanza et al. (2006) y Berdyugina & Henry (2007).

Con el fin de analizar la actividad cromosférica media de HD 22468 a largo plazo, calcu-

lamos el periodograma de Lomb-Scargle de los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  correspondientes a los datos de la Fig. 5.14. En la Fig. 5.17(a) graficamos dicho periodograma, donde obtuvimos un ciclo de actividad con un período de 5855 días ( $\sim 16$  años) y una FAP de 48 %. Este resultado coincide también con el período obtenido a través de observaciones fotométricas. Como corroboración, graficamos los valores de  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo de actividad y ajustamos estos datos con una curva armónica (ver Fig. 5.17(b)), y obtuvimos un buen ajuste con un 70 % de nivel de confianza.

En resumen, nuestros datos confirman una actividad cromosférica cíclica producto de la rotación diferencial de la estrella con un período de  $\sim 16$  años y, además, la existencia de un ciclo flip-flop para las estructuras cromosféricas con un período de  $\sim 4.8$  años.

### HD 210334 - AR Lac

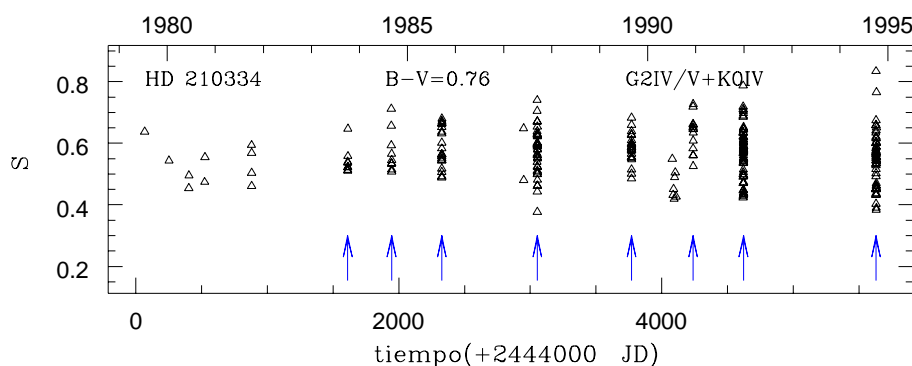


Figura 5.18: Índices de Mount Wilson de HD 210334. Símbolos como en la Fig. 5.2.

HD 210334 (AR Lac) es una estrella binaria eclipsante. Al igual que HD 22468, es un sistema de tipo RS CVn formado por una estrella K0IV y una G2IV/V que rotan sincrónicamente con un período de 1.983 días (Rodono et al., 1986). La componente K es la que domina la emisión UV.

En la Fig. 5.18 graficamos el índice de Mount Wilson derivado de los espectros IUE tomados entre 1978 y 1995. En la Tabla 5.1 se puede ver que la actividad media de esta estrella es  $\langle S \rangle = 0.558$  con una variación del 35 % en este período.

En los años con un importante número de datos se registraron variaciones a corto plazo en el índice  $S$  entre un 60 % y un 90 %, muchas de las cuales están asociadas con fulguraciones. Efectivamente, Walter et al. (1987) reportaron una fulguración el 5 de octubre de 1983, durante la cual el índice  $S$  presenta una variación del 22 % en 10 horas. Kövári & Pagano (2000) observaron otra fulguración el 4 de octubre de 1994. Durante este año, el índice  $S$  presentó una variación de 88 % (ver Tabla 5.1) en 4 días. En particular, durante la fulguración esta variación fue del 43 % en sólo una hora.

Lanza et al. (1998a) analizaron una serie de datos fotométricos tomados entre 1967 y 1992 y obtuvieron que la estrella K del sistema HD 210334 presenta un actividad cíclica con un período de 17 años.

Al igual que en el caso de HD 22468, Rodono et al. (1987) encontraron en HD 210334 evidencias de una fuerte correlación espacial entre las manchas en la fotosfera y las plagas en la cromósfera.

El patrón de un ciclo de actividad análogo al ciclo solar y un ciclo más corto de entre 1/3



y 1/2 del ciclo de actividad cromosférica son característicos de las estrellas RS CVns. Por lo tanto, no sería ilógico encontrar un patrón de dos ciclos en el índice  $S$  análogos a los que encontramos previamente en HD 22468, para la que repetimos los estudios realizados en esta estrella para analizar la actividad a largo plazo de HD 210334.

En primer lugar, eliminamos los puntos asociados a las fulguraciones mencionadas anteriormente y analizamos la variabilidad en las series de datos indicadas con flechas en la Fig. 5.18. Cada conjunto de datos fue elegido con el criterio de que tuviese más de 10 puntos tomados en un intervalo de tiempo menor a 10 días y mayor al período de rotación de la estrella ( $P_{rot} = 1.983$  días). En total obtuvimos 8 curvas de luz de  $S$  en función del tiempo con un total de 209 datos.

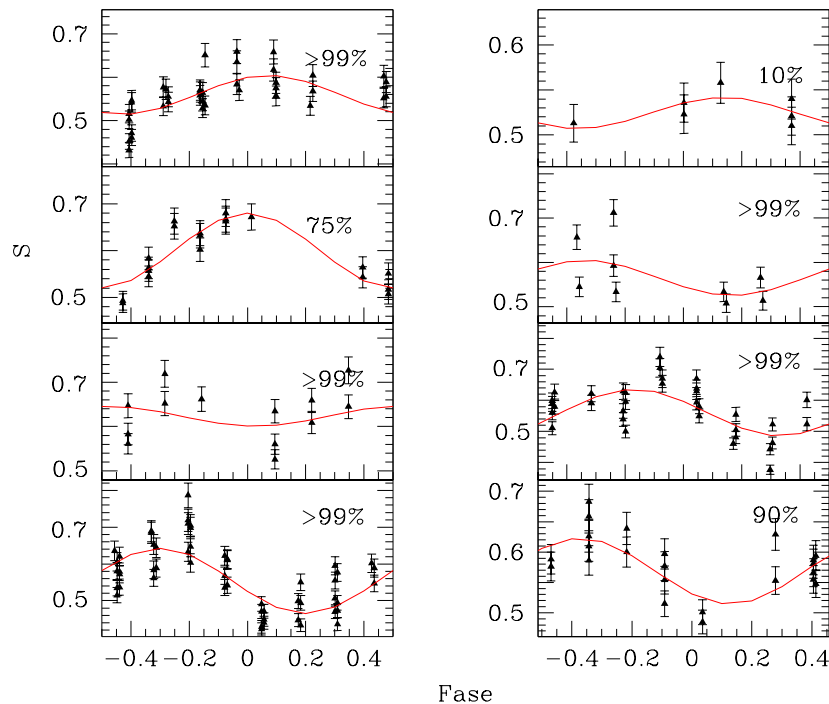


Figura 5.19: HD 210334. Curvas de luz fuera de eclipses, obtenidas de las series de datos señaladas en la Fig. 5.18 en función de la fase orbital de la estrella con período de rotación de 1.983 días. Se indica sobre cada una de las curvas, la función armónica que mejor ajusta los datos y el nivel de confianza del ajuste.

En la Fig. 5.19 graficamos las curvas de luz de  $S$  en función de la fase orbital, fuera de los eclipses, las que fueron ajustadas con una función armónica de período unitario. Analizamos la amplitud de cada curva en función del tiempo con el periodograma de Lomb-Scargle, aunque en este caso no obtuvimos un período significativo. Esto puede deberse a que este sistema tiene un ángulo de inclinación de  $87^\circ$  (Chambliss, 1976), por lo que estamos observando ambos hemisferios simultáneamente. De esta manera, no se visualiza un ciclo flip-flop como en el caso de HD 22468 donde observamos sólo un hemisferio de la estrella.

En segundo lugar, estudiamos la actividad media subyacente a las grandes variaciones de corto plazo. Para ello, analizamos los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de los registros de actividad de la Fig. 5.18 con el periodograma de Lomb-Scargle. En la Fig. 5.20(a) graficamos el periodograma obtenido, donde se observa que existe un comportamiento cíclico en la actividad media con un período de 6144 días ( $\sim 16.8$  años) y una FAP del 34%. En la Fig. 5.20(b) graficamos los puntos  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo de actividad y ajustamos estos datos con una curva armónica de período unitario, que tiene un nivel de confianza del 50%.

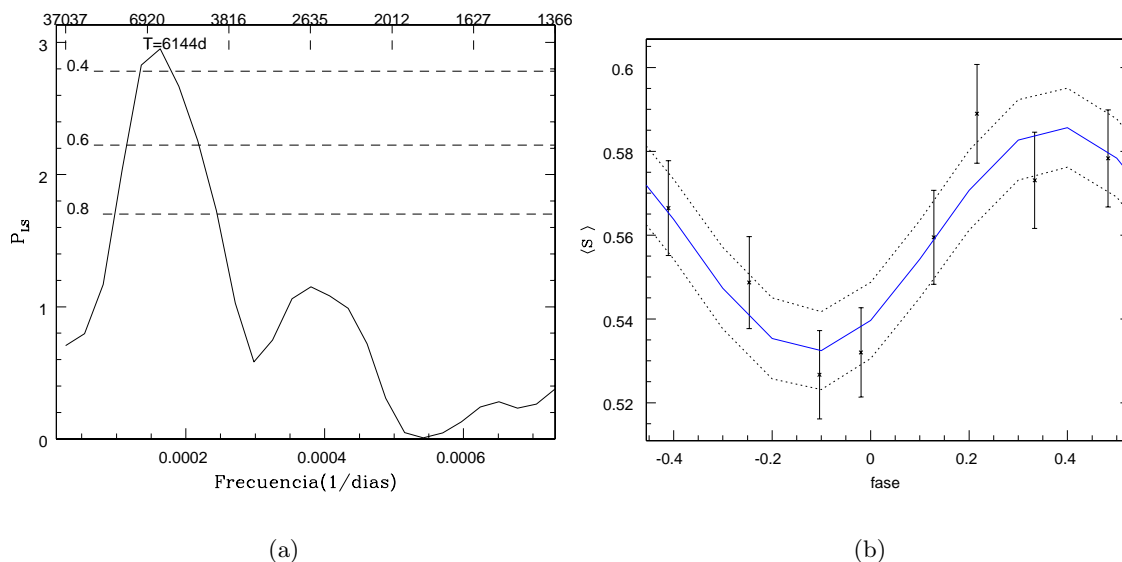


Figura 5.20: HD 210334-AR Lac. En la Fig. 5.20(a) se muestra el periodograma de Lomb-Scargle construido para los valores medios anuales  $\langle S \rangle$  de la Fig. 5.18. En el periodograma se indican también los niveles de FAP de 0.4, 0.6 y 0.8. En la Fig. 5.20(b) se muestran los valores medios  $\langle S \rangle$  en función de la fase del ciclo de período 6144 días, con un error en el índice  $\langle S \rangle$  del 4%. Se grafica también con línea llena la curva armónica que mejor ajusta los datos con un nivel de confianza del 50% y con línea punteada se indican los puntos que se apartan en  $\pm 3\sigma$  de la curva.

### 5.2.3. Estrellas simples dM

En esta sección analizamos el índice  $S$  para algunas estrellas M que tienen un importante número de observaciones IUE en baja resolución. Para ello, utilizamos la calibración obtenida en el capítulo anterior expresada en la Ec. 4.8. En algunos casos, pudimos complementar nuestros datos con el índice  $S$  derivado de los espectros de CASLEO.

#### AD Leo - Gl 388

AD Leo (Gl 388) es una estrella de tipo dM3.5 con  $m_V = 9.43$  que presenta frecuentes fulguraciones (*flare star*) (Pettersen et al., 1984). Se encuentra a sólo 5 pc del Sol, por lo que es una estrella muy brillante y posee un gran número de observaciones en distintas longitudes de onda. La vasta estadística que se posee de esta estrella ha sido dirigida principalmente al estudio de las fulguraciones estelares.

En la Fig. 5.21 presentamos el índice de Mount Wilson obtenido a partir de los espectros IUE de alta y de baja dispersión junto con los índices derivados de las observaciones de CASLEO. Observamos en esta figura que para observaciones IUE cuasisimultáneas realizadas en el año 1992 en baja y alta dispersión obtuvimos el mismo índice de Mount Wilson dentro del margen de error. Este resultado corrobora las calibraciones obtenidas para los espectros IUE en las Ec. 4.7 y Ec. 4.8.

Se observan también variaciones a corto plazo que pueden estar vinculadas con fulguraciones. En la Tabla 5.2 detallamos estas variaciones.

En 1985 se destaca un abrupto cambio en el índice  $S$  de 2.88 a 31.23, es decir de un 984%. Esta variación coincide con una gran fulguración registrada el 12 de Abril de 1985 que liberó  $10^{34}$  erg y duró más de 4 horas (Hawley & Pettersen, 1991). Las observaciones de

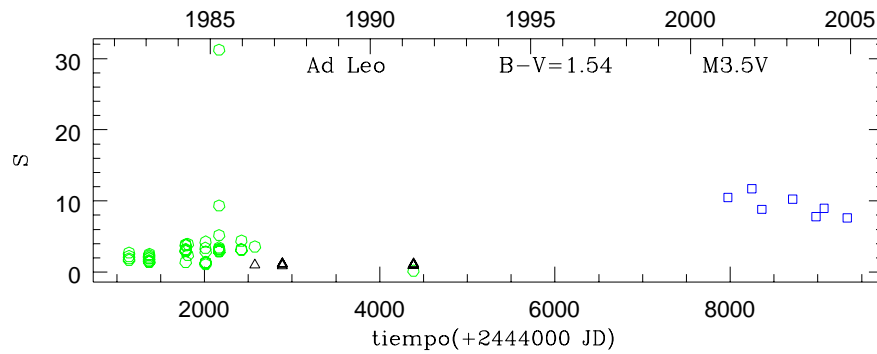


Figura 5.21: Índice de Mount Wilson para AD Leo. Los triángulos ( $\Delta$ ) representan los índices de Mount Wilson obtenidos de espectros IUE de alta resolución usando la calibración de la Ec. 4.7, los cuadrados ( $\square$ ) representan los valores de  $S$  derivados de los espectro de CASLEO con la calibración de Cincunegui et al. (2007) y los círculos ( $\circ$ ) indican los índices  $S$  obtenidos de los espectros IUE de baja resolución con la Ec. 4.8.

Año	$\langle S \rangle$	$S_{min}$	$S_{max}$
1982	2.13	1.69	2.70
1983	1.87	1.38	1.52
1984	3.05	1.41	3.93
	2.21	1.10	4.26
1985	3.99	2.33	31.56
	3.56	3.13	4.39
1986	1.06	0.87	1.16

Tabla 5.2.: Variaciones del índice  $S$  registradas en AD Leo con observaciones de IUE. En la primera columna indicamos el año de la observación, y en las columnas 2, 3 y 4 el índice medio anual  $\langle S \rangle$ , el mínimo  $S_{min}$  y máximo  $S_{max}$  alcanzado en ese año, respectivamente.

esta fulguración serán utilizadas en el Capítulo 7 de esta tesis. Por otra parte, las variaciones del índice  $S$  correspondientes al año 1982, fines de 1985 y 1986 son entre 30 y 60 %, por lo que pueden ser atribuidas a fulguraciones de moderada energía, mientras que en 1984, las variaciones en el índice de Mount Wilson superan el 100 %. Estos cambios pueden atribuirse a fulguraciones fuertes, aunque de menor energía que la de abril de 1985.

En la Fig. 5.21 observamos también un cambio en el nivel de actividad de la estrella. El índice medio anual registrado para el período 1982 - 1992 es  $\langle S \rangle = 2.878 \pm 0.013$ , mientras que entre el 2000 y el 2005 es de  $\langle S \rangle = 9.377 \pm 0.140$ .

Para analizar la actividad cromosférica a largo plazo, eliminamos los puntos asociados a fulguraciones correspondientes a los años 1984 y 1985, y analizamos con el periodograma de Lomb-Scragle los valores medios de la Fig. 5.21, aunque no obtuvimos un período significativo que evidencie una actividad cromosférica cíclica en AD Leo.

### HD 119850 - Gl 526

HD 119850 (Gl 526) es una estrella M2V que presenta fulguraciones. Wright et al. (2004) obtuvieron para esta estrella un índice de Mount Wilson medio  $\langle S \rangle = 0.787$  con un error del 13 % para el período 1997 - 2003.

En la Fig. 5.22 graficamos el índice de Mount Wilson obtenido a partir de los espectros IUE de baja resolución y de CASLEO. Si bien se posee una baja cantidad de datos, podemos observar que el índice  $S$  varía de  $S_{min} = 0.28$  a  $S_{max} = 1.08$ .

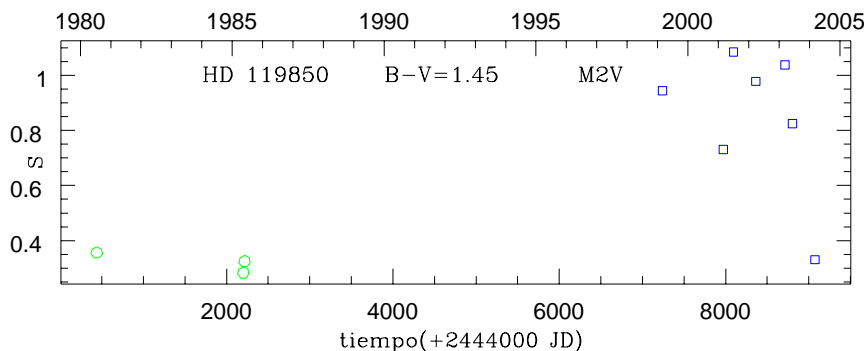


Figura 5.22: HD 119850. Símbolos indicados en la Fig. 5.21.

Para este conjunto de datos, correspondientes al período 1978 - 2005, obtuvimos un índice de Mount Wilson medio  $\langle S \rangle = 0.689 \pm 0.011$ , un 12 % menor que el obtenido por Wright et al. (2004). Teniendo en cuenta la alta variabilidad de la estrella y la poca cantidad de datos, esta diferencia entre ambos índices medios es satisfactoria dentro del margen de error.

### EV Lac - GJ 873

EV Lac (GJ 873) es una estrella de tipo dM3.5 que presenta frecuentes fulguraciones (*flare star*) con una magnitud  $m_V = 10.09$  y un período de rotación de 4 días. Al igual que AD Leo, se trata de una estrella ampliamente estudiada y observada por sus fulguraciones.

El análisis de EV Lac es interesante para el estudio del dínamo en estrellas puramente convectivas (Phan-Bao et al., 2006), ya que tiene una alta tasa de rotación y está en el límite en el que se consideran que las estrellas son puramente convectivas,.

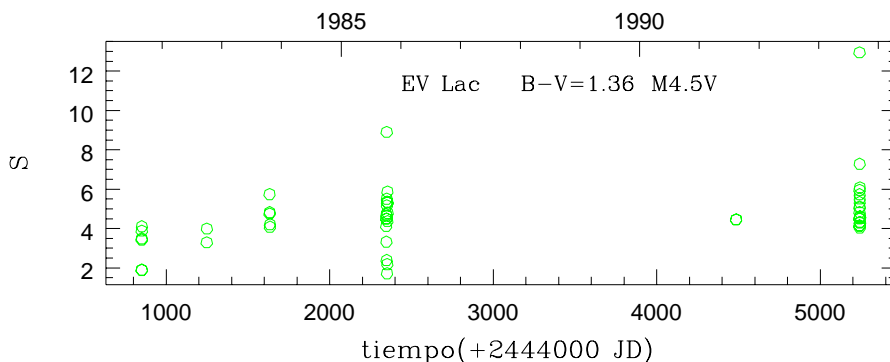


Figura 5.23: EV Lac. Símbolos indicados en la Fig. 5.21.

En la Fig. 5.23 graficamos el índice de Mount Wilson  $S$  obtenido a partir de los espectros IUE de baja resolución. Se observa que existen grandes y pequeñas variaciones a corto plazo. En la Tabla 5.3 detallamos las variaciones más apreciables del índice  $S$ .

En octubre de 1982 se observó una importante variación que fue reportada por Tsvetkov et al. (1983) como una fulguración. Por otra parte, Pomerance et al. (1995) observaron con IUE una fulguración grande seguida de pequeñas fulguraciones en Septiembre de 1993. Las variaciones del  $S$  durante ambas fulguraciones se indican en la Tabla 5.3.

Alekseev & Gershberg (1998) analizaron la actividad de esta estrella a largo plazo y hallaron un período de actividad de  $\sim 7.3$  años. Analizamos los valores medios de los datos

---

Año	$\langle S \rangle$	$S_{min}$	$S_{max}$
1982	3.64	3.29	4.59
1983	4.08	4.02	5.74
1985	4.59	1.71	5.88
1993	5.42	4.40	12.90

---

Tabla 5.3.: Variaciones del índice  $S$  registradas en EV Lac con observaciones de IUE. En la primera columna indicamos el año de la observación, en las columnas 2, 3 y 4 el índice medio anual  $\langle S \rangle$ , el mínimo  $S_{min}$  y máximo  $S_{max}$  alcanzado en ese año respectivamente.

expuestos en la Fig. 5.23 con el periodograma de Lomb-Scragle, aunque no pudimos detectar un período significativo en su actividad magnética.



---

## Capítulo 6

# Radiación UV en planetas extrasolares

---

<sup>(a)</sup> En 1995, Mayor & Queloz detectaron, por primera vez, un planeta extrasolar orbitando alrededor de una estrella de tipo solar. Desde entonces se ha avanzado teórica y técnicamente en el estudio de planetas extrasolares. En la actualidad, se conocen 207 sistemas planetarios fuera del sistema solar, de los cuales 25 son sistemas múltiples (Schneider, 2007). A lo largo de esta última década, los instrumentos utilizados en la detección de exoplanetas aumentaron ampliamente su resolución y se especula con la observación directa para los próximos años.

Como consecuencia de la detección de planetas extrasolares, se fortaleció el estudio de habitabilidad de planetas de tipo terrestre. En este capítulo describiremos un criterio de habitabilidad restringido por la radiación UV de la estrella central

### 6.1. Origen de la vida en la Tierra

La Tierra tiene 4.6 Gaños. Durante los primeros 500 millones de años es probable que su temperatura excediera los  $100^{\circ}$  C y que fuera bombardeada por meteoritos. Se piensa, entonces, que en esta etapa no existía agua líquida y que el entorno era muy hostil para el origen de la vida.

Como existen evidencias de vida en la Tierra de 3.8 Gaños atrás (Mojzsis et al., 1996), se supone que la vida en nuestro planeta se originó, o fue depositada desde el espacio, en un lapso de tiempo de unas centenas de millones de años hace alrededor de 4 Gaños.

Los mecanismos que iniciaron la vida en la Tierra se encuentran aún en discusión. Sin embargo, existen ciertas hipótesis autoconsistentes, que están de acuerdo con los indicios que se tienen de la vida primitiva.

Una hipótesis muy aceptada es que la síntesis de moléculas complejas, que constituyeron la base de los primeros organismos, se produjo en la Tierra Arcaica con una atmósfera reductora (sin oxígeno) y que estas reacciones fueron accionadas por una fuente de energía externa. En particular, muchos investigadores sostienen que la atmósfera de la Tierra Arcaica estaba compuesta por  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$  y  $\text{NH}_3$ . De las fuentes de energía que impactaban en la Tierra Arcaica, la más importante era la radiación UV solar, aunque también los relámpagos, la radioactividad, el calor de los impactos de los meteoritos y la energía térmica volcánica eran

---

<sup>(a)</sup> Este trabajo fue publicado en Buccino et al. (2006, *Icarus*, 183, 491-503).

significativos.

La hipótesis del origen endógeno de la vida está avalada por el experimento de Urey-Miller (Miller, 1953), en el que se sometió una mezcla de  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_4$  y  $\text{H}_2$  en un medio acuoso a una descarga eléctrica y se obtuvo una serie de moléculas orgánicas. En trabajos posteriores, Urey y Miller obtuvieron la formación de moléculas más complejas bajo las mismas condiciones. Posteriormente, otras investigaciones obtuvieron, también dentro de una atmósfera reductora, la formación de azúcares, adenina y citosina, que son algunos de las componentes estructurales del ADN (ver detalles en Orgel 1998).

Por otra parte, Kasting (1993) propuso que la atmósfera de la Tierra Arcaica no necesariamente era una atmósfera fuertemente reductora y, por lo tanto, en esas condiciones sería poco factible que las reacciones químicas que dieron origen a la vida se hayan producido en ella. A partir de cálculos teóricos, Chyba & Sagan (1992) encontraron que el material orgánico podría haber sido depositado en la Tierra Arcaica por el impacto de meteoritos, en particular de los llamados condritos que contienen carbono orgánico y aminoácidos (Cronin et al., 1988) y que en un entorno con una atmósfera levemente reductora el material orgánico exógeno haber sido una de las principales fuentes en los procesos de biogénesis. Sin embargo, no existen pruebas que sostengan esta hipótesis.

Muchos científicos creen que las fuentes hidrotermales submarinas pudieron haber engendrado las primeras formas de vida. Efectivamente, moléculas bioquímicas críticas han sido producidas a las altas presiones y temperaturas características de estos escenarios. Se demostró que, bajo condiciones prebiológicas, algunos de estos bloques bioquímicos pueden polimerizar dando lugar a la formación de moléculas complejas.

Las macromoléculas se formaron a partir de la autorganización de los monómeros sobre ciertas superficies expuestas. Estas superficies fueron en general de arcilla, piritas o vidrios basálticos y habrían proporcionado un ambiente estable y relativamente seco para la síntesis y acumulación de macromoléculas en películas orgánicas de las que podrían haber devenido estructuras autorreplicativas primitivas. De esta manera, la vida se fue re-organizando formando compuestos más eficientes. En primer lugar apareció el ARN y más tarde el ADN que se suele considerar característico de la vida evolucionada o compleja.

Enmarcaremos nuestro trabajo en la teoría más aceptada de que las moléculas orgánicas se formaron dentro del planeta con una atmósfera reductora y con una intensa fuente de energía externa.

## 6.2. Criterios de habitabilidad

El llamado *Principio de Mediocridad* propone que nuestro sistema planetario, la vida en la Tierra y las civilizaciones tecnológicas son un caso promedio dentro del Universo y que, dadas las mismas condiciones y el tiempo apropiado en un determinado planeta, la vida se desarrollará por las mismas reglas de selección que se conocen para la vida terrestre (von Hoerner 1961, 1973). Este principio es el núcleo de los programas de investigación que buscan vida en otros lugares del Universo desde 1950.

El concepto de zona de habitabilidad (HZ) fue introducido por Huang (1959, 1960) y luego extendido a la habitabilidad de sistemas complejos y vida inteligente por Dole (1964). Hart (1978, 1979) fue quien introdujo, por primera vez, como requisito de habitabilidad la presencia de agua líquida sobre la superficie del planeta. Para determinar la zona de habitabilidad, calculó la evolución de una hipotética atmósfera de tipo terrestre en una escala temporal



geológica para diferentes radios orbitales. Así obtuvo la HZ limitada por el efecto invernadero y la glaciación. Esta HZ era sorprendentemente angosta para estrellas de tipo G2 como el Sol, donde existen planetas claramente habitables como la Tierra.

El error en este modelo de atmósfera era que no contempló el efecto negativo producido por la retroalimentación entre el CO<sub>2</sub> presente en la atmósfera y la temperatura media global a través del ciclo de carbono-silicio descubierto por Walker et al. (1981). Teniendo en cuenta esta retroalimentación, Kasting et al. (1988) encontraron que el límite interno de la zona de habitabilidad era casi constante, mientras que el límite externo se extendía apreciablemente en comparación con el obtenido por Hart (1978).

A partir de un modelo de atmósfera radiativo-convectivo en una dimensión, Kasting et al. (1993) presentaron un cálculo preciso de la HZ para el sistema solar y para otras estrellas de la secuencia principal. La premisa básica para este cálculo fue considerar un hipotético planeta de tipo terrestre con una atmósfera compuesta por N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> y H<sub>2</sub>O y requerir que en la superficie del planeta el agua se encuentre en estado líquido. Esta zona de habitabilidad muchas veces es conocida como la *zona de agua líquida*, a la que llamaremos *LW-HZ* por su sigla en inglés (liquid water habitable zone).

Kasting et al. (1993) estudiaron la pérdida de agua vía fotólisis y por escape de hidrógeno, así como también la formación de nubes de CO<sub>2</sub> que enfriarían la superficie del planeta al incrementar su albedo y disminuir la tasa de transporte convectivo en la atmósfera planetaria. Por otro lado, también demostraron que la estabilidad climática sobre la superficie del hipotético planeta terrestre está garantizada por el ciclo silicio-carbono.

A lo largo de una serie de trabajos, Kasting y sus colaboradores obtuvieron los límites de la LW-HZ considerando diferentes fenómenos que pueden evaporar o condensar el agua.

Los procesos considerados para estimar el límite interno de la LW-HZ son:

- la evaporación del agua por el llamado efecto invernadero fugitivo,
- la pérdida de agua por el llamado efecto invernadero húmedo (Kasting, 1988)<sup>(b)</sup>,
- a partir de la comparación con las condiciones climáticas de Venus hace 1 Gaño.

Estas estimaciones del límite interno están entre 0.75 y 0.95 UA para nuestro sistema solar. Para estimar el límite externo de la LW-HZ, se consideraron:

- las características de Marte Arcaico (Kasting, 1991),
- el punto en el que, dada una concentración atmosférica CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O, ésta no es suficiente como para elevar la temperatura del planeta de 0° por efecto invernadero,
- el límite en el cual se produce la condensación de CO<sub>2</sub> y se producen nubes que incrementan el albedo planetario.

El límite externo de la LW-HZ estimado está entre 1.37 y 1.77 UA para el sistema solar.

La luminosidad de la estrella varía a lo largo de su vida. Este es un factor limitante para determinar la ubicación y el tamaño de la LW-HZ (Whitmire & Reynolds, 1996). Efectivamente, las zonas de habitabilidad tienden a migrar con el tiempo alejándose de la estrella a medida que ésta se vuelve más brillante. Se define como *zona de habitabilidad continua (CHZ)* a la región en el espacio donde un planeta permanece habitable por un tiempo determinado

---

<sup>(b)</sup>En el efecto invernadero fugitivo el agua que se encuentra sobre la superficie del planeta, se evapora. En el caso del efecto invernadero húmedo, toda el agua se presenta en la atmósfera en forma de vapor y se evapora hacia la estratósfera produciéndose la fotólisis del agua y el consecuente escape de hidrógeno.

$\tau_{hab}$ . Una estimación muy común de dicho tiempo es  $\tau_{hab} \sim 4$  Gaños, el tiempo que necesitó la Tierra para desarrollar vida inteligente. Mientras que Henry et al. (1995b) y Turnbull & Tarter (2003a) consideran  $\tau_{hab} \sim 3$  Gaños que es el tiempo que tardó en desarrollarse la vida compleja en nuestro planeta. Schopf (1993) usó  $\tau_{hab} \sim 1$  Gaño que es el tiempo que tardó en desarrollarse la vida microbial en la Tierra.

Recientemente, Turnbull & Tarter (2003a, 2003b), usaron la definición de la LW-HZ junto con otras variables estelares como la radiación en X, el nivel de actividad dado por el flujo de Ca II, el período de rotación, el tipo espectral, la cinemática y la metalicidad y construyeron un catálogo de estrellas cercanas que serían adecuadas para albergar sistemas planetarios donde se desarrollen la vida y las civilizaciones tecnológicas. Este extenso catálogo recibe el nombre de “HabCat”.

### 6.3. Zona de habitabilidad UV

La radiación UV emitida por una estrella puede ser también un factor limitante para la evolución biológica en un planeta extrasolar y para la subsecuente adaptación de los sistemas biológicos a estos habitats (Cockell, 1999).

En nuestro planeta la radiación UV tuvo un rol primordial en la configuración del entorno en el que se originó y desarrolló la vida primitiva. Guinan et al. (2003) mostraron que las intensas radiaciones en el lejano y cercano UV emitidas por el Sol Arcaico pudieron haber intervenido en el desarrollo y la evolución de la atmósfera primitiva. La radiación X y UV extrema emitidas por el Sol temprano pudieron haber producido un significativo calentamiento de la exósfera planetaria y de la atmósfera superior desencadenando procesos como el escape térmico (e.g. Luhmann & Bauer 1992), que pudo haber tenido consecuencias en el desarrollo de la vida en la Tierra y en Marte.

Por otra parte, se sabe que la radiación en el rango UVB (2800-3150 Å) y UVC (2000-2800 Å) es extremadamente dañina para el ser humano. Actualmente, la capa de ozono de la atmósfera terrestre logra filtrar estas longitudes de onda. Sin embargo, en la Tierra Arcaica esta protección no existía, por lo que la radiación UVB+UVC podría ser un factor limitante en la habitabilidad de un planeta donde existiese agua líquida.

Por otra parte, como señalamos en la sección §6.1, una fuente de energía externa fue necesaria en la síntesis de moléculas complejas a partir de moléculas inorgánicas. La teoría generalmente más aceptada es que la fuente de energía fue la intensa radiación UV solar que llegaba a la Tierra Arcaica (Toupance et al. 1977).

A continuación utilizaremos los aspectos biológicos positivos y negativos de la radiación UV para construir una nueva zona de habitabilidad UV-HZ, que restringirá en algunos casos la LW-HZ.

#### 6.3.1. Límite interno

El daño que produce la radiación UV suele medirse a través de la función conocida como *acción biológica del espectro*  $B(\lambda)$  (BAS, por la sigla en inglés de biological action spectra), que representa una medida relativa del daño en función de la longitud de onda. En nuestro trabajo, definimos la  $B(\lambda)$  como proporcional a la probabilidad de que un fotón de energía  $\frac{hc}{\lambda}$  disocie el ADN aislado.

La primera aproximación de la acción biológica del espectro fue obtenida por Setlow & Doyle (1954) (ver también ?). Cockell (1998) estimó la función  $B(\lambda)$  basándose en los estudios previos de Green & Miller (1975) y Lindberg & Horneck (1991). En la Fig. 6.1 graficamos la

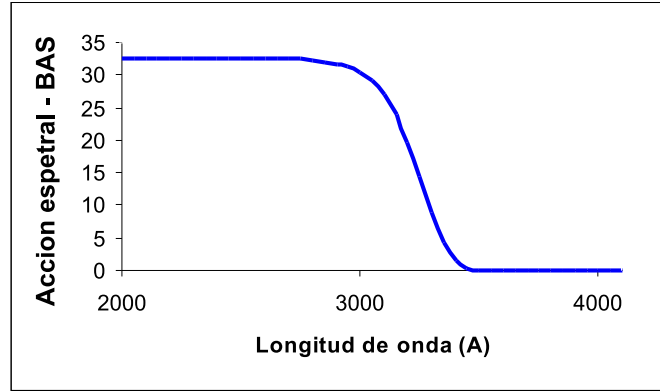


Figura 6.1: Acción del espectro para el ADN normalizado a 3000 Å obtenido por Cockell (1998).

función obtenida por Cockell.

Para nuestros cálculos, ajustamos la curva de la Fig. 6.1 con la siguiente expresión:

$$\log B(\lambda) \sim \frac{6.113}{1 + \exp\left(\frac{\lambda[\text{Å}] - 3109}{0.88}\right)} - 4.6. \quad (6.1)$$

Lindberg & Horneck (1991) demostraron que para longitudes de onda menores a 2300 Å la BAS y la absorción espectral del ADN divergen. Esto puede explicarse suponiendo que la radiación de energías a longitudes de onda menores a 2300 Å es filtrada por las capas celulares externas de la espora en cuyo centro se encuentra el ADN. Bajo estas condiciones, sólo una pequeña fracción de las longitudes de ondas más cortas alcanzarían el material genético.

Una medida del daño del ADN causado por un cierto número de fotones irradiados por una estrella de edad  $t$ , que alcanzan la parte superior de la atmósfera de un planeta a una distancia  $d$  (en UA), puede ser expresada como:

$$N_{ADN}^*(d) = \int_{2000 \text{ Å}}^{3150 \text{ Å}} B(\lambda) \frac{\lambda}{hc} \frac{F(\lambda, t)}{d^2} d\lambda, \quad (6.2)$$

donde  $F(\lambda, t)$  representa el flujo UV de la estrella a 1 UA,  $h$  es la constante de Planck y  $c$  es la velocidad de la luz.

Si  $N_{ADN}^*(d)$  es mayor que un cierto valor, sería muy difícil que la vida se desarrollase en la superficie del planeta. La cantidad máxima de daño que el ADN puede soportar en un planeta debe ser al menos tan grande como el que se recibió en la Tierra Arcaica (hace 3.8 Gaños), donde la vida sí pudo desarrollarse.

Dada la complejidad de los mecanismos de autorregulación de los sistemas biológicos, aplicamos el llamado *Principio de Mediocridad* y suponemos, en consecuencia, que el máximo número de fotones UV tolerables antes de la destrucción del ADN es el doble de la cantidad recibida en la parte superior de la atmósfera de la Tierra Arcaica, 3.8 Gaños atrás. Cabe destacar que, según los valores de  $\alpha$  estimados en la Tabla 6.1, con este límite estamos considerando la atenuación que puede producir una atmósfera similar a la de la Tierra Arcaica.

Por lo tanto, definimos el límite interno  $d_{in}$  de la zona de habitabilidad con la siguiente expresión:

$$N_{ADN}^*(d_{in}) = 2 \times N_{ADN}^{\odot}(1\text{AU})|_{t=t_{Arc}^{\odot}}, \quad (6.3)$$

donde  $N_{ADN}^{\odot}(1\text{AU})|_{t=t_{Arc}^{\odot}}$  se calcula con la Ec. 6.2, usando el flujo UV solar recibido por la

Tierra Arcaica, que suponemos igual al 75 % del flujo actual, como también se hizo en los trabajos de Kasting (1988) y Cockell (1998). En la sección §6.3.3 justificaremos mejor esta consideración.

Por otra parte, existen una serie de agentes naturales que pueden atenuar la radiación UV, en particular la atmósfera planetaria. Efectivamente, en la actualidad la radiación UVC y UVB se encuentran prácticamente filtradas en su totalidad por la capa de ozono.

Cada exoplaneta puede tener una determinada composición atmosférica, no necesariamente similar a la de la atmósfera terrestre, que puede atenuar la radiación incidente. Sin embargo, los métodos de detección no son los suficientemente precisos como para conocer la atmósfera de los planetas extrasolares en detalle. Sólo en algunos casos, se pudieron detectar algunos elementos químicos (Vidal-Madjar et al. 2004, Tinetti et al. 2007).

Usando el Principio de Mediocridad, se supone que un hipotético planeta de tipo terrestre tendrá una atmósfera similar a la de nuestro planeta y que ésta evolucionará análogamente. Por lo tanto, el atenuador principal de la radiación UV será el  $O_3$  que se produzca a partir de la fotólisis del  $O_2$ .

Segura et al. (2003) desarrollaron un modelo fotoquímico con acoplamiento radiativo-convectivo para planetas de tipo terrestre que orbitan alrededor de estrellas G2V, F2V y K2V, y estudiaron los niveles de radiación UV recibidos sobre la superficie del planeta considerando diferentes concentraciones de  $O_2$ .

A partir de estos resultados, para cada composición atmosférica estimamos un factor de atenuación  $\alpha$  como el cociente entre la radiación UVB+UVC recibida sobre la superficie del planeta y la correspondiente al caso en el que la concentración de  $O_2$  es casi nula. En la Tabla 6.1 indicamos los valores de  $\alpha$  obtenidos.

Niveles de $O_2$	Coeficiente $\alpha$		
	Sol	K2V	F2V
$\sim 0$	1	1	1
$10^{-5}$ PAL	0.84	0.84	0.74
$10^{-4}$ PAL	0.74	0.74	0.64
$10^{-3}$ PAL	0.36	0.52	0.13
$10^{-2}$ PAL	0.15	0.25	0.03
$10^{-1}$ PAL	0.07	0.14	0.01
1 PAL	0.06	0.10	0.01

Tabla 6.1.: Coeficiente  $\alpha$  para diferentes niveles de concentración de oxígeno en la atmósfera de un planeta de tipo terrestre que orbita alrededor del Sol y de estrellas K2V y F2V. La sigla PAL (present atmospheric level) se refiere a las concentraciones de  $O_2$  en la atmósfera de la Tierra Presente.

Se estima que la concentración de oxígeno de la Tierra Arcaica fue de  $10^{-5}$  veces los valores actuales de la atmósfera terrestre y se presume que la atmósfera se oxigenó a partir de los procesos de fotosíntesis hace aproximadamente 2 Gaños. En esta etapa la concentración de  $O_2$  en la atmósfera pasó de  $10^{-5}$  a  $10^{-2}$  PAL.

Usando el Principio de Mediocridad, suponemos que la vida surgirá y se desarrollará en un hipotético planeta de tipo terrestre en condiciones similares a la de la Tierra Arcaica, es decir con una atmósfera con  $10^{-5}$  PAL de oxígeno. Según los coeficientes listados en la Tabla 6.1, para un planeta que orbita alrededor de una estrella K la atenuación está dada por  $\alpha = 0.84$  y alrededor de una estrella F o G,  $\alpha = 0.74$ . Por lo tanto, observamos que el

factor de mediocridad incluido *ad hoc* en la Ec. 6.3 contempla la atenuación atmosférica que pudiese sufrir la radiación UV dañina emitida por una estrella de tipo solar cuando incide en un planeta de tipo Tierra Arcaica.

### 6.3.2. Límite externo

La radiación UV pudo haber jugado también un rol positivo en el origen de la vida en la Tierra. Toupance et al. (1977) usaron modelos de atmósfera reductora para la Tierra Arcaica y mostraron que la radiación UV podría haber contribuido ampliamente a la síntesis de HCN en entornos ricos en  $\text{CH}_4\text{-NH}_3$  y, subsecuentemente, a la síntesis de muchos compuestos derivados del HCN.

Por otro lado, el hidrógeno molecular puede haber sido generado por la radiación en el cercano UV sobre hidróxido ferroso acuoso a un pH 6-8. La presencia de hierro en rocas arcaicas son evidencia de que la foto-oxidación del Fe ocurrió en la Tierra hace  $\sim 3.8$  Gaños (Braterman & Cairns-Smith, 1987).

Chyba & McDonald (1995) describieron un posible mecanismo no-atmosférico por el cual la fotólisis ultravioleta pudo haber actuado como fuente de energía de la química orgánica prebiótica. Por otra parte, Chyba & Sagan (1997) y Ehrenfreund et al. (2002) propusieron que la mayor tasa de producción orgánica en la Tierra 4 Gaños atrás se debió a la fotólisis UV.

Recientemente, Tian et al. (2005) propusieron un nuevo modelo atmosférico para la Tierra Arcaica como una atmósfera rica en  $\text{CO}_2$  y no en  $\text{CH}_4$ , pero con un 30 % de  $\text{H}_2$ . En este modelo, la producción de moléculas orgánicas a través de descargas eléctricas o de radiación UV recobraría importancia respecto a las teorías donde se sostiene que las moléculas orgánicas fueron depositadas por meteoritos o cometas del espacio exterior. El “caldo” orgánico compuesto por los océanos y sus riveras en la Tierra Arcaica podrían haber constituido sitios favorables para el origen de la vida, precedida por la formación de moléculas orgánicas.

Mulkiđjanian et al. (2003) presentaron otra evidencia de la importancia de la radiación UV en los procesos de biogénesis. Simularon la formación de los primeros oligonucleótidos bajo la iluminación continua de radiación UV y confirmaron que ésta podría haber cumplido un rol como factor de selección, llevando a un enriquecimiento relativo de sistemas con polímeros azúcar-fosfato que llevan bases nitrogenadas como protección frente a la radiación UV.

En consecuencia, podemos suponer que un mínimo de fotones ultravioletas son necesarios como fuente de energía en la síntesis de moléculas complejas. El número *total* de fotones UV recibidos por un planeta a una distancia  $d$  puede calcularse según la siguiente expresión:

$$N_{UV}^*(d) = \int_{2000 \text{ \AA}}^{3150 \text{ \AA}} \frac{\lambda}{hc} \frac{F(\lambda, t)}{d^2} d\lambda. \quad (6.4)$$

Basándonos nuevamente en el “Principio de Mediocridad”, proponemos como criterio de habitabilidad que un planeta reciba al menos la mitad de radiación UV recibida en la Tierra Arcaica  $N_{UV}^\odot(1\text{AU})|_{t=t_{Arc}^\odot}$  y, de esta manera, ajustamos el límite externo  $d_{ext}$  con esta restricción:

$$N_{UV}^*(d_{ext}) = 0.5 \times N_{UV}^\odot(1\text{AU})|_{t=t_{Arc}^\odot}. \quad (6.5)$$

El factor de mediocridad produce que la UV-HZ tenga una extensión de 0.71 a 1.90 UA alrededor del Sol. Esta zona es más amplia que la propuesta por Kasting et al. (1993), ya que los límites de la región de agua líquida en el caso menos restrictivo se extienden entre 0.75 y 1.77 UA en el sistema solar.

### 6.3.3. Evolución de la zona de habitabilidad UV

Debemos desatacar que los límites de las zonas de habitabilidad no necesariamente se mantienen constantes en el tiempo, ya que dependen fuertemente de los cambios que tienen lugar en la radiación de la estrella.

En el rango UV, específicamente, la radiación puede presentar cambios notables relacionados con la actividad de la estrella. Estas variaciones, como se muestra en el Capítulo 5 pueden durar desde horas a décadas. En particular, los cambios a corto plazo debidos a fulguraciones pueden repercutir en los límites de la UV-HZ, en especial en el caso de las estrellas más tardías. En el capítulo 7, trataremos la influencia biológica de las fulguraciones en ese tipo de estrellas.

Analizando espectros UV de análogos solares, Dorren & Guinan (1994) y Ribas et al. (2005) concluyeron que el Sol Arcaico emitía en proporción una radiación UV más alta que la visible. En particular, el flujo UV por debajo de los 2000 Å era mayor que la radiación actual en un factor 10. Sin embargo, que para longitudes de onda mayores a 2000 Å, donde la contribución fotosférica domina sobre la cromosférica, Ribas et al. (2005) obtuvieron que la radiación de estrellas jóvenes de tipo solar es un 10-30% más baja que la del Sol Presente en este mismo rango. Por lo tanto, se puede estimar que la radiación en el UV cercano del Sol Arcaico respecto al Sol Presente es proporcional a la radiación emitida en el visible, cuya evolución se puede describir con el *modelo Standard del Sol*. De esta manera, para analizar la evolución de la radiación UVB y UVC de estrellas de tipo solar, se puede aplicar este modelo, que, sin embargo, no sería adecuado para describir la evolución de la radiación en longitudes de onda menores.

En el modelo standard del Sol, Gough (1981) propone que la evolución de la luminosidad solar a lo largo de la secuencia principal puede aproximarse por la siguiente expresión:

$$L_{\odot}(t) = \gamma(t)L_{\odot}^{pres} \text{ donde } \gamma(t) = [1 + \frac{2}{5}(1 - \frac{t}{t_{\odot}})]^{-1} \text{ para } t \leq t_{\odot}, \quad (6.6)$$

donde  $t_{\odot}$  es la edad actual del Sol ( $t_{\odot} \sim 4.6$  Gaños) y  $L_{\odot}^{pres} = L_{\odot}(t = t_{\odot})$  es la luminosidad del Sol Presente. En la Fig. 6.2, se muestra con línea punteada la curva de la Ec. 6.6.

Por otra parte, Turck-Chieze et al. (1988), basándose en el modelo standard del Sol, obtuvieron numéricamente la luminosidad del Sol evolucionado ( $t \geq t_{\odot}$ ) para ciertas edades dentro de la secuencia principal. Ajustando estos datos, obtuvimos una expresión analítica para la luminosidad solar en función del tiempo:

$$L_{\odot}^{fut}(t) = \gamma(t)L_{\odot}^{pres} \text{ donde } \gamma(t) = [5.59 \text{ Gaños}^{\frac{1}{t}} - 1.39 + 0.26 \text{ Gaños}^{-1}t] \text{ para } t \geq t_{\odot}. \quad (6.7)$$

En la Fig. 6.2, se indican con cruces los datos obtenidos por Turck-Chieze et al. (1988) y con línea llena la curva de la Ec. 6.7.

Una dificultad que se presenta para estudiar la evolución de la luminosidad de las estrellas es que sus edades no puedan determinarse con alta precisión. Las estrellas que estudiamos son enanas de tipo espectral F, G y K, que evolucionan o evolucionaron de la misma manera que el Sol. Como una buena aproximación, se sabe que las estrellas F permanecen 6 Gaños en la secuencia principal, que las de tipo G permanecen cerca de 13 Gaños y las de tipo K, 30 Gaños (Silk, 1989).

Por otra parte, dado que en el cálculo de la UV-HZ interviene la radiación UV en el rango 2000-3150 Å y que el modelo standard del Sol describe satisfactoriamente la evolución de la radiación solar en el cercano UV, aplicamos las Ec. 6.6 y Ec. 6.7 para obtener una expresión que permita calcular la evolución de los límites de la UV-HZ para el período en que la estrella central esté en la secuencia principal.

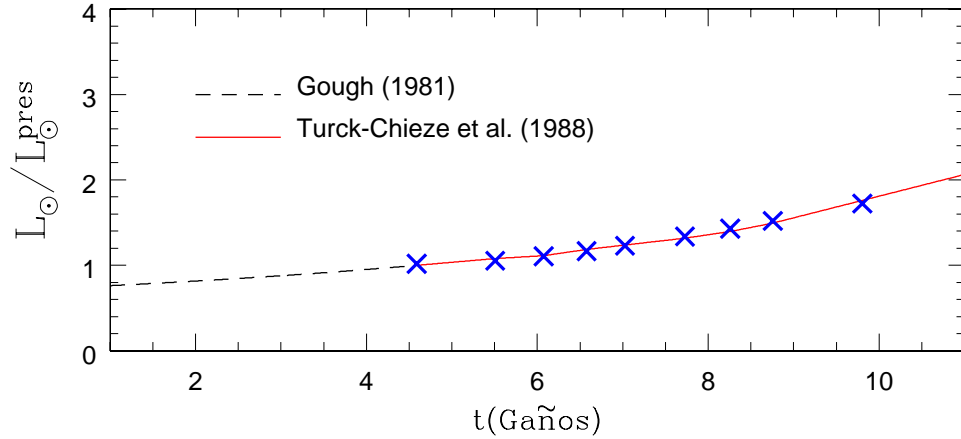


Figura 6.2: Evolución temporal de la luminosidad solar normalizada respecto a la luminosidad presente. La línea punteada representa el modelo de Gough (1981), las cruces los valores listados por Turck-Chieze et al. (1988) y la línea llena el ajuste a estos valores cuya expresión se muestra en la Ec. 6.7.

La evolución del límite externo  $d_{ext}$  e interno  $d_{in}$  de la UV-HZ se pueden calcular con las siguientes expresiones:

$$d_{ext}(t) = \sqrt{2\gamma(t) \frac{N_{UV}^*(t = t_{\odot})}{N_{UV}^{\odot}(t_{\odot}^{Arc})}} \quad (6.8)$$

$$d_{in}(t) = \sqrt{\frac{\gamma(t)}{2} \frac{N_{ADN}^*(t = t_{\odot})}{N_{ADN}^{\odot}(t_{\odot}^{Arc})}} \quad (6.9)$$

Análogamente a estas transformaciones, se puede estimar evolución de la zona de habitabilidad de agua líquida (LW-HZ).

## 6.4. UV-HZ en estrellas de tipo solar

Hasta agosto del 2005, se habían descubierto 157 planetas extrasolares en 138 sistemas planetarios, 14 de los cuales son sistemas múltiples. De este conjunto sólo 23 estrellas, que albergan 32 planetas, fueron observadas por el satélite IUE. Las características generales del satélite y sus espectros pueden encontrarse en el capítulo 4.

Utilizando las observaciones IUE, analizamos el impacto biológico de la radiación UV de la estrella central para cada uno de los sistemas planetarios. Excluimos de este estudio a HD 150706 y HD 99492, porque sus espectros tienen una baja relación señal-ruido. En la Tabla 6.2 señalamos las características del conjunto de estrellas estudiadas.

De este conjunto sólo algunas son estrellas de tipo solar que permanecerán en la secuencia principal durante al menos 3 Gaños, que es una estimación del tiempo necesario para que se desarrolle la vida compleja. Turnbull & Tarter (2003a) utilizaron el código numérico TYCHO de evolución estelar (Young et al., 2001) y, a partir del mismo, obtuvieron el rango de masas que debe tener una estrella para permanecer al menos 3 Gaños en la secuencia principal. A partir de los valores obtenidos, Turnbull & Tarter (2003a) determinaron ciertas restricciones

Estrella	Tipo y clase espectral	$m_v$	Paralaje (mas)	Edad <sup>1</sup> (Años)	Edad <sup>2</sup> (Años)	Edad <sup>3</sup> (Años)	Edad <sup>4</sup> (Años)	HIP	Otros Nombre
Secuencia principal									
Sol Arcaico	G2V	-26.8	8749	1.0					
Sol Presente	G2V	-26.8	8749	4.6					
HD 3651	K0V	5.9	90.0	15.1	5.9		17.0	3093	
HD 9826	F8V	4.1	74.3	4.3	6.3	2.88	3.3	7513	$\nu$ And
HD 19994	F8V	5.1	44.7	3.9	3.5		4.7	14954	
HD 22049	K2V	3.7	310.8		0.9			16537	$\epsilon$ Eri
HD 75732	G8V	5.9	79.8	13.4	6.46			43587	55 CnC
HD 89744	F7V	5.7	25.7	2.8	4.5		2.2	50786	
HD 95128	G1V	5.0	71.0	7.1	7.0	6.3	8.7	53721	47 UMa
HD 114762	F9V	7.3	24.7	7.1			11.8	64426	
HD 117176	G5V	4.9	55.2	4.8	5.4	7.6	7.4	65721	70 Vir
HD 143761	G0Va	5.4	57.4	6.6	7.2		12.1	78459	$\rho$ CrB
HD 145675	K0V	8.8	7.1	12.2	6.9			79248	14 Her
HD 147513	G5V	5.4	77.7	9.8			8.5	80337	
HD 160691	G3IV-V	5.2	65.5	6.6		6.2		86796	$\mu$ Ara
HD 186427	G3V	6.2	46.7	8.4	7.4		9.9	96901	16 Cyg B
Subgigantes									
HD 27442	K2IVa	4.4	54.8	2.8				19921	$\epsilon$ Ret
HD 120136	F6IV	4.5	64.1	4.5	4.2		2.4	67275	$\tau$ Boo
HD 216437	G2.5IV	6.0	37.7	5.6			8.7	113137	$\rho$ Ind
HD 217014	G2.5IVa	5.5	65.1	8.0	5.7	5.1	9.2	113357	51 Peg
HD 222404	K1IV	3.2	72.5	2.0				116727	$\gamma$ Cep
Gigantes									
HD 137759	K2III	3.3	31.9					75458	
HD 219449	K0III	4.2	21.9					114855	91 Aqr

Tabla 6.2.: Estrellas planetarias con observaciones IUE. Las edades de las estrellas fueron obtenidas: (1) con la luminosidad estelar (Lang, 1980), (2) con la actividad cromosférica (Henry et al. 1996, Donahue 1993), (3) del trabajo de Lachaume et al. (1999) y (4) del catálogo disponible en Nordstrom et al. (2004)

en el color y la magnitud de las estrellas que podrían tener planetas habitables. En la Fig. 6.3 se grafican estos límites sobre el diagrama HR junto con nuestras estrellas de estudio (Tabla 6.2).

Notamos en la Fig. 6.3 que las gigantes HD 219449 e HIP 75458 y las subgigantes HD 27442 y  $\gamma$  Cephei están por encima de la curva  $M_V = -10[(B - V) - 1.4]^2 + 6.5$ . Por lo tanto, excluimos estas estrellas de nuestro estudio. Cabe destacar que si bien  $\tau$  Boo,  $\rho$  Ind y 51 Peg son estrellas subgigantes, sus posiciones en el diagrama HR las incluye dentro del criterio de habitabilidad de Turnbull y Tarter, ya que se estima que su luminosidad tiene una evolución similar a la solar.

Un parámetro importante en el análisis de habitabilidad es la edad de la estrella. Sin embargo, es una cantidad difícil de determinar con exactitud. En la Tabla 6.2 listamos diferentes estimaciones de las edades de las estrellas estudiadas. En la columna 3 indicamos las edades obtenidas a partir de la luminosidad con el modelo Standard de evolución estelar (Lang, 1980). Para aquellas estrellas en las que Henry et al. (1996) determinaron su nivel de actividad con el indicador  $R'_{HK}$  (ver Ec. 3.17), obtuvimos una estimación de sus edades con las relaciones obtenidas por Donahue (1993) (columna 4). En las columnas 5 y 6 detallamos las edades calculadas con isocronas por Lachaume et al. (1999) y Nordstrom et al. (2004). Las grandes discrepancias entre las diferentes estimaciones son importantes fuentes de incerteza para determinar la estabilidad ambiental de cada exoplaneta durante su  $\tau_{hab}$ .

Para el conjunto de estrellas de la Tabla 6.2 que está dentro de los límites sugeridos por



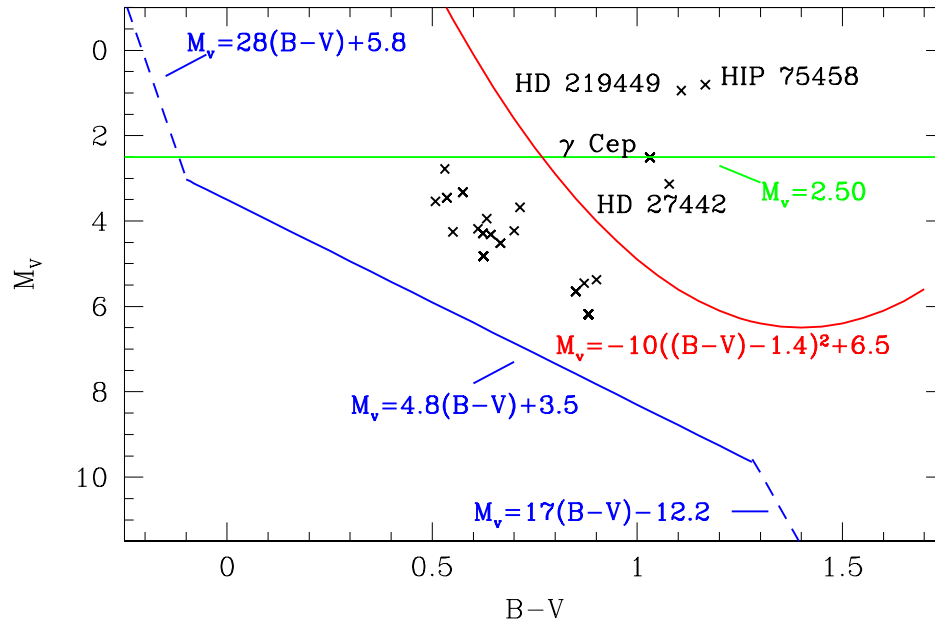


Figura 6.3: Diagrama HR de las estrellas de la Tabla 6.2 con las restricciones de Turnbull & Tarter (2003a) que agrupan las estrellas que permanecen en la secuencia principal durante al menos 3 Gaños. Señalamos sólo aquellas que serán eliminadas de nuestro estudio por no evolucionar de manera similar al Sol.

Turnbull y Tarter en el diagrama HR (Fig. 6.3), calculamos la UV-HZ de acuerdo a los criterios detallados en la sección §6.3.

También obtuvimos la LW-HZ considerando los criterios *intermedios* de Kasting (1996). Es decir, consideramos las condiciones que corresponden a una LW-HZ alrededor del Sol entre 0.84 y 1.67 UA. Para obtener la LW-HZ de nuestras estrellas de estudio, calculamos el flujo bolométrico a partir de la magnitud visual  $m_V$  obtenida del catálogo de Hipparcos y Tycho (Perryman et al. 1997, Hoeg et al. 1997) y la corrección bolométrica  $BC$  obtenida de Johnson (1966). La distancia estrella-Tierra fue determinada con el paralaje medido por el satélite Hipparcos.

Con estos datos calculamos los límites interno y externo de la LW-HZ para cada estrella como la distancia en la que el flujo bolométrico estelar sería igual al del Sol a 0.84 y a 1.67 UA.

En la Fig. 6.4 graficamos las UV-HZ y las LW-HZ para cada sistema planetario. La evolución de los límites de las zonas de habitabilidad se obtuvo a partir del modelo Standard del Sol descrito en la sección §6.3.3. En estas figuras se indica con un triángulo la posición del planeta respecto a la estrella. La posición del triángulo en el eje de abscisas coincide estimativamente con la edad de la estrella.

Se observa que, en la mayoría de los casos, las UV-HZ están más cerca de las estrellas que las zonas de habitabilidad de agua líquida, ya que se tratan de estrellas más rojas que el Sol. En estos casos, la radiación UV dentro de la LW-HZ sería insuficiente como para actuar como fuente de fotólisis y, así, intervenir en la formación de las macromoléculas necesarias para la vida. Sin embargo, en estos casos, el surgimiento de la vida, si bien sería menos probable, no sería imposible, ya que otros mecanismos podrían iniciar estos procesos.

Para evaluar nuestros criterios calculamos la UV-HZ en el sistema solar. En particular, si las condiciones atmosféricas de atenuación del Venus Arcaico fueron similares a la de la Tierra Arcaica, entonces su proximidad al Sol determinó que la radiación UV haya sido 1.90 veces

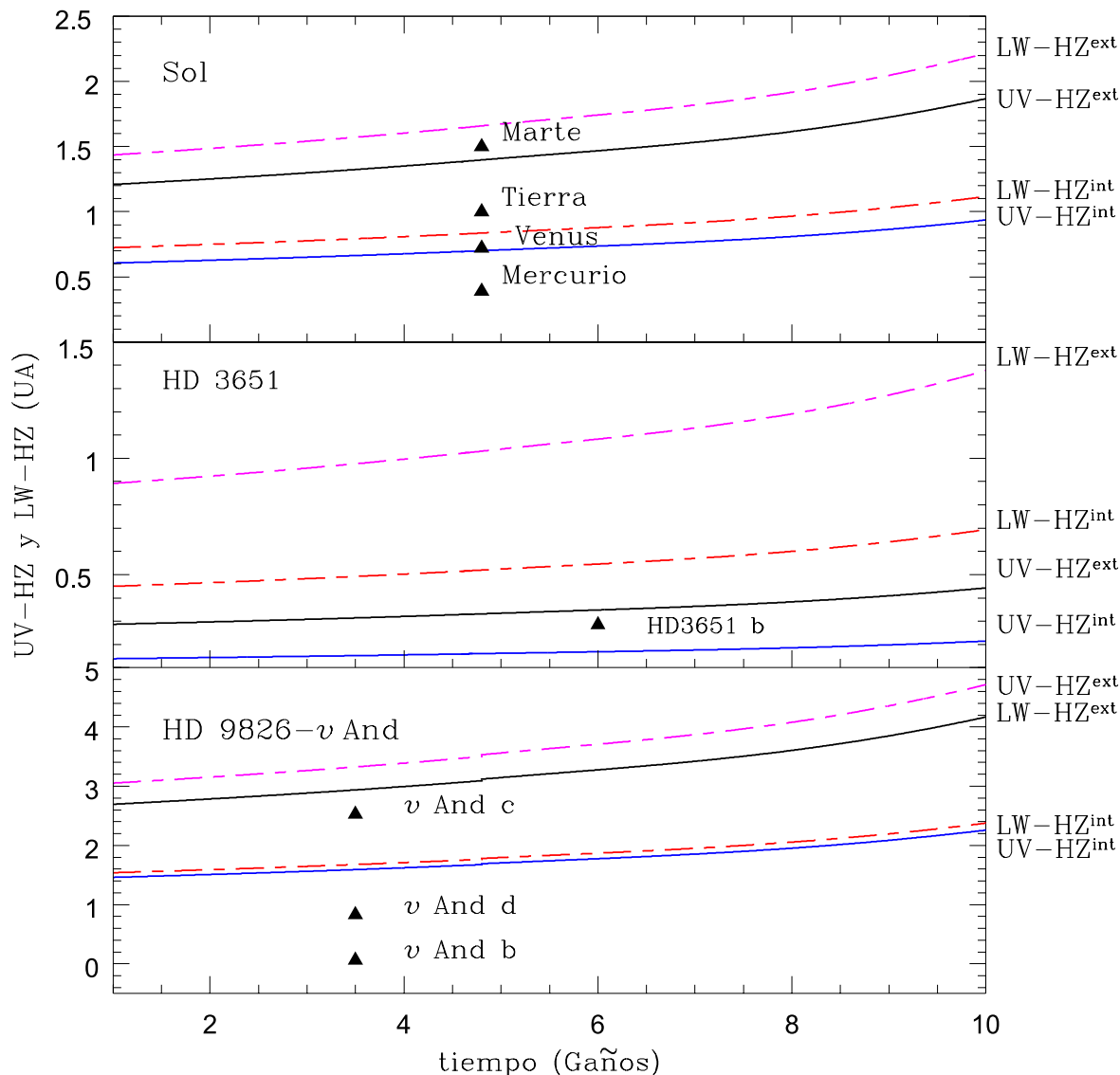


Figura 6.4: UV-HZ y LW-HZ alrededor de estrellas con planetas dF a dK observadas por IUE. La línea troncada representa los límites de la LW-HZ definida por Kasting et al. (1993) y la línea llena la región UV-HZ según los criterios expuestos en la sección §6.3. La posición de los triángulos en el eje de ordenadas indica la órbita del exoplaneta (Schneider, 2006) y su posición en el eje de abscisas coincide con la edad estimada de la estrella.

más alta que la recibida en la Tierra. Sin embargo, Cockell (2000) concluyó que la superficie de Venus Arcaico no fue un escenario hostil para la vida según la radiación UV que recibía, sino que la falta de agua pudo haber sido el principal limitante biológico. Nuestros resultados coinciden plenamente con estas afirmaciones.

Por otro lado, Marte recibe 0.43 veces la radiación que recibe la Tierra. La ausencia de una capa de ozono marciana implica que una porción significativa del espectro UV alcanza la superficie del planeta sin ser atenuada. Cockell et al. (2000) mostraron que los niveles de radiación UV que sufre este planeta son del mismo orden de magnitud que la radiación recibida en la Tierra Arcaica. En la Fig. 6.4 se puede ver que esta observación se cumple para los niveles de radiación UV perjudiciales para el desarrollo de la vida compleja.

Underwood et al. (2003) simularon la evolución de la luminosidad y la temperatura efectiva

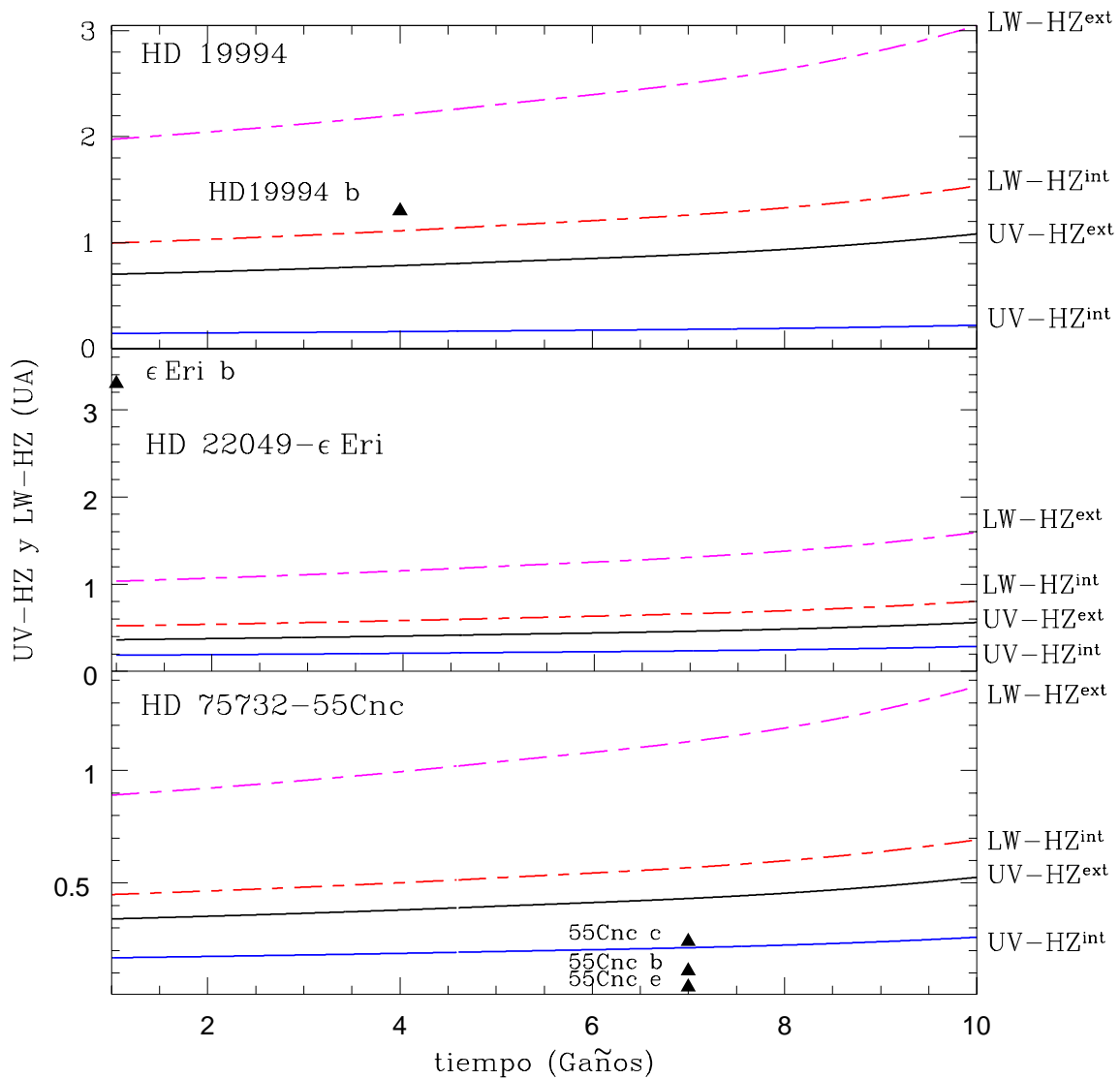


Figura 6.4: Cont.

para algunas estrellas de la secuencia principal con masas entre  $0.5$  y  $1.5 M_{\odot}$  y calcularon la zona de habitabilidad de Kasting et al. (1993). Corroboramos que las LW-HZ graficadas en la Fig. 6.4 coinciden, dentro el margen de error, con las calculadas por estos autores, lo que corrobora el uso del modelo Standard del Sol para analizar la evolución de la luminosidad en estrellas de tipo solar.

De los resultados graficados en la Fig. 6.4, se deduce que en el 41% de los casos (HD 19994, 70 Vir, 14 Her, 55 Cnc, 47 Uma,  $\epsilon$  Eri y HD 3651) no hay intersección alguna entre la UV-HZ y la LW-HZ. Para 51 Peg y HD 160691, el límite exterior de la UV-HZ coincide aproximadamente con el límite interno de la LW-HZ. Como los límites de las regiones no son estrictos, puede ocurrir que en estos casos la LW-HZ y la UV-HZ coincidan en una pequeña región. Sin embargo, un planeta que orbite en la intersección de ambas zonas estaría en esta región por menos de 1 Gaño, que es un tiempo muy corto para el desarrollo de la vida compleja. Por lo tanto, incluimos a HD 160691 y 51 Peg en el conjunto de estrellas donde las

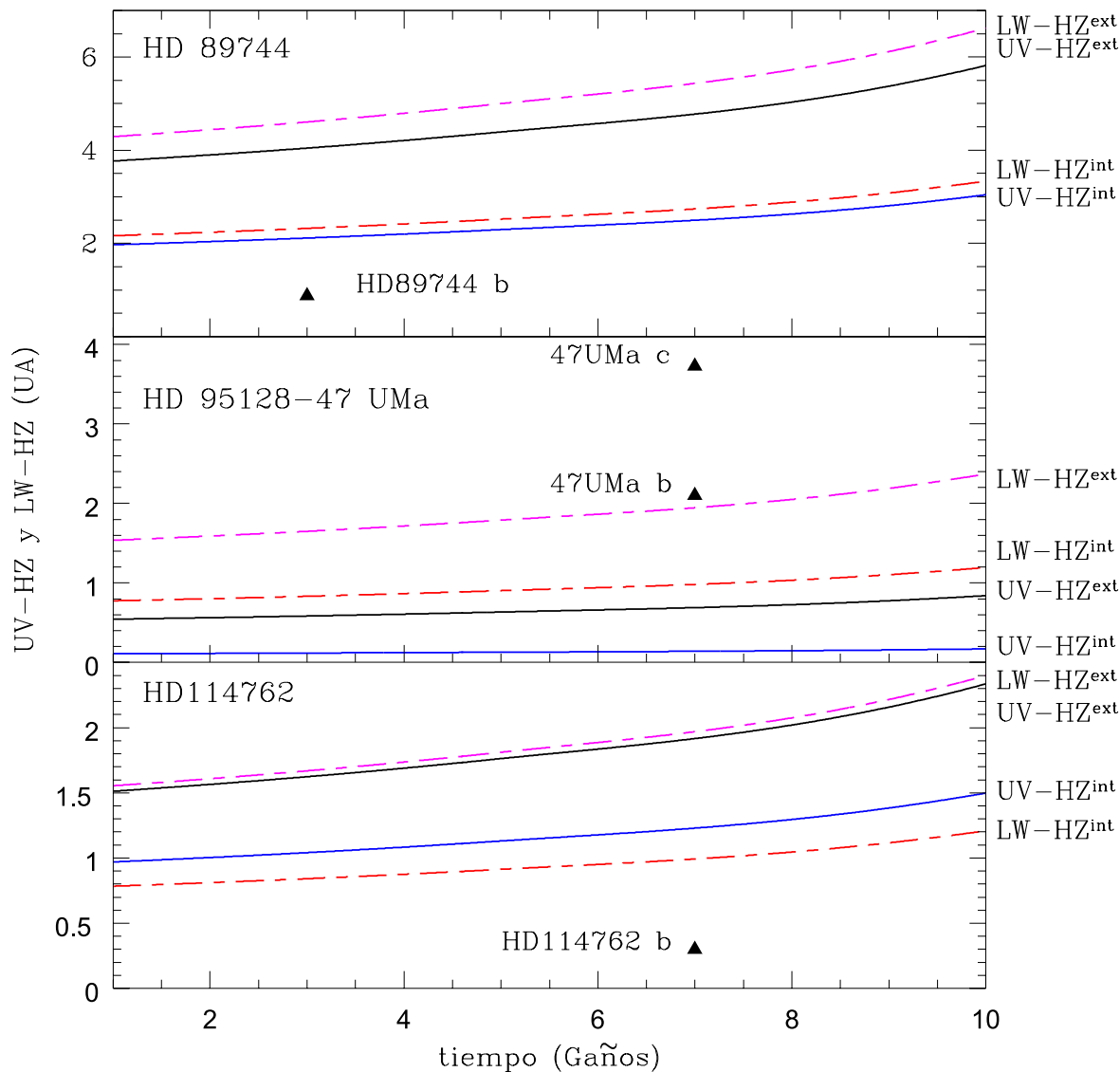


Figura 6.4: Cont.

regiones de habitabilidad son disjuntas. HD 18647 (16 CygB) puede considerarse como un caso similar al de estas estrellas.

Son siete los sistemas donde la UV-HZ tiene una región en común con la LW-HZ y, por lo tanto, existe una zona que puede albergar un planeta de tipo terrestre habitable. Sin embargo, en HD 147513, HD 143761 y HD 217014 la ubicación de los planetas gigantes puede llegar a inestabilizar la órbita de este hipotético planeta (Turnbull & Tarter, 2003a).

En la Fig. 6.4, hay cuatro sistemas planetarios que albergan un planeta gigante dentro de la LW-HZ:  $\nu$  And, HD 19994, HD 147513 y HD 160691. Si estos planetas tuvieran una hipotética luna rocosa orbitando a su alrededor, ésta podría tener agua líquida en su superficie y, desde el punto de vista tradicional, estas lunas serían habitables.

Por otro lado, sobre la superficie de  $\nu$  And c, HD 160691c, HD147513b y HD19994b la radiación UV es mucho más baja que en la Tierra, de manera que la vida con ADN sería posible. Sin embargo, los niveles de radiación UV en HD 147513b, HD 19994b y HD 160691c son insuficientes para actuar como fuente de energía en la formación de moléculas complejas

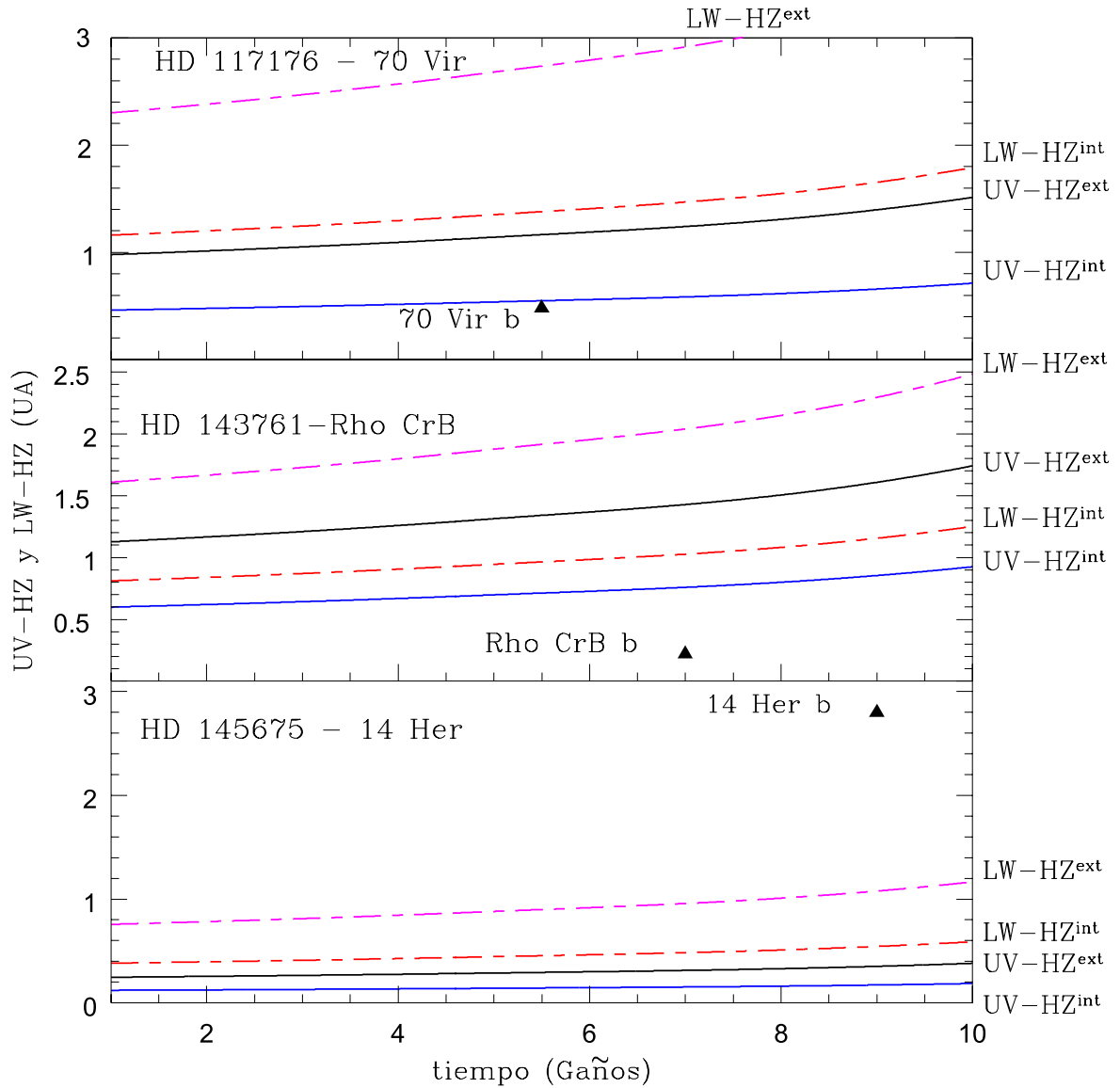


Figura 6.4: Cont.

y se requieren otros mecanismos para generar la vida. Por el contrario, la radiación UV en HD 143761b podría haber destruido cualquier tipo de vida sobre la luna rocosa.

Finalmente, una luna orbitando alrededor de  $v$  Andc podría ser habitable, ya que podría albergar agua líquida en su superficie y los niveles de radiación UV serían adecuados para el origen y el desarrollo de la vida.

Las dos estrellas F de nuestra muestra (HD 114762 y  $\tau$  Boo) también representan un caso interesante. Alrededor de estas estrellas, hay una región en la LW-HZ donde la vida compleja podría ser destruida por la radiación UV. En ambos casos, una protección atmosférica mucho más alta que la de la Tierra Arcaica sería necesaria para que un planeta en la LW-HZ fuese habitable. En general, la habitabilidad en la LW-HZ alrededor de las estrellas F está restringida por la radiación UV.

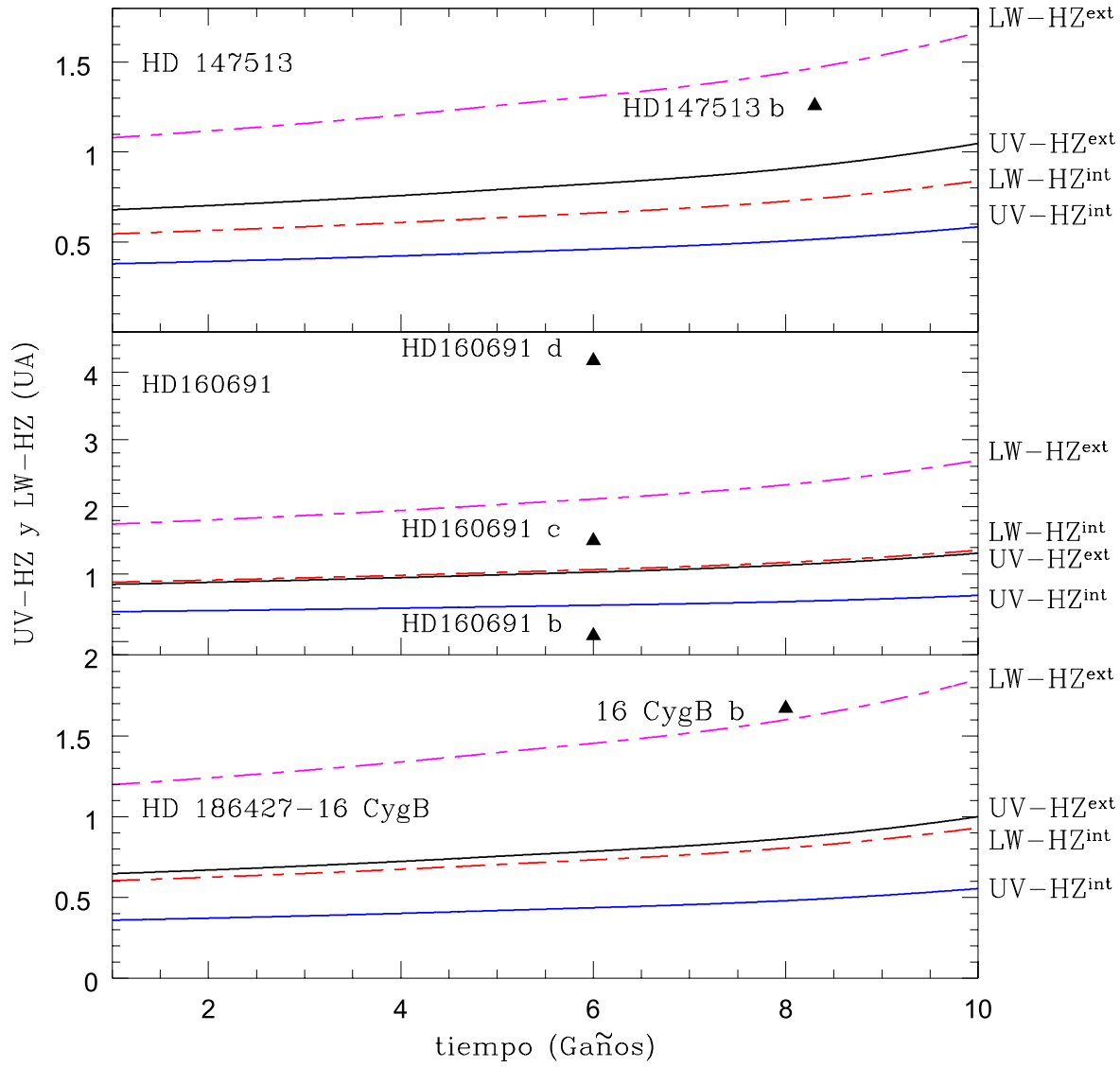


Figura 6.4: Cont.

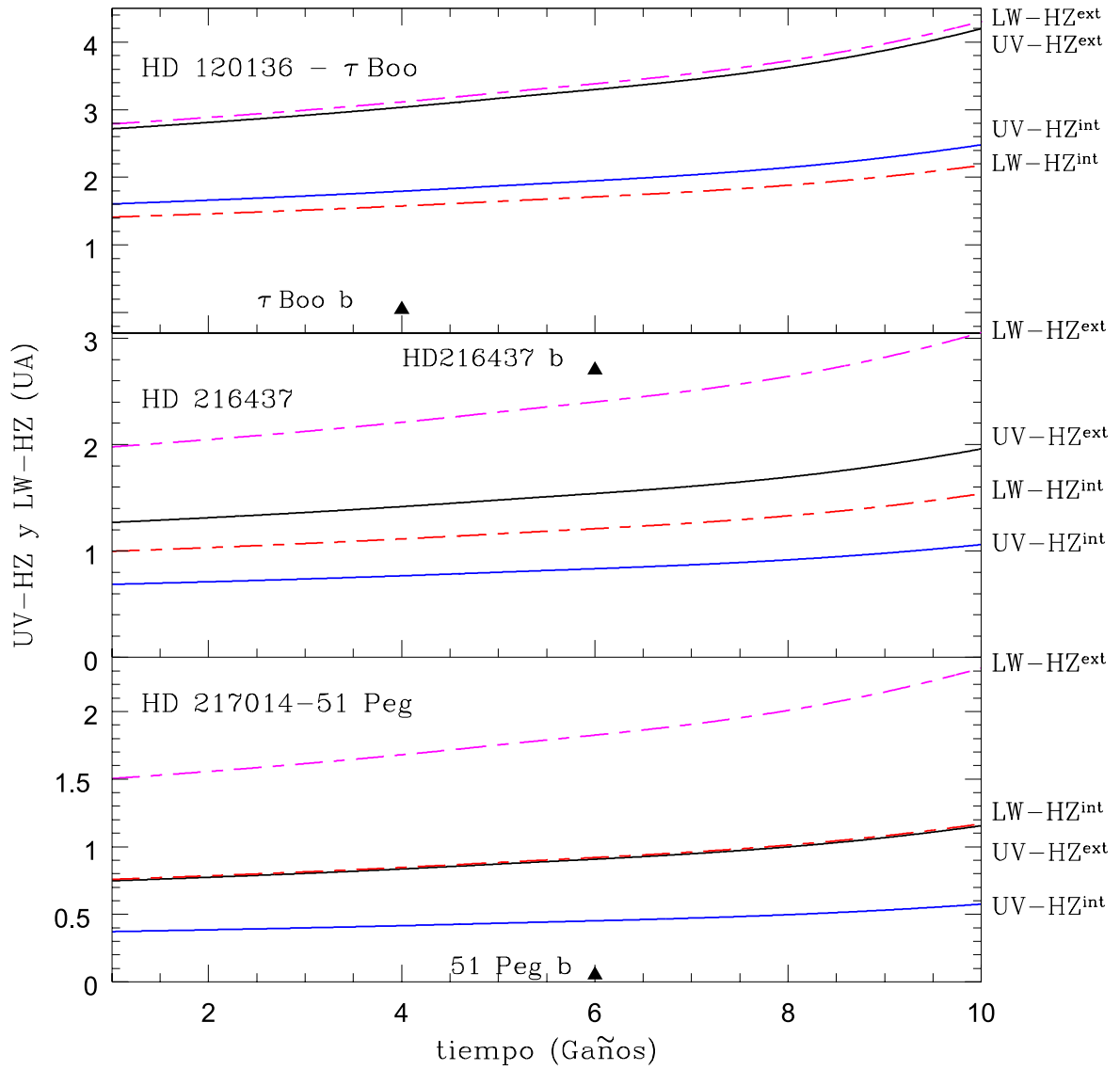


Figura 6.4: Cont.





## Capítulo 7

# UV-HZ alrededor de estrellas M

<sup>(a)</sup>Muchas estrellas dM suelen presentar fulguraciones y liberar altos niveles de energía en el rango UV y X durante estos procesos. Debido a la baja luminosidad intrínseca de este tipo de estrellas, la radiación liberada durante una fulguración representa una fracción importante de la radiación emitida en estado tranquilo.

En este capítulo aplicamos los criterios de habitabilidad UV (Buccino et al., 2006), para el caso de estrellas M con planetas observadas por el satélite IUE y para otras estrellas dMe. En particular, analizamos el rol de las fulguraciones en el origen y el desarrollo de la vida en planetas terrestres alrededor de este tipo de estrellas.

### 7.1. Habitabilidad alrededor de estrellas de tipo M

Las estrellas enanas de tipo M (dM) constituyen el 75 % de las estrellas de la secuencia principal y, a pesar de su pequeña masa (0.08 a 0.5  $M_{\odot}$ ), contribuyen más que cualquier tipo espectral a la masa total de nuestra galaxia (Rodonó, 1986).

Una estrella M puede vivir entre 50 Gaños y algunos trillones de años y el tiempo que pasa en la secuencia principal (es decir, quemando hidrógeno) es superior al de una estrella de tipo solar (Laughlin et al., 1997).

Sus temperaturas efectivas son más bajas que la solar ( $2400K \lesssim T_{eff} \lesssim 3900K$ ). En el rango visible, un espectro típico de una estrella M0 V representa sólo el 1.9 % del flujo solar, mientras que en la banda infrarroja la relación es del 16 %. En el caso de las estrellas M9 V, sus valores respectivos son de  $1.4 \times 10^{-14}$  % y 0.13 %. Por lo tanto, el balance de la radiación de las estrellas M es muy diferente al del Sol.

A partir de simulaciones numéricas, Wetherill (1996) mostró que es alta la probabilidad de formación de planetas en la LW-HZ alrededor de estrellas M. Sin embargo, hasta julio de 2007 se habían sólo encontrado nueve planetas extrasolares alrededor de este tipo de estrellas. En particular, Udry et al. (2007) detectaron recientemente dos super-Tierras (Gl 581c y Gl 581d) alrededor del sistema formado por la estrella HIP 74995 (Gl 581, M3V) y el planeta neptuniano Gl 581b (Bonfils et al., 2005). Gl 581b tiene una masa de  $15.2 M_{\oplus}$  y se encuentra muy cercano a la estrella (a 0.04 UA), mientras que la super-tierra Gl 581d tiene una masa de  $8.2 M_{\oplus}$  y se encuentra a 0.25 UA de la estrella central.

Gl 581c es particularmente interesante ya que tiene una masa de  $5.1 M_{\oplus}$  (el planeta de

<sup>(a)</sup>Este trabajo fue publicado en Buccino et al. (2007, Icarus, 192/2, 582-587).

menor masa detectado hasta el momento) y se encuentra dentro de la LW-HZ de la estrella, específicamente a 0.07 UA de la estrella. Por lo tanto, von Bloh et al. (2007) afirman que Gl 581c es el planeta que más se parece a la Tierra detectado hasta ahora. Sin embargo, von Bloh et al. (2007) calcularon la zona de habitabilidad a partir de los niveles de productividad biológica sobre la superficie de Gl 581c y encontraron que este planeta se encuentra demasiado cerca de la estrella para poder albergar vida.

Los planetas alrededor de las estrellas M presentan diferencias significativas con respecto a la Tierra. En particular muchos de estos planetas dentro de la LW-HZ estarían en rotación sincrónica con la estrella, es decir que una sola cara del planeta estaría enfrentada a la estrella (Dole 1964, Kasting et al. 1993, Joshi 2003).

Durante mucho tiempo, se pensó que, en este caso, las sustancias volátiles de una atmósfera de tipo terrestre se deberían congelar en el lado que no estaba de frente a la estrella y se evaporaraba en el otro. De esta manera, la presión atmosférica sería órdenes de magnitud más baja en la cara iluminada que en la Tierra Actual, mucho menor que la presión mínima en la que el agua puede permanecer en estado líquido sobre la superficie de un planeta terrestre.

Sin embargo, Haberle et al. (1996) mostraron que el transporte de calor en la atmósfera podría evitar el congelamiento de los gases en el lado oscuro del planeta. En una atmósfera de tipo terrestre, este transporte se lograría con una concentración de 100 mbar de CO<sub>2</sub>. Joshi et al. (1997), con un modelo de atmósfera un poco más sofisticado, obtuvieron que la concentración atmosférica de 100 mbar de CO<sub>2</sub> evitaría el colapso atmosférico en el lado “oscuro”, mientras que una concentración de 1-2 bar de CO<sub>2</sub> permitiría la existencia de agua líquida en toda la superficie del planeta. A conclusiones similares llegaron Heath et al. (1999) y Joshi (2003). Por lo tanto, un planeta de tipo terrestre dentro de la LW-HZ de una estrella M, que tuviera una atmósfera adecuada, podría ser habitable.

En un trabajo reciente, Tarter et al. (2007) concluyeron que las estrellas enanas de tipo M podrían albergar planetas donde el origen y el desarrollo de la vida sea posible. También en este trabajo encontraron procesos planetarios como el cese de la actividad geotérmica o los procesos de erosión atmosférica que podrían restringir la duración de la vida en el planeta respecto al tiempo de vida de la estrella, que es mucho mayor que el de una estrella G como el Sol.

Otro factor determinante en la habitabilidad alrededor de las estrellas M es su nivel de actividad. Algunas estrellas dM presentan fulguraciones en las que la magnitud de la estrella varía notablemente. Por lo tanto, estas variaciones violentas de corta duración pueden ser un serio limitante biológico.

Scalo et al. (2007) analizaron las implicaciones de las variaciones a corto plazo de la radiación de las estrellas dMe y concluyeron que se producirían distintas fluctuaciones en el medio ambiente del planeta, que pueden tener una fuerte influencia en las condiciones de habitabilidad. Estas fluctuaciones se producen por pequeñas variaciones en el UV, efectos debido a la alteración de las reacciones fotoquímicas en la atmósfera, el calentamiento de la superficie del planeta por efectos de fuertes fulguraciones y partículas energéticas que podrían tener efectos intermitentes en el ozono y otras reacciones químicas.

Por otro lado, se sabe que en el Sol existe una fuerte correlación entre las fulguraciones fuertes y las eyecciones de masa coronal (CME). Khodachenko et al. (2007) analizaron el impacto de las CMEs estelares sobre hipotéticos planetas terrestres orbitando alrededor de estrellas dMe. Encontraron que los exoplanetas ubicados dentro de una LW-HZ muy cercana a la estrella central (< 0.01 UA) estarían expuestos a los efectos de CMEs por un largo período. Como muchos de estos planetas se encontrarían en rotación sincrónica con la estrella, su momento magnético intrínseco sería débil y la magnetósfera podría ser comprimida por el

Propiedades de las estrellas						Propiedades de los planetas			
Estrella HIP	Tipo y clase espectral	Masa ( $M_{\odot}$ )	dist. (pc)	$m_V$	Edad (Años.)	Planeta	Masa[ $m_J$ ]	Eje semimayor (UA)	Período (días)
74995	M3V	0.31	6.26	10.55	4.30	Gl581b	0.060	0.04	5.40
						Gl581c	0.016	0.07	12.93
						Gl581d	0.024	0.25	83.60
109388	M3.5V	0.36	8.80	10.42	-	Gj849b	0.820	2.35	1890.00
113020	M4V	0.32	4.72	10.17	9.90	Gl876b	1.940	0.21	60.94
						Gl876c	0.560	0.13	30.10
						Gl876d	0.020	0.02	1.94

Tabla 7.1.: Parámetros físicos de las estrellas M con observaciones IUE y sus planetas.

flujo de plasma de la CME. Esta interacción provocaría una fuerte erosión atmosférica.

Evidentemente, las estrellas M presentan algunas características diferentes a las estrellas de tipo solar que repercutirán en el origen y el desarrollo de la vida. En particular, en la sección §6.3 analizamos el rol de la radiación UV de una estrella como limitante biológico para un planeta de tipo terrestre. Basándonos en estos criterios, analizaremos la UV-HZ alrededor de las estrellas M y estudiaremos su variación cuando se presentan fulguraciones de determinadas energías y duraciones.

## 7.2. UV-HZ en estrellas Ms

Hasta Julio de 2007 se habían detectado nueve estrellas dM con exoplanetas, de las cuales tres fueron observadas por IUE: HIP 74995 (M3V), HIP 109388 (M3.5V) y HIP 113020 (M4V). En la Tabla 7.1 detallamos algunos parámetros físicos de estas estrellas y sus planetas.

Para estudiar los efectos de las fulguraciones en la UV-HZ, incluimos en nuestro análisis de habitabilidad a las estrellas AD Leo (M3.5Ve) y EV Lac (M4.5Ve), aunque no fueron detectados planetas a su alrededor. Recordamos que en la sección §5.2.3 mostramos un análisis de la actividad cromosférica de estas estrellas.

Para ilustrar la dependencia de la radiación UV con la clase espectral de la estrella, en la Fig. 7.1 mostramos una selección de espectros IUE transformados a 1 UA de la estrella correspondientes a las siguientes estrellas: HD 9826 (F8V), HD 3651 (K0V) y la gemela solar 18 Scorpii (G2V), junto con las estrellas M que poseen planetas. También incluimos un espectro de la estrella AD Leo en estado quiescente y en el máximo de una fulguración. Las características generales del satélite y sus espectros pueden encontrarse en la sección §4.2.

Cabe mencionar que HIP 113020 (M4V) y HIP 74995 (M3V) fueron reportadas como estrellas inactivas por Johns-Krull & Valenti (1996) y Bonfils et al. (2005) respectivamente. Por otra parte, Butler et al. (2006) señalan que HIP 109388 (M3.5V) es una estrella enana de mediana edad también con un bajo nivel de actividad. Por lo tanto, los espectros de las estrellas dM con planetas y el de AD Leo en la Fig. 7.1 corresponden a diferentes niveles de actividad.

Se observa en dicha figura que los niveles de radiación UV son mucho más bajos en las estrellas dM que en la de tipo G. En particular, dada la baja temperatura efectiva de las estrellas M, sus espectros se encuentran dominados por bandas moleculares.

En la Fig. 7.2 se muestran los resultados obtenidos al calcular la LW-HZ (Kasting et al., 1993) y la UV-HZ (ver Capítulo 6) para todas las estrellas M con exoplanetas observadas por IUE.

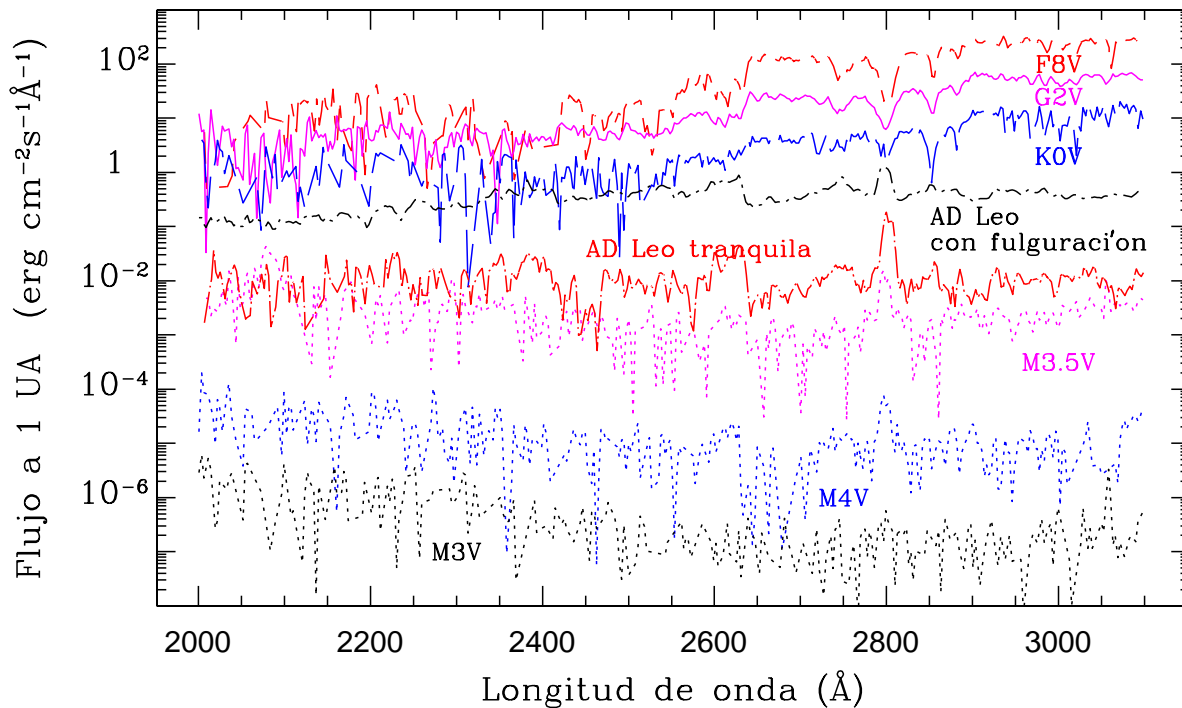


Figura 7.1: Espectros IUE de estrellas dF a dM: HD 9826 (F8V, guión corto), 18 Sco (G2V, línea llena), HD 3651 (K0V, guión largo), AD Leo quiescente (M3.5V, punto y guión largo), AD Leo durante una fulguración (M3.5Ve, punto y guión corto), y, con línea punteada, las estrellas M con exoplanetas HIP 109388 (M3.5V), HIP 113020 (M4V) y HIP 74995 (M3V). Para obtener un gráfico más claro, los últimos dos espectros fueron desplazados arbitrariamente en  $10^{-2}$  y  $10^{-4}$   $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$  respectivamente.

Cabe destacar que las zonas de habitabilidad de agua líquida de las estrellas M podrían ser más amplias que las que se derivan de los criterios de Kasting et al. (1993). Efectivamente, Joshi (2003) propuso que el albedo de un planeta terrestre cubierto por océanos en rotación sincrónica con la estrella sería un 20 % más alto que si el planeta no estuviese en este tipo de órbita. Este albedo mayor repercutiría en una disminución del 10 % del límite interno de la LW-HZ.

Por otra parte, la distribución espectral de la radiación UV de las estrellas M podrían conducir a que se produzcan reacciones fotoquímicas en la atmósfera del planeta que la enriquezcan en  $\text{CH}_4$  y  $\text{N}_2\text{O}$  de manera que las concentraciones de estos gases serían mayores que en el caso terrestre. Este fenómeno atmosférico produciría que el límite externo de la LW-HZ se expandiera alejándose de la estrella (Segura et al., 2005). Sin embargo, no está cuantificada la extensión de este límite.

Por lo tanto, en nuestro cálculo de la LW-HZ tomamos los criterios menos restrictivos de Kasting et al. (1993) (de 0.75 a 1.77 UA para nuestro sistema solar), lo que debería ser una buena aproximación para las estrellas dM.

Laughlin & Bodenheimer (1993) calcularon la evolución de la luminosidad de las estrellas M con masas de 0.25 - 0.35  $M_{\odot}$  y obtuvieron que, mientras las estrellas se encuentran en la secuencia principal, sus luminosidades son casi constantes. Por esta razón, no necesitamos calcular la evolución de las zonas de habitabilidad como fue hecho para el caso de las estrellas de tipo solar, ya que la UV-HZ y la LW-HZ de la Fig. 7.2 se mantienen constantes por casi 100 Gaños (Kasting et al. 1993, Tarter et al. 2007).

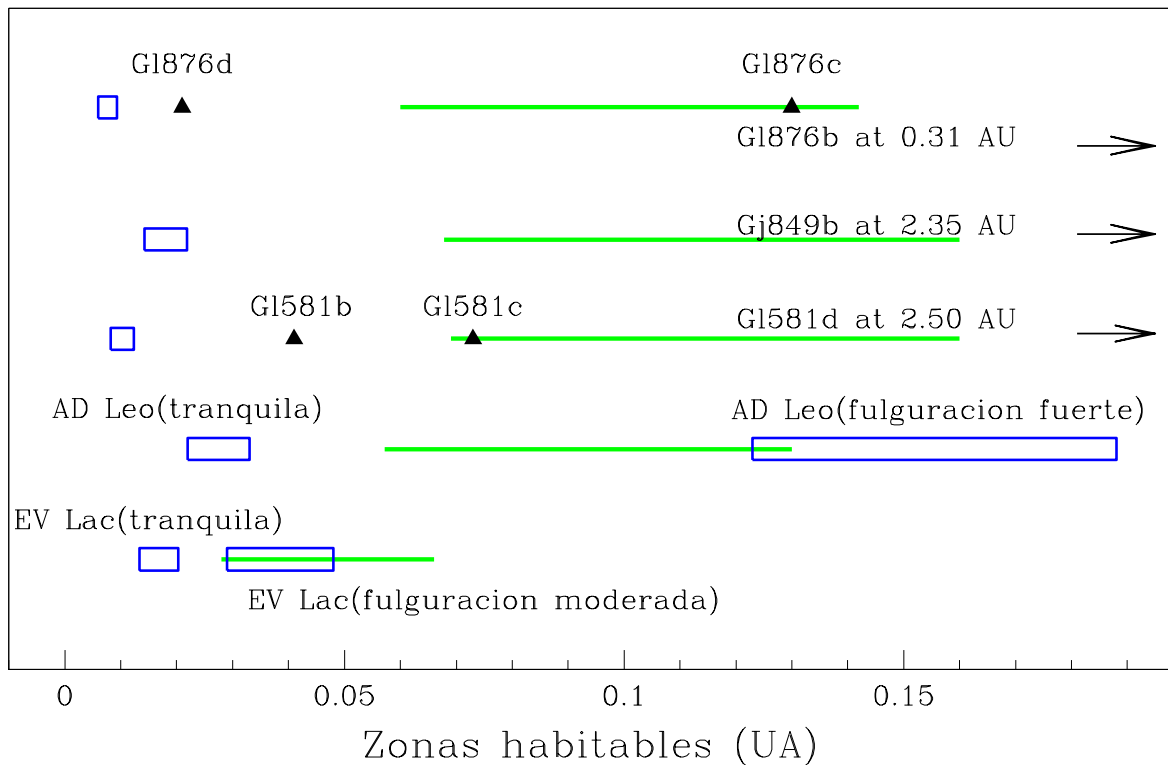


Figura 7.2: Zonas habitables alrededor de las estrellas M con planetas HIP 109388 (G1 581), HIP 74995 (Gj 849) and HIP 113020 (G1 876) y alrededor de las estrellas que presentan fulguraciones AD Leo y EV Lac en estado tranquilo y durante una fulguración. Las líneas llenas representan las LW-HZs, los rectángulos las UV-HZs y los triángulos indican las posiciones de los exoplanetas.

No obstante, pueden presentarse variaciones a corto plazo ( $\sim$ horas) relacionadas con la actividad de la estrella, de las cuales las más notables se producen debido a las fulguraciones. También las manchas y las plagas pueden inducir variaciones pequeñas a lo largo de días y variaciones del orden de años debido a ciclos de actividad.

En la Fig. 7.2 se puede ver que podría existir agua líquida en una hipotética luna orbitando alrededor de G1 876c o en el exoplaneta G1 581c, que es una super Tierra de  $\sim 5M_{\oplus}$ . Como señalamos anteriormente, este último caso es relevante ya que se piensa que es el planeta que más se parece a la Tierra descubierta hasta el momento. Sin embargo, ninguno de estos dos planetas reciben suficiente energía UV como para que se produzcan los procesos de biogénesis, por lo que sería necesario un método alternativo para iniciar la formación de las moléculas complejas que dieron origen a la vida. Estas conclusiones se aplicarían también para cualquier planeta terrestre que orbite en la LW-HZ de Gj 849.

Por otro lado, durante las fulguraciones los flujos UV pueden ser mucho más altos que en el caso de la estrella tranquila. Para estudiar el impacto biológico de estas variaciones intensas, en la Fig. 7.2 incluimos la UV-HZ de AD Leo (M3.5Ve) y EV Lac (M4.5Ve) durante una fulguración y en estado tranquilo. Durante una fuerte fulguración de AD Leo, la UV-HZ incrementó su ancho en un factor  $\sim 6$  y su radio interno es 5.5 veces mayor que en el estado tranquilo. En el caso de una fulguración más débil como la de EV Lac, estos factores fueron de 2 y 2.2 respectivamente. Las implicaciones biológicas de estos fenómenos serán analizados en la siguiente sección.

### 7.3. El rol biológico de las fulguraciones

En los tres sistemas planetarios alrededor de estrellas M observadas por IUE, las LW-HZs y las UV-HZs están completamente separadas entre sí. Esto implica que la radiación UV de estas estrellas dM en sus LW-HZs es órdenes de magnitud más baja que la radiación requerida para disparar la formación de moléculas complejas. Dado que estas estrellas tienen un nivel de actividad bajo, la UV-HZ no presentará variaciones apreciables y, por lo tanto, ambas zonas de habitabilidad probablemente permanecerán disjuntas por millones de años.

En los últimos años, se ha instalado en la literatura un debate acerca de la posibilidad que se produzca el proceso *panspermia* entre planetas cercanos (Hoyle & Wickramasinghe 1986, Crick & Orgel 1980, Horneck et al. 2001). Esta teoría presupone que la vida se disemina a través del Espacio. Para ello es necesario que la vida sobreviva al traslado y que las distancias no sean muy grandes. Algunos autores proponen que la vida es llevada por cometas y otros que la vida inteligente está presente en otros lugares del Universo y se disemina a través del mismo (Panspermia dirigida).

Las distancias en los sistemas planetarios alrededor de estrellas dM son más pequeñas que las distancias en los sistemas de estrellas de tipo solar, lo que aumenta las probabilidades de que el origen de la vida en estos planetas se deba a un proceso de panspermia. De esta manera, la vida se pudo haber originado en un planeta con agua líquida y suficiente radiación UV, y eventualmente migrar a otro planeta cercano con menos radiación UV aunque con agua líquida en su superficie. Este proceso para originar la vida es posible que ocurra en los sistemas planetarios de Gl 581 y Gl 876.

Sin embargo, para que se origine la vida en un exoplaneta dentro de la LW-HZ, se necesitaría otra fuente de energía o un mecanismo físico alternativo para la síntesis de moléculas complejas. En principio, las fulguraciones podrían proveer la energía necesaria para la biogénesis.

La duración, energía liberada y frecuencia de las fulguraciones estelares cubren un amplio rango de valores, como se describió en la sección §3.3.1 del Capítulo 3. En todas las fulguraciones la fase más energética es la fase impulsiva, que dura entre una fracción de segundos y unos pocos minutos, mientras que la fase de decaimiento es menos energética y dura entre segundos y horas. Las fulguraciones más frecuentes son las que liberan menos energía (ver en Gershberg 2005).

Como un ejemplo de fulguración moderada, consideramos la fulguración que ocurrió en EV Lac el 10 de septiembre de 1993 (Pomerance et al., 1995). Esta fulguración liberó un flujo UV  $F_{UV}(200-315 \text{ nm})=4.94 \times 10^3 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  en el centro de la LW-HZ. Para ilustrar un fulguración fuerte, consideramos la observada en AD Leo el 12 de abril de 1985, que duró aproximadamente 4 horas, con un abrupto incremento en la luminosidad y un largo decaimiento (Hawley & Pettersen 1991, Mauas & Falchi 1996). En el pico de esta fulguración el flujo UV fue de  $F_{UV}(200-315 \text{ nm})=4.51 \times 10^4 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  en el centro de la LW-HZ.

En la Fig. 7.2 mostramos el impacto de ambas fulguraciones sobre las UV-HZs. Puede verse que durante la fulguración moderada de EV Lac, la UV-HZ coincide con la LW-HZ. Por lo tanto, una fulguración de este tipo puede proveer la energía necesaria para los procesos de biogénesis. Sin embargo, como las fulguraciones son esporádicas y su duración es pequeña, esta energía sólo estaría disponible por un pequeño intervalo de tiempo. Por lo tanto, sería menos probable que la vida se originara en un planeta terrestre en la LW-HZ de una estrella dM.

Por otro lado, la radiación UV emitida por una fulguración intensa como la de AD Leo es órdenes de magnitud mayor que la radiación necesaria para destruir las biomoléculas y, en

consecuencia, podría afectar el desarrollo de los sistemas vivos.

Sin embargo, el tiempo que dura una fulguración es corto y gran parte de este tiempo transcurre durante su decaimiento, donde la energía emitida es mucho más baja. Para ilustrar este punto, en la Fig. 7.3 mostramos la curva de luz a 1 UA de esta fulguración, y el número de fotones que dañan el ADN a 1 UA, que tiene la misma tendencia que el flujo UV. Se puede ver que la radiación UV se reduce en un factor 10 en 1 hora, después del pico de la fulguración.

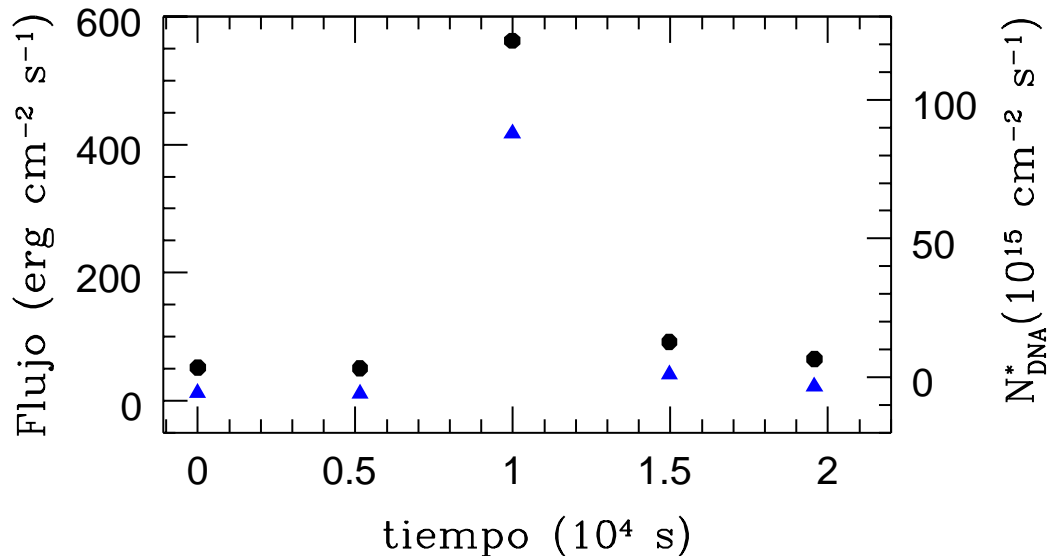


Figura 7.3: El flujo UV a 1 UA (▲) y el correspondiente número de fotones a 1 UA que dañan el ADN (●) durante la fulguración de AD Leo del 12 de abril de 1985.

Por otro lado, los planetas alrededor de estrellas dM tienen alta probabilidad de rotar sincrónicamente con la estrella, en cuyo caso sólo una cara estaría expuesta a la radiación UV dañina de una fulguración fuerte. Por lo tanto, estas fulguraciones pueden ser un factor de selección importante para el surgimiento y la evolución de los organismos vivos, y no necesariamente impedirían su existencia.

Cabe destacar que las fulguraciones fuertes son menos frecuentes que las moderadas. En particular, la fulguración de AD Leo estudiada fue una de las más fuerte jamás registrada (Hawley & Pettersen, 1991). Por lo tanto, los mecanismos de reparación del ADN podrían operar entre fulguraciones fuertes y la variación intermitente de la radiación UV emitida por las fulguraciones podría dar origen a mutaciones, lo que implicaría una mayor biodiversidad y una rápida adaptación a los cambios en las condiciones ambientales debidas a la radiación UV.

Segura et al. (2005) hicieron una serie de simulaciones de la evolución de atmósferas de planetas hipotéticos alrededor de estrellas M cromosféricamente activas y encontraron que la radiación UV emitida podría ser atenuada por una capa de ozono similar a la terrestre e incluso más ancha que ésta (ver Tabla 1 en Scalo et al. 2007). Sin embargo, estas simulaciones presuponen concentraciones análogas a las de la Tierra Presente (1 PAL de  $\text{O}_2$  y  $\text{N}_2$ ), mientras que al originarse la vida en la Tierra las concentraciones de  $\text{O}_2$  eran mucho más bajas.

Otro factor importante en la habitabilidad es la evolución de la actividad de las estrellas

dM, ya que la frecuencia de las fulguraciones está correlacionada con los períodos de mayor actividad de la estrella. El modelo de dínamo  $\alpha\Omega$  (ver Sección §3.2) es el más aceptado para explicar la generación e intensificación del campo magnético en estrellas de tipo F a M tempranas.

Sin embargo, este modelo no es el adecuado para explicar la actividad en estrellas dM tardías ya que a partir del tipo M3 éstas son puramente convectivas y, por lo tanto, no pueden sostener un dínamo de tipo solar.

En particular las tres estrellas M con planetas estudiadas en este capítulo (HIP 74995, HIP 109388 e HIP 113020) están en o más allá de este límite. No obstante, hay muchas evidencias observacionales de que estrellas tardías de baja rotación como las estrellas dMe son muy activas y presentan fuertes campos magnéticos (Mochnecki & Zirin 1980, Hawley 1989, Mauas & Falchi 1996). Chabrier & Küker (2006) propusieron que las estrellas puramente convectivas de tipo M podrían producir campos magnéticos de gran escala a través de un dínamo  $\alpha^2$ , donde el nivel de actividad no decaería con el tiempo ya que no depende de la rotación. Si bien este modelo no predice la actividad cíclica de la estrella, recientemente Cincunegui et al. (2007) encontraron un ciclo de actividad para Próxima Centauri (M5Ve) con un período de  $\sim 1.2$  años. Esta estrella tiene una velocidad de rotación baja, una edad de 4-4.5 Gaños (Demarque et al., 1986), y es muy activa: presenta una fulguración cada 10 horas (Cincunegui et al., 2007). Por lo tanto, para realizar un estudio completo de la habitabilidad en torno a una estrella dMe es necesario contar con registros de su actividad en el tiempo, análogos a los mostrados en el Capítulo 5, y así poder estimar las frecuencias de las fulguraciones.

En resumen, nuestros resultados muestran que un planeta de tipo terrestre en la LW-HZ alrededor de una estrella dM inactiva no recibiría suficiente radiación UV para la síntesis de moléculas complejas, por lo que se necesitaría otro mecanismo para que se inicie la vida.

Durante mucho tiempo se pensó que las fulguraciones tenían un rol destructivo para la vida. Por el contrario, las fulguraciones moderadas podrían jugar un papel importante en el origen y la evolución de la vida, iniciando procesos de biogénesis, mientras que el efecto de las fulguraciones más intensas, que son mucho menos frecuentes, podrían contribuir a la biodiversidad a través de las mutaciones.



---

## Capítulo 8

# Conclusiones

---

A lo largo de este trabajo analizamos la radiación ultravioleta de estrellas enanas de clase espectral F a M. Para ello, utilizamos la extensa base de espectros de alta y baja resolución obtenida por el satélite *International Ultraviolet Explorer (IUE)* entre 1978 y 1995, que nos permitió estudiar la actividad magnética de estas estrellas a corto y a largo plazo y analizar las consecuencias biológicas de la radiación UV y sus variaciones en el origen y desarrollo de la vida en planetas extrasolares.

Uno de los objetivos principales de nuestro trabajo fue incorporar los espectros ultravioleta al estudio sistemático de actividad estelar de estrellas frías, y así extender en el tiempo los registros de actividad que se tienen en el rango visible.

Dado que las líneas ultravioletas de Mg II h y k (a 2803 y 2796 Å) son sensibles al calentamiento producido en las atmósferas estelares, utilizamos estas líneas como indicadores de actividad magnética en estrellas frías.

Para trabajar con una amplia estadística observacional, obtuvimos de la base pública de IUE todos los espectros de alta dispersión, en donde las líneas de Mg II h y k están resueltas, correspondientes a estrellas dF a dK, lo que equivale a un total de 1623 espectros de 259 estrellas. Con estos datos analizamos, en primer lugar, el continuo UV cercano a las líneas de Mg II y obtuvimos una relación logarítmica entre el flujo continuo UV promedio y el color  $B - V$  de la estrella.

Por otra parte, observamos que el continuo UV presenta una componente que depende del nivel de actividad de la estrella. Por lo tanto, un índice construido a partir de las líneas de Mg II como el cociente entre los flujos en los centros de las líneas y el continuo cercano, en forma similar al índice de Mount Wilson  $S$ , no sería un buen indicador para estudiar la actividad cromosférica, ya que parte de las variaciones relacionadas con la actividad de la estrella se cancelarían, por lo que se subestimaría el nivel de actividad de la estrella.

Subsecuentemente, analizamos la relación entre el índice de Mount Wilson y los flujos en los centros de las líneas de Mg II h y k para un conjunto de 117 espectros IUE de alta resolución y mediciones cuasisimultáneas de Ca II, correspondientes a 21 estrellas de la secuencia principal de clase espectral F5 a K3. Obtuvimos que, a medida que aumenta el color de la estrella, la emisión en los centros de las líneas de Mg II es más sensible a la actividad, y encontramos una relación unívoca entre el índice  $S$ , los flujos en los centros de las líneas de Mg II y el color de la estrella  $B - V$ .

Aplicando la calibración obtenida, calculamos el índice de Mount Wilson  $S$  para todos los espectros IUE de alta resolución de estrellas dF a dK. De esta manera, logramos incorporar

los espectros IUE de alta resolución al estudio sistemático de actividad estelar.

Para utilizar también los espectros IUE de baja resolución en este tipo de estudios, analizamos la relación entre los flujos en los centros de las líneas de Mg II medidos sobre espectros IUE remuestreados y sobre espectros de baja dispersión y obtuvimos que ambos flujos son iguales dentro del margen de error. De manera similar a la calibración obtenida para los espectros de alta resolución, obtuvimos una relación entre los flujos en los centros de las líneas de Mg II medidos sobre espectros remuestreados, el índice  $S$  y el color  $B-V$  para un conjunto de 86 observaciones de estrellas G1V a K3V.

Para estudiar la evolución de los niveles de actividad de las estrellas más observadas por el satélite IUE en alta y en baja dispersión, analizamos los índices  $S$  derivados de estos espectros junto con los índices de Mount Wilson derivados de espectros tomados en el *Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO)* por Henry et al. (1996) y los índices  $S$  calculados con la calibración de Cincunegui et al. (2007) sobre los espectros obtenidos en el *Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)* de Argentina. De esta manera, obtuvimos un registro de actividad estelar que abarca de 1978 a la actualidad para estrellas de tipo dF a dM, que permite, en particular, analizar la actividad cromosférica a largo plazo de aquellas estrellas frías que sólo pueden ser observadas desde el hemisferio Sur, lo que es un importante aporte ya que éstas no fueron estudiadas en el observatorio Mount Wilson.

En particular, analizamos el nivel de actividad a lo largo de décadas y las variaciones de corto plazo de 8 estrellas de tipo solar (HD 1835,  $\beta$  Hydri,  $\tau$  Ceti,  $\epsilon$  Eri, HD 115383,  $\alpha$  Cen A y B,  $\xi$  Boo A), de 3 estrellas dM (AD Leo, EV Lac y HD 119850) y 2 estrellas binarias interactuantes de tipo RS CVn (HD 22468 y HD 210334).

Para determinar si las estrellas de tipo solar tienen un comportamiento magnético cíclico análogo al del Sol, analizamos los valores medios anuales del índice de Mount Wilson de cada una de ellas con el periodograma de Lomb-Scargle. Confirmamos que HD 22049 ( $\epsilon$  Eri, K2V) y HD 2151 ( $\beta$  Hydri, G2IV) presentan ciclos de actividad de 5 y 12 años respectivamente, como se reportó previamente en la literatura, y, de esta manera, confirmamos la validez de nuestra calibración entre el índice  $S$  y los flujos en los centros de las líneas de Mg II.

Por otra parte, analizamos el sistema  $\alpha$  Cen, cuyo estudio es de gran interés ya que sólo puede ser observado desde el hemisferio sur y sólo se cuenta con mediciones aisladas de diferentes programas. En este trabajo obtuvimos un registro de actividad para HD 128621 ( $\alpha$  Cen B, K1V) y HD 128620 ( $\alpha$  Cen A, G2V) para el período 1978 - 2005. Del análisis de estos datos, encontramos evidencia de un ciclo de actividad en HD 128621, con un período de 8 años, que, hasta donde conocemos, no ha sido reportado previamente en la literatura. Por otra parte, no encontramos un patrón cíclico en el periodograma de su compañera HD 128620, lo que indirectamente corrobora que la merma en la emisión en X que se detectó en esta estrella en los últimos años (Robrade et al., 2005) se debe a un evento irregular. Destacamos que si bien HD 128620 es considerada un gemelo solar, las variaciones del índice  $S$  que obtuvimos son mucho mayores que en el Sol ( $\sim 45\%$ ).

A partir de espectros IUE de alta dispersión, analizamos la variabilidad y la actividad media anual de dos estrellas RS CVn muy observadas: HD 22468 (K1IV+G5V) y HD 210334 (G2IV/V+K0IV). Si bien la actividad de ambas estrellas fue muy estudiada a partir de observaciones fotométricas, hasta donde conocemos no se ha estudiado su actividad cromosférica a largo plazo. Obtuvimos que la actividad cromosférica de HD 22468 presenta un patrón de dos ciclos análogos a los obtenidos de las mediciones fotométricas: por un lado, un ciclo de  $\sim 5$  años relacionado con la redistribución de las plagas entre ambos hemisferios, que se conoce como ciclo flip-flop y se presume está relacionado con los modos antisimétricos del dínamo que opera en la estrella, y, por otra parte, un ciclo de actividad con un período de  $\sim 16$  años,

que se supone está relacionado con la rotación diferencial de la estrella. En el caso de HD 210334 no se evidenció el ciclo flip-flop, mientras que sus registros de actividad media anual evidenciaron una actividad cíclica con un período de  $\sim 17$  años relacionado, probablemente, con el efecto  $\Omega$  del dínamo que genera e intensifica el campo magnético.

Aplicando la calibración entre el índice  $S$  y los flujos en los centros de las líneas de Mg II medidos sobre espectros de baja dispersión, analizamos la actividad cromosférica de las estrellas dM más observadas. En los casos particulares de AD Leo (dMe3.5) y EV Lac (dMe3.5) estimamos la variación del índice  $S$  durante algunas fulguraciones. AD Leo presentó una fulguración muy fuerte en 1985, que produjo un aumento súbito del índice  $S$  en un factor 10, y otras fulguraciones más débiles que se evidencian en una variación de entre 60 % y 300 % en el índice de Mount Wilson. En EV Lac la intensidad de las fulguraciones son menores y las variaciones en el índice  $S$  no superan el 200 % durante estos eventos. Analizamos también los registros de actividad de ambas estrellas con el periodograma de Lomb-Scargle y en ninguno de los dos casos obtuvimos una señal periódica evidente, lo que puede ser un indicio de que, dado que estas estrellas están en el límite a partir del cual son puramente convectivas, la actividad magnética en AD Leo y EV Lac no está generada por un dínamo de tipo solar.

Por otro lado, la radiación UV emitida por una estrella puede ser también un factor limitante para la evolución biológica en un planeta extrasolar y para la subsecuente adaptación de los sistemas biológicos a estos habitats (Cockell, 1999).

En la actualidad, se conocen 207 sistemas planetarios fuera del sistema solar, de los cuales 25 son sistemas múltiples (Schneider, 2007). Como consecuencia de la detección de planetas extrasolares, se fortaleció el estudio de habitabilidad de planetas de tipo terrestre.

Existen muchas teorías que sostienen que en nuestro planeta la radiación UV tuvo un rol primordial en la configuración del entorno en el que se originó y desarrolló la vida primitiva. Se presume que fue una de las principales fuentes en los procesos de biogénesis y que, por otro lado, su carácter dañino pudo haber sido un factor de selección importante.

En este trabajo establecimos un nuevo criterio de habitabilidad determinado por la radiación UV que emite la estrella central del sistema planetario, comparándola con el rol que tuvo la radiación UV en la Tierra Arcaica donde se originó la vida.

Para determinar los límites de la zona de habitabilidad UV (UV-HZ) nos basamos en el Principio de Mediocridad y consideramos que la radiación UV que contribuyó en los procesos de biogénesis en nuestro planeta fue la mitad de la necesaria. Mientras que el límite interno de la UV-HZ se determina por la radiación máxima que tolera el ADN, que consideramos como el doble de la que recibió la Tierra Primitiva.

Calculamos la UV-HZ y la zona de habitabilidad de agua líquida (LW-HZ) y su evolución en el tiempo, para nuestro sistema solar y para un total de 17 estrellas de tipo solar que albergan planetas y que fueron observadas por IUE. Como corroboración de nuestro criterio de habitabilidad, obtuvimos que la superficie de Venus Arcaico no fue un escenario hostil para la vida según la radiación UV que recibía, sino que la falta de agua pudo haber sido el principal limitante biológico, en acuerdo con el trabajo de Cockell (2000). Del análisis de nuestros resultados obtuvimos que una luna orbitando alrededor del planeta gigante  $v$  Andc podría ser habitable, ya que podría albergar agua líquida en su superficie y los niveles de radiación UV serían adecuados para el origen y el desarrollo de la vida.

En general obtuvimos que en los sistemas planetarios alrededor de estrellas de tipo K y G tardías la radiación UV emitida por la estrella es insuficiente para iniciar los procesos de biogénesis. Por lo tanto, se requiere otra fuente de energía más potente u otro mecanismo que dé origen a la vida. Por otro lado, alrededor de las estrellas dF existe una región en la LW-HZ

donde la vida compleja podría ser destruida por la radiación UV, por lo que se requeriría una protección atmosférica mucho más alta que la de la Tierra para que un planeta en la LW-HZ de estas estrellas fuese habitable.

Durante mucho tiempo, las estrellas M han sido relegadas de los estudios de habitabilidad, ya que en este caso la LW-HZ está tan cerca de la estrella central, que se pensaba que los planetas dentro de esta zona deberían rotar sincrónicamente con la estrella, mostrándole siempre la misma cara. De este modo, el agua se evaporaría en la cara que mira la estrella, y se congelaría en la cara opuesta. Sin embargo, cálculos de modelos atmosféricos mostraron que la presencia de un alto porcentaje de CO<sub>2</sub> en la atmósfera de los planetas favorecería la circulación del calor y que, por lo tanto, ambas caras se encontrarían a una temperatura donde la existencia de la vida sería posible (Haberle et al. 1996, Joshi et al. 1997). Recientemente, Tarter et al. (2007) mostraron que los planetas alrededor de estrellas M deben incorporarse a los estudios de habitabilidad, lo que representó un cambio importante en esta disciplina.

En este trabajo analizamos la UV-HZ alrededor de 3 estrellas dM que albergan planetas y fueron observadas por IUE: HIP 74995, HIP 109388, HIP 113020 y de dos estrellas dMe: AD Leo y EV Lac durante una fulguración y en estado quiescente.

Del análisis de estos resultados, obtuvimos que un planeta de tipo terrestre en la LW-HZ alrededor de una estrella dM inactiva no recibiría suficiente radiación UV para la síntesis de moléculas complejas, por lo que se necesitaría otro mecanismo para que se inicie la vida. Este es el caso de Gl 581c, que es un planeta de tipo terrestre ( $5 M_{\oplus}$ ) que puede albergar agua líquida, detectado recientemente por Udry et al. (2007), quienes sostienen que es el planeta más parecido a la Tierra hasta ahora conocido. Sin embargo, en este trabajo determinamos que la radiación UV en la superficie de este planeta es muy pequeña, por lo que es baja la probabilidad de que la vida se origine en este planeta.

Por otra parte, contrariamente al daño biológico que podría esperarse de las fulguraciones estelares, encontramos que las fulguraciones moderadas emitidas por una estrella dM podrían jugar un papel importante en el origen y la evolución de la vida, iniciando procesos de biogénesis, mientras que el efecto de las fulguraciones más intensas, que son mucho menos frecuentes, podría contribuir a la biodiversidad a través de un aumento en la tasa de mutaciones.

## A-1. Tablas

Tabla 1

Tabla 1.: Estrellas F a K con obervaciones IUE de alta resolución.

HD	$M_V$	$B - V$	Paralaje (mas)	Tipo y clase espectral
166	6.070	0.752	72.980	K0V
400	6.210	0.504	30.260	F8IV
432	2.280	0.380	59.890	F2III-IV
483	7.070	0.644	19.280	G2III
693	4.890	0.487	52.940	F5V
905	5.710	0.331	28.570	F0IV
1581	4.230	0.576	116.380	F9V
1671	5.160	0.442	20.420	F5III
1835	6.390	0.659	49.050	G3V
2151	2.820	0.618	133.780	G2IV
3196	5.200	0.567	47.510	F8V...
3651	5.880	0.850	90.030	K0V
4089	5.380	0.515	24.590	F6V
4628	5.740	0.890	134.040	K2V
4813	5.170	0.514	64.690	F7IV-V
5015	4.800	0.540	53.850	F8V
5303	7.610	0.678	11.600	G2/5V + F0
6920	5.670	0.603	18.980	F8V
7570	4.970	0.571	66.430	F8V
8723	5.350	0.395	38.350	F2V:var
8799	4.830	0.421	35.330	F5IV
9562	5.750	0.639	33.710	G2IV
9826	4.100	0.536	74.250	F8V
10700	3.490	0.727	274.170	G8V
12311	2.860	0.290	45.740	F0V
15798	4.740	0.454	38.730	F5V
16417	5.780	0.653	39.160	G1V
16673	5.790	0.524	46.420	F6V
16739	4.910	0.582	40.520	F9V
16895	4.100	0.514	89.030	F7V
17206	4.470	0.481	71.560	F5/F6V
17918	6.300	0.457	9.270	F5III
17925	6.050	0.862	96.330	K1V
18256	5.580	0.471	28.240	F6V
18404	5.800	0.415	31.410	F5IV
19373	4.050	0.595	94.930	G0V
19994	5.070	0.575	44.690	F8V
20630	4.840	0.681	109.180	G5Vvar
20794	4.260	0.711	165.020	G8V
22049	3.720	0.881	310.750	K2V
22468	5.820	0.885	34.520	G5IV/V +K1IV
22484	4.290	0.575	72.890	F9V
23754	4.220	0.434	55.790	F3/F5V
24546	5.280	0.425	24.510	F5IV
25680	5.900	0.620	59.790	G5V
25998	5.520	0.520	46.870	F7V
26322	5.390	0.352	16.720	F2IV-V
26337	7.030	0.712	17.800	G0

Cont. pág. siguiente

Tabla 1 – cont. pág. anterior

HD	$m_V$	$B - V$	Paralaje (mas)	Tipo y clase espectral
26462	5.710	0.360	25.890	F4V
26574	4.040	0.327	25.980	F2II-III
26911	6.310	0.400	22.510	F5Vvar
26923	6.320	0.570	47.200	G0IV...
26965	4.430	0.820	198.240	K1V
27290	4.260	0.312	49.260	F4III
27383	6.850	0.509	23.270	F7V+...
27397	5.580	0.283	22.310	F3V...
27406	7.460	0.560	22.270	G0V
27429	6.110	0.404	21.120	F3:V...
27483	6.150	0.456	21.800	F6V...
27524	6.790	0.434	19.550	F5V
27808	7.130	0.518	24.470	F8V
27859	7.790	0.599	20.730	G2V
27991	6.440	0.509	21.470	F7V
28052	4.480	0.262	20.860	F0V...
28068	8.040	0.651	21.760	G1V
28099	8.100	0.664	21.420	G8V
28294	5.900	0.325	18.420	F0IV
28344	7.830	0.609	21.090	G2V
28556	5.400	0.263	21.840	F0V
29875	4.440	0.342	49.670	F2V
29992	5.040	0.391	36.160	F3V
30495	5.490	0.632	75.100	G3V
30652	3.190	0.484	124.600	F6V
31236	6.360	0.292	14.670	F3IV
33262	4.710	0.526	85.830	F7V
34411	4.690	0.630	79.080	G0V
35296	5.000	0.544	68.190	F8V SB
36705	6.880	0.830	66.920	K1III(p)
37077	5.240	0.269	8.800	F0III
37394	6.210	0.840	81.690	K1V
37495	5.280	0.486	23.540	F5V
38393	3.590	0.481	111.490	F7V
39587	4.390	0.594	115.430	G0V
40136	3.710	0.337	66.470	F1V
41593	6.760	0.814	64.710	K0
43587	5.700	0.610	51.760	G0.5Vb
44594	6.610	0.657	38.920	G4V
45067	5.880	0.564	30.220	F8V
48737	3.350	0.443	57.020	F5IV
49933	5.780	0.396	33.450	F2V
50223	5.140	0.460	39.660	F5III
55892	4.490	0.324	47.220	F0IV
56986	3.500	0.374	55.450	F0IV...
58728	5.200	0.455	29.380	F5IV-V...
58946	4.160	0.320	54.060	F0V...
61064	5.140	0.442	16.110	F6III
61110	4.890	0.413	20.620	F3III
61421	0.400	0.432	285.930	F5IV-V
67228	5.300	0.642	42.860	G2IV
67523	2.830	0.458	51.990	F2mF5IIp
68456	4.740	0.437	46.750	F5V
70958	5.610	0.478	36.750	F3V

Cont. pág. siguiente

Tabla 1 – cont. pág. anterior

HD	$m_V$	$B - V$	Paralaje (mas)	Tipo y clase espectral
72291	6.200	0.402	26.800	F5Vbwvar
76943	3.960	0.463	60.860	F5V
78366	5.950	0.585	52.250	F9V
79028	5.180	0.605	51.120	F9V
81997	4.590	0.411	58.480	F6V
83950	7.850	0.620	20.170	G2Vn
84999	3.780	0.291	28.350	F0IV
86146	5.110	0.481	34.610	F6Vs
88215	5.300	0.368	36.610	F2/F3IV/V
88355	6.430	0.468	14.490	F7V
89254	5.250	0.336	17.860	F2III
89449	4.780	0.452	47.240	F6IV
89744	5.730	0.531	25.650	F7V
90089	5.250	0.399	46.540	F2V
91324	4.890	0.500	45.720	F6V
91480	5.160	0.349	37.800	F1V
91752	6.290	0.436	21.600	F3V
94388	5.230	0.480	31.910	F6V
95241	6.030	0.584	21.980	F9V
99028	4.000	0.423	41.260	F2IV SB
100563	5.760	0.480	37.650	F5V
101501	5.310	0.723	104.810	G8Vvar
101563	6.440	0.651	24.080	G2III/IV
102870	3.590	0.518	91.740	F8V
104304	5.540	0.760	77.480	K0IV
105452	4.020	0.334	67.710	F0IV/V
106516	6.110	0.470	44.340	F5V
108722	5.470	0.445	15.100	F5III
110379	2.740	0.368	84.530	F0V+...
110897	5.950	0.557	57.570	G0V
111456	5.830	0.467	41.390	F5V
113022	6.200	0.466	24.490	F6Vs
113139	4.930	0.368	40.060	F2V
113337	6.010	0.427	26.720	F6V
114378	4.320	0.455	69.810	F5V
114519	8.070	0.614	9.250	K2III
115383	5.190	0.585	55.710	G0Vs
115404	6.490	0.926	89.070	K2V
115617	4.740	0.709	117.300	G5V
115810	6.010	0.277	15.340	F0IV
116568	5.760	0.415	33.230	F3V
117176	4.970	0.714	55.220	G5V
118216	4.910	0.404	22.460	F2IV SB
119288	6.160	0.418	27.960	F3Vp
121370	2.680	0.580	88.170	G0IV
122106	6.360	0.486	12.890	F8V
123999	4.820	0.541	27.270	F9IVw
124850	4.070	0.511	46.740	F7V
125111	6.380	0.376	20.720	F2IV
125451	5.410	0.385	38.330	F5IV
126660	4.040	0.497	68.630	F7V
127821	6.100	0.428	31.510	F4IV
128093	6.320	0.450	23.720	F5V
128167	4.470	0.364	64.660	F3Vwvar

Cont. pág. siguiente

Tabla 1 – cont. pág. anterior

HD	$m_V$	$B - V$	Paralaje (mas)	Tipo y clase espectral
128620	-0.010	0.710	742.120	G2V
128621	1.350	0.900	742.120	K1V
129502	3.870	0.385	53.540	F2III
130817	6.150	0.389	24.390	F2V
130945	5.760	0.482	21.340	F7IVw
131117	6.300	0.605	24.990	G0/G1V
131156	4.540	0.720	149.260	G8V + K4V
131511	6.000	0.841	86.690	K2V
133640	4.830	0.647	78.390	G2V + G2V
134083	4.930	0.429	50.700	F5V
141004	4.420	0.604	85.080	G0Vvar
142373	4.600	0.563	63.080	F9V
142860	3.850	0.478	89.920	F6V
143761	5.390	0.612	57.380	G2V
144284	4.010	0.528	47.790	F8IV-V
144579	6.660	0.734	69.610	G8V
146361	5.230	0.599	46.110	F8V
146836	5.530	0.466	24.100	F5IV
147513	5.370	0.625	77.690	G3/G5V
147584	4.900	0.555	82.610	F9V
149661	5.770	0.827	102.270	K2V
150680	2.810	0.650	92.630	F9IV
151044	6.480	0.541	34.000	F8V
151613	4.840	0.375	37.410	F2V
152391	6.650	0.749	59.040	G8V
152598	5.340	0.319	33.300	F0V
153597	4.880	0.481	66.280	F6Vvar
154417	6.000	0.578	49.060	F9V
154905	4.910	0.471	37.080	F5
155203	3.320	0.441	45.560	F3p
155555	6.870	0.798	31.830	K1Vp
156026	6.330	1.144	167.560	K5V
157919	4.280	0.402	29.260	F3III
157950	4.530	0.385	33.280	F3V
159876	3.540	0.262	30.930	F0IIIp
160910	5.540	0.387	28.150	F4Vw
160922	4.770	0.430	42.620	F5V
161797	3.420	0.750	119.050	G5IV
162917	5.770	0.425	31.870	F4IV-V
163611	7.590	0.449	13.980	F4Vvar
163930	7.240	0.602	10.170	F6V
164615	7.030	0.354	14.360	F2IV-V
165341	4.030	0.860	196.620	K0V SB
166620	6.380	0.876	90.110	K2V
168151	4.990	0.440	42.560	F5V
170153	3.550	0.489	124.110	F7Vvar
171802	5.380	0.387	25.750	F5III
171834	5.430	0.386	31.530	F3V
173667	4.190	0.483	52.370	F6V
175813	4.830	0.396	33.430	F3IV/V
177171	5.170	0.532	19.070	F7V
178619	6.650	0.462	13.800	F5IV-V
182488	6.370	0.804	64.540	G8V
182572	5.170	0.761	66.010	G8IVvar

Cont. pág. siguiente



Tabla 1 – cont. pág. anterior

HD	$m_V$	$B - V$	Paralaje (mas)	Tipo y clase espectral
182640	3.360	0.319	65.050	F0IV
184663	6.370	0.414	23.790	F6IV
184960	5.710	0.475	39.080	F7V
185124	5.450	0.429	31.140	F3IV
185144	4.670	0.786	173.410	K0V
185395	4.490	0.395	53.780	F4V
186155	5.060	0.426	20.510	F5II
186408	5.990	0.643	46.250	G2V
186427	6.250	0.661	46.700	G5V
186786	6.040	0.317	16.670	F2III-IV
187013	5.000	0.476	47.940	F5
187691	5.120	0.563	51.570	F8V
188376	4.700	0.748	42.030	G3/G5III
190248	3.550	0.751	163.730	G5IV-Vvar
190406	5.800	0.600	56.600	G1V
191026	5.380	0.850	41.340	K0IV
191408	5.320	0.868	165.240	K2V
192455	5.700	0.530	20.540	F5V
194012	6.160	0.498	38.270	F8V
196378	5.110	0.544	41.330	F8V
196524	3.640	0.425	33.490	F5IV
197373	6.020	0.443	30.120	F6IV
197692	4.130	0.426	68.160	F5V
198084	4.520	0.535	36.870	F8IV-V
199143	7.270	0.544	20.960	F8V
199766	5.300	0.464	16.590	F5III...
200391	7.330	0.614	20.060	G0IIIvar
202444	3.740	0.393	47.800	F1IV
203454	6.390	0.533	37.640	F8V
203608	4.210	0.494	108.500	F6V
206860	5.960	0.587	54.370	G0V
206901	4.140	0.425	28.340	F5IV
209369	5.040	0.439	26.670	F5V
210027	3.770	0.435	85.060	F5V
210334	6.110	0.763	23.790	K2III comp
212697	5.550	0.618	49.800	G3V
215648	4.200	0.502	61.540	F7V
217014	5.450	0.666	65.100	G5V
219080	4.530	0.302	40.820	F0V
220117	5.770	0.468	23.590	F5V
220140	7.530	0.893	50.650	G9V
222368	4.130	0.507	72.510	F7V
222451	6.240	0.424	22.630	F1V
223421	6.360	0.408	13.050	F2IV
223552	6.470	0.403	24.680	F3V
224085	7.510	1.007	23.620	K0V SB
224617	4.030	0.419	30.780	F4IV
224930	5.800	0.690	80.630	G3V

Tabla 2

HD	$m_V$	$B - V$	Plx(mas)	Fecha juliana (JD)	Año	$S$	$\sigma_S$	Espectro IUE
166	6.07	0.752	72.98	2445182.000	1982.58	0.404	0.0161	LWR13815
166	6.07	0.752	72.98	2445290.000	1982.87	0.467	0.0189	LWR14642
166	6.07	0.752	72.98	2445291.000	1982.87	0.447	0.0180	LWR14654
166	6.07	0.752	72.98	2445292.500	1982.87	0.451	0.0182	LWR14663
400	6.21	0.504	30.26	2445998.500	1984.81	0.156	0.0058	LWP04632
432	2.28	0.380	59.89	2444521.250	1980.76	0.159	0.0059	LWR08974
432	2.28	0.380	59.89	2447112.000	1987.85	0.157	0.0058	LWP12076
432	2.28	0.380	59.89	2444509.000	1980.73	0.159	0.0058	LWR08895
432	2.28	0.380	59.89	2447111.750	1987.85	0.161	0.0059	LWP12074
432	2.28	0.380	59.89	2447111.750	1987.85	0.159	0.0059	LWP12068
432	2.28	0.380	59.89	2447111.500	1987.85	0.161	0.0059	LWP12067
432	2.28	0.380	59.89	2447027.000	1987.63	0.160	0.0059	LWP11431
432	2.28	0.380	59.89	2447111.750	1987.85	0.165	0.0061	LWP12070
432	2.28	0.380	59.89	2444085.250	1979.58	0.138	0.0052	LWR05214
432	2.28	0.380	59.89	2446676.750	1986.67	0.163	0.0060	LWP08997
432	2.28	0.380	59.89	2446676.750	1986.67	0.161	0.0059	LWP08996
432	2.28	0.380	59.89	2447111.750	1987.85	0.162	0.0059	LWP12073
432	2.28	0.380	59.89	2447112.000	1987.85	0.164	0.0060	LWP12075
432	2.28	0.380	59.89	2447111.750	1987.85	0.165	0.0061	LWP12071
432	2.28	0.380	59.89	2447111.750	1987.85	0.164	0.0060	LWP12069
432	2.28	0.380	59.89	2447111.750	1987.85	0.163	0.0060	LWP12072
432	2.28	0.380	59.89	2446677.000	1986.67	0.164	0.0060	LWP08999
432	2.28	0.380	59.89	2446677.000	1986.67	0.163	0.0060	LWP09000
432	2.28	0.380	59.89	2446677.000	1986.67	0.167	0.0061	LWP08998
432	2.28	0.380	59.89	2446677.000	1986.67	0.168	0.0062	LWP09001
483	7.07	0.644	19.28	2447899.000	1990.02	0.276	0.0105	LWP17097
693	4.89	0.487	52.94	2445641.750	1983.83	0.136	0.0051	LWP02201
905	5.71	0.331	28.57	2444523.500	1980.77	0.173	0.0063	LWR08992
1581	4.23	0.576	116.38	2444748.250	1981.39	0.139	0.0052	LWR10687
1581	4.23	0.576	116.38	2444729.500	1981.34	0.138	0.0052	LWR10520
1581	4.23	0.576	116.38	2444770.500	1981.45	0.139	0.0052	LWR10858
1581	4.23	0.576	116.38	2445059.750	1982.25	0.146	0.0054	LWR12915
1581	4.23	0.576	116.38	2443710.500	1978.55	0.127	0.0049	LWR01862
1581	4.23	0.576	116.38	2443798.000	1978.78	0.126	0.0049	LWR02621
1581	4.23	0.576	116.38	2444762.500	1981.43	0.146	0.0054	LWR10799
1581	4.23	0.576	116.38	2443912.000	1979.10	0.152	0.0056	LWR03699
1581	4.23	0.576	116.38	2446038.000	1984.91	0.153	0.0057	LWP04914
1581	4.23	0.576	116.38	2443748.500	1978.65	0.136	0.0051	LWR02191

Tabla 2.: Índice  $S$  para todas las estrellas dF a dK con observaciones IUE. En las columnas 1 a 4, se listan el nombre, la magnitud visual  $m_V$ , el color  $B - V$  y el paralaje de la estrella. En las columnas 5, 6 y 9 se listan la fecha y el nombre de la observación IUE. En las columnas 7 y 8 se indican el valor de  $S$  y su desviación standard  $\sigma_S$  derivado de dicho espectro. La Tabla 2 completa se encuentra disponible electrónicamente en <http://www.iafe.uba.ar/abuccino/catalog.htm>.

---

# Bibliografía

- Alekseev, I. Y., & Gershberg, R. E. 1998, in ASP Conf. Ser. 154: Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. R. A. Donahue & J. A. Bookbinder, 1471–+
- Avrett, E. H. 1998, in Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22, ed. J. M. Pap, C. Frohlich, & R. K. Ulrich, 449–+
- Baliunas, S., & Soon, W. 1995, ApJ, 450, 896
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W., & Henry, G. W. 1998, in ASP Conf. Ser. 154: Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. R. A. Donahue & J. A. Bookbinder, 153–+
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., Horne, J. H., Frazer, J., Woodard-Eklund, L., Bradford, M., Rao, L. M., Wilson, O. C., Zhang, Q., Bennett, W., Briggs, J., Carroll, S. M., Duncan, D. K., Figueroa, D., Lanning, H. H., Misch, T., Mueller, J., Noyes, R. W., Poppe, D., Porter, A. C., Robinson, C. R., Russell, J., Shelton, J. C., Soyumer, T., Vaughan, A. H., & Whitney, J. H. 1995, ApJ, 438, 269
- Berdyugina, S. V. 2005, Living Reviews in Solar Physics, 2, 8
- Berdyugina, S. V., Berdyugin, A. V., Ilyin, I., & Tuominen, I. 1999, A&A, 350, 626
- Berdyugina, S. V., & Henry, G. W. 2007, ApJL, 659, L157
- Bessell, M. S. 1990, PASP, 102, 1181
- Boehm-Vitense, E. 1981, ARA&A, 19, 295
- Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., Udry, S., Mayor, M., Perrier, C., Bouchy, F., Pepe, F., Queloz, D., & Bertaux, J.-L. 2005, A&A, 443, L15
- Brandenburg, A., Saar, S. H., & Turpin, C. R. 1998, ApJL, 498, L51+
- Braterman, P. S., & Cairns-Smith, A. G. 1987, Origins of Life, 17, 221
- Brown, A., Skinner, S., Stewart, R., Drake, S., & Deeney, B. 1994, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 26, Bulletin of the American Astronomical Society, 1463–+
- Buccino, A. P., Lemarchand, G. A., & Mauas, P. J. D. 2006, Icarus, 183, 491
- Buchholz, B., Ulmschneider, P., & Cuntz, M. 1998, ApJ, 494, 700
- Butler, R. P., Johnson, J. A., Marcy, G. W., Wright, J. T., Vogt, S. S., & Fischer, D. A. 2006, PASP, 118, 1685

- Cassatella, A., Altamore, A., González-Riestra, R., Ponz, J. D., Barbero, J., Talavera, A., & Wamsteker, W. 2000, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 141, 331
- Cayrel de Strobel, G. 1996, *A&ARv*, 7, 243
- Cerruti-Sola, M., Cheng, C.-C., & Pallavicini, R. 1992, *A&A*, 256, 185
- Chabrier, G., & Küker, M. 2006, *A&A*, 446, 1027
- Chambliss, C. R. 1976, *PASP*, 88, 762
- Charbonneau, P. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 2
- Choudhuri, A. R. 1998, *The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists* (Cambridge University Press, New York.)
- Chyba, C. F., & McDonald, G. D. 1995, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 23, 215
- Chyba, C. F., & Sagan, C. 1992, *Nature*, 355, 125
- Chyba, C. F., & Sagan, C. 1997, in *Comets and the Origin and Evolution of Life*, ed. P.J.Thomas, C. Chyba, & C. McKay, 147–173
- Cincunegui, C., Díaz, R. F., & Mauas, P. J. D. 2007, *A&A*, 469, 309
- Cincunegui, C. C., Diaz, R., & Mauas, P. 2007, *A&A*, 461, 1107
- Cockell, C. S. 1998, *J. theor.Biol.*, 193, 717
- Cockell, C. S. 1999, *Icarus*, 141, 399
- . 2000, *Planet. Space Sci.*, 48, 203
- Cockell, C. S., Catling, D. C., Davis, W. L., Snook, K., Kepner, R. L., Lee, P., & McKay, C. P. 2000, *Icarus*, 146, 343
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities* (Allen's astrophysical quantities, 4th ed. Publisher: New York: AIP Press; Springer, 2000. Edited by Arthur N. Cox. ISBN: 0387987460)
- Crick, F., & Orgel, L. 1980, *Directed Panspermia (The Quest for Extraterrestrial Life)*, 24–+
- Cronin, J. R., Pizzarello, S., & Cruikshank, D. P. 1988, *Organic matter in carbonaceous chondrites, planetary satellites, asteroids and comets (Meteorites and the Early Solar System)*, 819–857
- Demarque, P., Guenther, D. B., & van Altena, W. F. 1986, *ApJ*, 300, 773
- Díaz, R. F., Gonzalez, G. F., Cincunegui, C. C., & Mauas, P. J. D. 2007, *A&A*, en prensa
- Dole, S. H. 1964, *Habitable planets for man* (New York, Blaisdell Pub. Co.)
- Donahue, R. A. 1993, PhD thesis, AA(New Mexico State Univ., University Park.)
- Dorren, J. D., & Guinan, E. F. 1994, *ApJ*, 428, 805

- Dravins, D., Linde, P., Fredga, K., & Gahm, G. F. 1993, *ApJ*, 403, 396
- Dravins, D., Lindegren, L., & Vandenberg, D. A. 1998, *A&A*, 330, 1077
- Duncan, D. K., Vaughan, A. H., Wilson, O. C., Preston, G. W., Frazer, J., Lanning, H., Misch, A., Mueller, J., Soyumer, D., Woodard, L., Baliunas, S. L., Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Porter, A., Zwaan, C., Middelkoop, F., Rutten, R. G. M., & Mihalas, D. 1991, *ApJS*, 76, 383
- Eddy, J. A. 1976, *Science*, 192, 1189
- Ehrenfreund, P., Irvine, W., Becker, L., Blank, J., Brucato, J. R., Colangeli, L., Derenne, S., Despois, D., Dutrey, A., Fraaije, H., Lazcano, A., Owen, T., & Robert, F. 2002, *Reports of Progress in Physics*, 65, 1427
- Fekel, Jr., F. C. 1983, *ApJ*, 268, 274
- Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1993, *ApJ*, 406, 319
- Foukal, P., & Lean, J. 1988, *ApJ*, 328, 347
- Frodesen, G. A., Skjeggstad, O., & Tofte, H. 1979, *Probability and Statistics in Particle Physics* (Universitetsforlaget)
- Garhart, M. P., Smith, M. A., Turnrose, B. E., Levay, K. L., & Thompson, R. W. 1997, *IUE NASA Newsletter*, 57, 1
- Gershberg, R. E. 2005, *Solar-Type Activity in Main-Sequence Stars* (Springer, Heidelberg, The Netherlands)
- González-Riestra, R., Cassatella, A., Solano, E., Altamore, A., & Wamsteker, W. 2000, *A&AS*, 141, 343
- Gough, D. O. 1981, *SoPh*, 74, 21
- Gray, D. F., & Baliunas, S. L. 1994, *ApJ*, 427, 1042
- . 1995, *ApJ*, 441, 436
- Green, A. E. S., & Miller, J. H. 1975, *CIAP Monogr.*, 5(1), 60
- Guinan, E. F., Ribas, I., & Harper, G. M. 2003, *ApJ*, 594, 561
- Haberle, R. M., McKay, C. P., Tyler, D., & Reynolds, R. T. 1996, in *Circumstellar Habitable Zones*, ed. L. R. Doyle, 29
- Hall, J. C., & Lockwood, G. W. 2004, *ApJ*, 614, 942
- Hall, J. C., Lockwood, G. W., & Skiff, B. A. 2007, *AJ*, 133, 862
- Hardorp, J. 1978, *A&A*, 63, 383
- Hart, M. H. 1978, *Icarus*, 33, 23
- . 1979, *Icarus*, 37, 351

- Hawley, S. L. 1989, PhD thesis, AA(Texas Univ., Austin.)
- Hawley, S. L., & Pettersen, B. R. 1991, *ApJ*, 378, 725
- Heath, D. F., & Schlesinger, B. M. 1986, *JGR*, 91, 8672
- Heath, M. J., Doyle, L. R., Joshi, M. M., & Haberle, R. M. 1999, *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, 29, 405
- Henry, G. W., Eaton, J. A., Hamer, J., & Hall, D. S. 1995a, *ApJS*, 97, 513
- Henry, T., Soderblom, D., Baliunas, S., Davis, R., Donahue, R., Latham, D., Stefanik, R., Torres, G., Duquennoy, A., Mayor, M., Andersen, J., Nordstrom, B., & Olsen, E. 1995b, in *ASP Conf. Ser. 74: Progress in the Search for Extraterrestrial Life.*, ed. G. S. Shostak
- Henry, T. J., Soderblom, D. R., Donahue, R. A., & Baliunas, S. L. 1996, *AJ*, 111, 439
- Hoeg, E., Bässgen, G., Bastian, U., Egret, D., Fabricius, C., Großmann, V., Halbwachs, J. L., Makarov, V. V., Perryman, M. A. C., Schwekendiek, P., Wagner, K., & Wicenec, A. 1997, *A&A*, 323, L57
- Horne, J. H., & Baliunas, S. L. 1986, *ApJ*, 302, 757
- Horneck, G., Stöffler, D., Eschweiler, U., & Hornemann, U. 2001, *Icarus*, 149, 285
- Hoyle, F., & Wickramasinghe, N. C. 1986, *Nature*, 322, 509
- Huang, S. S. 1959, *Am.Scientist*, 47, 397
- . 1960, *PASP*, 72, 489
- Johns-Krull, C. M., & Valenti, J. A. 1996, *ApJ*, 459, L95
- Johnson, H. L. 1966, *ApJ*, 146, 613
- Joshi, M. 2003, *Astrobiology*, 3, 415
- Joshi, M. M., Haberle, R. M., & Reynolds, R. T. 1997, *Icarus*, 129, 450
- Judge, P. G., Saar, S. H., Carlsson, M., & Ayres, T. R. 2004, *ApJ*, 609, 392
- Kamper, K. W., & Wesselink, A. J. 1978, *AJ*, 83, 1653
- Kasting, J. F. 1988, *Icarus*, 74, 472
- . 1991, *Icarus*, 94, 1
- . 1993, *Science*, 259, 920
- Kasting, J. F. 1996, in *Circumstellar Habitable Zones*, ed. L. R. Doyle, 17–+
- Kasting, J. F., Toon, O. B., & Pollack, J. B. 1988, *Scientific American*, 258, 90
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icarus*, 101, 108
- Khodachenko, M. L., Ribas, I., Lammer, H., Grießmeier, J.-M., Leitner, M., Selsis, F., Eiroa, C., Hanslmeier, A., Biernat, H. K., Farrugia, C. J., & Rucker, H. O. 2007, *Astrobiology*, 7, 167

- Kosovichev, A. G. 1996, *ApJ*, 469, L61
- Kövári, Z., & Pagano, I. 2000, in *Workshop on the Sun and Sun-like Stars, 9-11 August 1999*, Szombathely, Hungary. Proceedings. Edited by I. Jankovics, J. Kovács and I. J. Vincze. Szombathely, Hungary: Gothard Astrophysical Observatory, ISBN 963-00-3492-1, 2000, p. 7 - 13, ed. I. Jankovics, J. Kovács, & I. J. Vincze, 7–13
- Kurster, M. 1994, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 64, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. J.-P. Caillault, 104–+
- Labonte, B. J. 1986, *ApJS*, 62, 229
- Lachaume, R., Dominik, C., Lanz, T., & Habing, H. J. 1999, *Astron. Astrophys.*, 348, 897
- Lang, K. R. 1980, *Astrophysical Formulae (A Compendium for the Physicist and Astrophysicist, XXIX, 783 pp. 46 figs., 69 tabs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Springer Study Edition)*
- Lanza, A. F., Catalano, S., Cutispoto, G., Pagano, I., & Rododnò, M. 1998a, *A&A*, 332, 541
- Lanza, A. F., Catalano, S., Cutispoto, G., Pagano, I., & Rodono, M. 1998b, *A&A*, 332, 541
- Lanza, A. F., Piluso, N., Rodonò, M., Messina, S., & Cutispoto, G. 2006, *A&A*, 455, 595
- Laughlin, G., & Bodenheimer, P. 1993, *ApJ*, 403, 303
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 1997, *ApJ*, 482, 420
- Lean, J., Beer, J., & Bradley, R. 1995, *GeoRL*, 22, 3195
- Leighton, R. B. 1959, *ApJ*, 130, 366
- Lindberg, C., & Horneck, G. 1991, *J. Photochem. Photobiol. B: Biol.*, 11, 69
- Linsky, J. L. 2000, in *American Institute of Physics Conference Series, Vol. 522, American Institute of Physics Conference Series*, ed. S. S. Holt & W. W. Zhang, 389–399
- Linsky, J. L., Neff, J. E., Brown, A., Gross, B. D., Simon, T., Andrews, A. D., Rodono, M., & Feldman, P. A. 1989, *A&A*, 211, 173
- Lomb, N. R. 1976, *ApSS*, 39, 447
- Luhmann, J. G., & Bauer, S. J. 1992, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 66, 417
- Martens, P. C. H., & Kuin, N. P. M. 1989, *Sol. Phys.*, 122, 263
- Massa, D., & Fitzpatrick, E. L. 1998, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 30, 1122
- Mauas, P. J. D., & Falchi, A. 1996, *A&A*, 310, 245
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Meléndez, J., Dodds-Eden, K., & Robles, J. A. 2006, *ApJL*, 641, L133

- Metcalfe, T. S., Dziembowski, W. A., Judge, P. G., & Snow, M. 2007, *MNRAS*, L50+
- Miller, S. L. 1953, *Science*, 117, 528
- Mochnacki, S. W., & Zirin, H. 1980, *ApJL*, 239, L27
- Mojzsis, S. J., Arrhenius, G., McKeegan, K. D., Harrison, T. M., Nutman, A. P., & Friend, C. R. L. 1996, *Nature*, 384, 55
- Mulkidjanian, A. Y., Cherepanov, D. A., & Galperin, M. Y. 2003, *BMC Evolutionary Biology*, 3, 12
- Neff, J. E. 1995, *The Spatially-Resolved Structure of the V711 Tau Stellar Environment*, Tech. rep.
- Nichols, J. S., & Linsky, J. L. 1996, *AJ*, 111, 517
- Nordstrom, B., Mayor, M., Andersen, J., Holmberg, J., Pont, F., Jorgensen, B. R., Olsen, E. H., Udry, S., & Mowlavi, N. 2004, *VizieR Online Data Catalog*, 5117
- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763
- Oranje, B. J., & Zwaan, C. 1985, *A&A*, 147, 265
- Oranje, B. J., Zwaan, C., & Middelkoop, F. 1982, *A&A*, 110, 30
- Orgel, L. E. 1998, *Trends in Biology*, 23, 491
- Ossendrijver, M. 2003, *ApJS*, 11, 287
- Parker, E. 1993, *ApJ*, 408, 707
- Parker, E. N. 1955, *ApJ*, 122, 293
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Hoeg, E., Bastian, U., Bernacca, P. L., Crézé, M., Donati, F., Grenon, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C. A., Le Poole, R. S., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschlé, M., & Petersen, C. S. 1997, *A&A*, 323, L49
- Pettersen, B. R., Coleman, L. A., & Evans, D. S. 1984, *ApJS*, 54, 375
- Phan-Bao, N., Martín, E. L., Donati, J.-F., & Lim, J. 2006, *ApJL*, 646, L73
- Pomerance, B. H., Abbott, B., & Ambruster, C. 1995, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 27, 838
- Porto de Mello, G. F., & da Silva, L. 1997, *ApJL*, 482, L89+
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (Cambridge: University Press, —c1992, 2nd ed.)
- Radick, R. R., Lockwood, G. W., Skiff, B. A., & Baliunas, S. L. 1998, *ApJS*, 118, 239
- Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M., & Audard, M. 2005, *ApJ*, 622, 680



- Robinson, R. D., & Durney, B. R. 1982, *A&A*, 108, 322
- Robrade, J., Schmitt, J. H. M. M., & Favata, F. 2005, *A&A*, 442, 315
- Rodonó, M. 1986, *The atmospheres of M dwarfs: Observations* (NASA, Washington, The M-Type Stars), 409–453
- Rodono, M., Byrne, P. B., Neff, J. E., Linsky, J. L., Simon, T., Butler, C. J., Catalano, S., Cutispoto, G., Doyle, J. G., Andrews, A. D., & Gibson, D. M. 1987, *A&A*, 176, 267
- Rodono, M., Cutispoto, G., Pazzani, V., Catalano, S., Byrne, P. B., Doyle, J. G., Butler, C. J., Andrews, A. D., Blanco, C., Marilli, E., Linsky, J. L., Scaltriti, F., Busso, M., Cellino, A., Hopkins, J. L., Okazaki, A., Hayashi, S. S., Zeilik, M., Helston, R., Henson, G., Smith, P., & Simon, T. 1986, *A&A*, 165, 135
- Russell, H. N. 1914, *Popular Astronomy*, 22, 275
- Rutten, R. G. M. 1984, *A&A*, 130, 353
- Rutten, R. G. M., Schrijver, C. J., Lemmens, A. F. P., & Zwaan, C. 1991, *A&A*, 252, 203
- Saar, S. H., & Osten, R. A. 1997, *MNRAS*, 284, 803
- Scalo, J., Kaltenegger, L., Segura, A. G., Fridlund, M., Ribas, I., Kulikov, Y. N., Grenfell, J. L., Rauer, H., Odert, P., Leitzinger, M., Selsis, F., Khodachenko, M. L., Eiroa, C., Kasting, J., & Lammer, H. 2007, *Astrobiology*, 7, 85
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835
- Schmitt, J. H. M. M., & Liefke, C. 2004, *A&A*, 417, 651
- Schneider, J. 2006, <http://vo.obspm.fr/exoplanetes/encyclo/>
- . 2007, <http://vo.obspm.fr/exoplanetes/encyclo/>
- Schopf, J. W. 1993, *Science*, 260, 640
- Schou, J., Antia, H. M., Basu, S., Bogart, R. S., Bush, R. I., Chitre, S. M., Christensen-Dalsgaard, J., di Mauro, M. P., Dziembowski, W. A., Eff-Darwich, A., Gough, D. O., Haber, D. A., Hoeksema, J. T., Howe, R., Korzennik, S. G., Kosovichev, A. G., Larsen, R. M., Pijpers, F. P., Scherrer, P. H., Sekii, T., Tarbell, T. D., Title, A. M., Thompson, M. J., & Toomre, J. 1998, *ApJ*, 505, 390
- Schrijver, C. J. 1987, *A&A*, 172, 111
- Schrijver, C. J., Dobson, A. K., & Radick, R. R. 1989, *ApJ*, 341, 1035
- . 1992, *A&A*, 258, 432
- Segura, A., Kasting, J. F., Meadows, V., Cohen, M., Scalo, J., Crisp, D., Butler, R. A. H., & Tinetti, G. 2005, *Astrobiology*, 5, 706
- Segura, A., Krelve, K., Kasting, J. F., Sommerlatt, D., Meadows, V., Crisp, D., Cohen, M., & Mlawer, E. 2003, *Astrobiology*, 3, 689
- Setlow, R. B., & Doyle, B. 1954, *Biochim. Biophys. Acta*, 15, 117

- Silk, J. 1989, *The Big Bang* (San Francisco: Freeman, 1989, Rev. - upd. ed.)
- Soderblom, D. R., & King, J. R. 1998, in *Solar Analogs: Characteristics and Optimum Candidates.*, ed. J. C. Hall, 41–+
- Steenbeck, M., Krause, F., & Rädler, K. H. 1966, *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 21, 369
- Tarter, J. C., Backus, P. R., Mancinelli, R. L., Aurnou, J. M., Backman, D. E., Basri, G. S., Boss, A. P., Clarke, A., Deming, D., Doyle, L. R., Feigelson, E. D., Freund, F., Grinspoon, D. H., Haberle, R. M., Hauck, II, S. A., Heath, M. J., Henry, T. J., Hollingsworth, J. L., Joshi, M. M., Kilston, S., Liu, M. C., Meikle, E., Reid, I. N., Rothschild, L. J., Scalo, J., Segura, A., Tang, C. M., Tiedje, J. M., Turnbull, M. C., Walkowicz, L. M., Weber, A. L., & Young, R. E. 2007, *Astrobiology*, 7, 30
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., & De Sterck, H. 2005, *Science*, 308, 1014
- Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M.-C., Beaulieu, J.-P., Yung, Y., Carey, S., Barber, R. J., Tennyson, J., Ribas, I., Allard, N., Ballester, G. E., Sing, D. K., & Selsis, F. 2007, *Nature*, 448, 169
- Tinney, C. G., McCarthy, C., Jones, H. R. A., Butler, R. P., Carter, B. D., Marcy, G. W., & Penny, A. J. 2002, *MNRAS*, 332, 759
- Toupance, G., Bossard, A., & Raulin, F. 1977, *Origins of Life*, 8, 259
- Tsvetkov, M. K., Mavridis, L. N., & Asteriadis, G. A. 1983, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 2340, 1
- Turck-Chieze, S., Cahen, S., Casse, M., & Doom, C. 1988, *ApJ*, 335, 415
- Turnbull, M. C., & Tarter, J. C. 2003a, *ApJ. Suppl.*, 145, 181
- . 2003b, *ApJ. Suppl.*, 149, 423
- Turon, C., Creze, M., Egret, D., Gomez, A., Grenon, M., Jahrei, H., Requieme, Y., Argue, A. N., Bec-Borsenberger, A., Dommange, J., Mennessier, M. O., Arenou, F., Chareton, M., Crifo, F., Mermilliod, J. C., Morin, D., Nicolet, B., Nys, O., Prevot, L., Rousseau, M., Perryman, M. A. C., & et al. 1993, *Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires*, 43, 5
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., Perrier, C., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., Queloz, D., & Bertaux, J. . 2007, *A& A*, 469, L43
- Underwood, D. R., Jones, B. W., & Sleep, P. N. 2003, *International Journal of Astrobiology*, 2, 289
- Vaughan, A. H., & Preston, G. W. 1980, *PASP*, 92, 385
- Vaughan, A. H., Preston, G. W., & Wilson, O. C. 1978, *PASP*, 90, 267
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, *ApJS*, 45, 635
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Ballester, G. E., Ehrenreich, D., Ferlet, R., McConnell, J. C., Mayor, M., & Parkinson, C. D. 2004, *ApJ*, 604, 69

- Vieytes, M., & Mauas, P. J. D. 2004, *ApSS*, 290, 311
- von Bloh, W., Bounama, C., Cuntz, M., & Franck, S. 2007, *ArXiv e-prints*, 705
- von Hoerner, S. 1961, *Science*, 134, 1839
- . 1973, *Acta Astronautica*, 18, 421
- Walker, J. K., Koehler, J. A., Creutzberg, F., McNamara, A. G., Vallance Jones, A., & Whalen, B. A. 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 9975
- Walter, F. M., Neff, J. E., Gibson, D. M., Linsky, J. L., Rodono, M., Gary, D. E., & Butler, C. J. 1987, *A&A*, 186, 241
- Wetherill, G. W. 1996, *Icarus*, 119, 219
- White, O. R., & Livingston, W. C. 1981, *ApJ*, 249, 798
- Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1996, in *Circumstellar Habitable Zones*, ed. L. R. Doyle
- Wilson, O. 1978, *A&AS*, 226, 379
- Wright, J. T., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2004, *ApJS*, 152, 261
- Young, P. A., Mamajek, E. E., Arnett, D., & Liebert, J. 2001, *ApJ*, 556, 230



# Agradecimientos

---

Quiero agradecer a las instituciones que me permitieron realizar este trabajo y a las personas que me acompañaron en esta etapa.

En primer lugar agradezco a mi director Pablo Mauas por lo que me enseñó y me condujo a aprender con las extensas discusiones e iteraciones de cada trabajo. Gracias a su confianza, logra educarme para que pueda trabajar independiente.

También quiero agradecerle a Guillermo Lemarchand por introducirme al mágico mundo de la astrobiología, por ayudarme a generar nuevos trabajos y por su confianza.

Quiero agradecer a CONICET que financió mi trabajo y, sobretodo, al IAFE en general, tanto a la institución por la ayuda material que me brindó como a las personas que lo integran generar un hermoso ambiente de trabajo. En especial, al grupo de Física Solar con las que comparto más temas laborales, almuerzos y cafés.

Y más en particular quiero agradecer a Rodrigo, mi reciente compañero de oficina, por todo lo que me ayudó este año con las estrellas y por ser un buen compañero, a Marilú, mi ex-compañera de oficina, una persona incondicional, a Ximena, que me ayuda con mis dudas biológicas; a Caro, la que me inició en todo esto, una gran amiga y a Mariela, otra amiga que me dió este doctorado.

Obviamente, realizar este trabajo fue más que nada posible por mi mamá y mi papá que me quieren, me cuidan, me apoyan siempre y todo el tiempo, desde hace ya algunas décadas. También quiero agradecer a mi hermano Fer, que lo adoro.

Otros infaltables agradecimientos son para mis hermanas por elección: Flor, Lau, Yami, Mar, Magui, Leti y Meli, esenciales.

También agradezco a los chicos Mati, Dany, Mariano, Sergio, Gastón, Gaby, Euge y Ceci porque llenaron de alegría, cariño, compañía todos estos años del doctorado y se transformaron en grandes amigos.

Por sobre todas las cosas quiero agradecerle a la persona a quien fue dedicada esta tesis: a mi marido, Rodrigo, por amarme, cuidarme y por sostenerme en las crisis y alentarme en los progresos. Es mi compañero, fundamental en mi vida, y como tal, me ayudó mucho mucho a terminar esta etapa.