

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN**

INSTITUTO DE TECNOLOGÍA

“Prof. Jorge A. Sabato”

**Estudio de actividad magnética en sistemas  
planetarios de estrellas de tipo M**

**Tesis doctoral**

presentada por

**Lic. Carla Gabriela Oviedo**

**Director:**

Dr. Rodrigo F. Díaz

**Co-Directora:**

Dra. Andrea P. Buccino

(\* ) Tesis para optar al título de Doctora en Ciencia y Tecnología mención

Física

República Argentina

2026

A Vicente

A mamá, que me muestra el cielo de cada día

## *Resumen*

Las estrellas de baja masa, en particular las enanas de tipo espectral M, constituyen objetivos privilegiados para la detección de exoplanetas habitables de tipo terrestre mediante el método de velocidades radiales debido a su baja masa estelar y a la proximidad de sus zonas de habitabilidad. Sin embargo, su intensa actividad magnética introduce señales de origen estelar que pueden interferir significativamente con la detección y caracterización de planetas, especialmente en el caso de variaciones de largo plazo asociadas a ciclos de actividad magnética.

Para evaluar el impacto de los ciclos de actividad magnética en estrellas de baja masa sobre las mediciones de velocidad radial de alta precisión, se analizaron observaciones espectroscópicas obtenidas con el espectrógrafo *SOPHIE*. A partir de estos datos, se construyeron y analizaron series temporales del índice  $S$  de Ca II H&K, del índice  $\log R'_{\text{HK}}$  y de  $H\alpha$ , utilizadas para caracterizar la variabilidad magnética de una muestra seleccionada de enanas M observadas a lo largo de más de una década.

El trabajo se centra en el estudio de dos estrellas cercanas y con planetas conocidos, GJ 411 y GJ 617A, para las cuales se detectan modulaciones coherentes compatibles con ciclos de actividad magnética de largo período, con escalas temporales del orden de 4–5 años. Los resultados muestran que incluso enanas M tempranas y de rotación lenta pueden exhibir ciclos magnéticos bien definidos, análogos al ciclo solar, lo que permite suponer que estas variaciones podrían tener un efecto sobre las mediciones de velocidad radial de alta precisión.

Este estudio pone de manifiesto la importancia de una caracterización detallada de la actividad estelar de largo plazo para distinguir entre señales de origen planetario y estelar, y aporta nuevas restricciones observacionales para la comprensión de los procesos dínamo–magnéticos en estrellas de baja masa.

*Palabras claves:* estrellas enanas M – actividad estelar – técnica: espectroscopía



## *Abstract*

Low-mass stars, particularly M-type dwarfs, are prime targets for the detection of potentially habitable terrestrial exoplanets via the radial-velocity method, owing to their low stellar masses and the close-in location of their habitable zones. However, their strong magnetic activity can introduce stellar-origin signals that significantly interfere with the detection and characterization of planets, especially in the presence of long-term variations associated with magnetic activity cycles.

To investigate the impact of magnetic activity cycles in low-mass stars on high-precision radial-velocity measurements, we analyzed spectroscopic observations obtained with the *SOPHIE* spectrograph. From these data, we constructed and examined time series of the CaII H&K  $S$ -index, the  $\log R'_{\text{HK}}$  index, and  $\text{H}\alpha$ , which were used to characterize the magnetic variability of a selected sample of M dwarfs monitored over more than a decade.

This work focuses on two nearby planet-hosting stars, GJ 411 and GJ 617A, for which we detect coherent modulations consistent with long-period magnetic activity cycles, on timescales of about 4–5 years. Our results show that even early-type, slowly rotating M dwarfs can exhibit well-defined magnetic cycles, analogous to the solar cycle, suggesting that such variations may have an impact on high-precision radial-velocity measurements.

This study highlights the importance of a detailed characterization of long-term stellar activity in order to distinguish between planetary and stellar signals, and provides new observational constraints for understanding dynamo processes in low-mass stars.

*Key words:* M dwarf stars – stellar activity – technique: spectroscopy

# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Contexto . . . . .	1
1.2	Nuestro trabajo . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Estrellas frías y su actividad magnética</b>	<b>6</b>
2.1	Magnitudes estelares . . . . .	7
2.2	El espectro estelar . . . . .	9
2.2.1	Espectro continuo y temperatura efectiva . . . . .	9
2.2.2	Fotometría estelar y sistemas de filtros . . . . .	10
2.2.3	Índices de color y temperatura estelar . . . . .	11
2.3	Clasificación espectral y clases de luminosidad . . . . .	12
2.3.1	Desarrollo histórico . . . . .	13
2.3.2	Clases de luminosidad y el sistema MKK . . . . .	14
2.3.3	El diagrama Hertzsprung–Russell . . . . .	15
2.3.4	Relaciones fundamentales entre masa, luminosidad y radio . . . . .	16
2.4	Estructura y atmósfera de las estrellas . . . . .	17
2.4.1	Estructura interna . . . . .	18
2.4.2	La atmósfera estelar . . . . .	19
2.5	Actividad estelar . . . . .	23
2.5.1	Fenómenos transitorios estelares . . . . .	24
2.5.2	Índices de actividad cromosférica . . . . .	28
2.5.3	Ciclos de actividad estelar . . . . .	32
<b>3</b>	<b>Estrellas enanas M y exoplanetas</b>	<b>35</b>
3.1	Las estrellas M . . . . .	35

3.2	Exoplanetas en torno a estrellas enanas M . . . . .	38
3.2.1	Frecuencia de detección de planetas en torno a estrellas frías . . . . .	41
<b>4</b>	<b>El espectrógrafo <i>SOPHIE</i></b>	<b>46</b>
4.1	Introducción . . . . .	46
4.2	<i>SOPHIE</i> . . . . .	47
4.2.1	Óptica y detector . . . . .	49
4.2.2	Fibras, aperturas y modos de operación . . . . .	50
4.3	Evolución instrumental: <i>SOPHIE+</i> . . . . .	52
4.4	Reducción de datos ( <i>DRS</i> ) . . . . .	52
4.5	Selección de datos para esta tesis . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Estrellas dM observadas con <i>SOPHIE</i></b>	<b>56</b>
5.1	Selección de la muestra de espectros . . . . .	56
5.2	Selección de la muestra . . . . .	57
5.2.1	Análisis preliminar de correlaciones . . . . .	57
5.2.2	Análisis estadístico de la muestra . . . . .	57
5.3	Criterio de calidad espectral . . . . .	58
5.4	Criterio temporal y selección final de estrellas . . . . .	58
5.5	Cálculo de los índices cromosféricos . . . . .	59
5.5.1	Construcción de las series temporales y análisis periódico . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Ciclos magnéticos en enanas M</b>	<b>68</b>
6.1	HD 147379A - GJ 617A - HIP 79755 . . . . .	68
6.1.1	Resultados . . . . .	70
6.2	HD 95735 - Gl 411 - Lalande 21185 . . . . .	73
6.2.1	Resultados . . . . .	73
6.3	Resumen y conclusiones . . . . .	75
<b>7</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>80</b>
<b>8</b>	<b>Agradecimientos</b>	<b>82</b>

<b>Agradecimientos</b>	<b>82</b>
<b>A Análisis espectral de series temporales no equiespaciadas</b>	<b>84</b>
A.1 Análisis espectral de series temporales no equiespaciadas . . . . .	84
A.1.1 Significancia estadística y probabilidad de falsa alarma . . . . .	85
A.1.2 Periodograma generalizado de Lomb–Scargle (GLS) . . . . .	86
A.1.3 Estimación de la FAP en el formalismo GLS . . . . .	88
A.1.4 Detección de periodicidades mediante el método LinGLS . . . . .	88
A.2 Métodos de detección de exoplanetas . . . . .	91
A.2.1 Señal de velocidad radial inducida por planetas . . . . .	91
A.2.2 Profundidad de los tránsitos . . . . .	94
A.2.3 Zona de habitabilidad . . . . .	95
A.3 Series temporales posiblemente cíclicas . . . . .	97
A.4 Dínamo estelar . . . . .	101
A.4.1 Generación del Campo Magnético . . . . .	101
<b>Bibliografía</b>	<b>103</b>

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Contexto

Las estrellas de baja masa, particularmente las enanas de tipo espectral M, constituyen la población estelar más abundante de la Galaxia y desempeñan un papel central en la astrofísica moderna. Su larga permanencia en la secuencia principal, su elevada presencia en el vecindario solar y sus propiedades físicas singulares las convierten en laboratorios privilegiados para el estudio de la física estelar y planetaria. En las últimas décadas, el interés por estas estrellas se ha visto reforzado por su relevancia en la detección y caracterización de exoplanetas, especialmente de planetas rocosos ubicados en la zona de habitabilidad.

Desde el punto de vista observacional, las enanas M presentan ventajas significativas para la detección de exoplanetas tipo terrestres mediante el método de velocidades radiales. Su baja masa implica que planetas de pequeña masa inducen señales Doppler relativamente intensas, lo que facilita su detección en comparación con sistemas alrededor de estrellas más masivas. Asimismo, la proximidad de la zona de habitabilidad a la estrella anfitriona da lugar a períodos orbitales cortos, permitiendo el muestreo de múltiples ciclos orbitales en escalas temporales accesibles. Estas características han posicionado a las enanas M como objetivos prioritarios de numerosos relevamientos de exoplanetas y misiones espaciales dedicadas a la búsqueda de mundos potencialmente habitables.

---

No obstante, estas ventajas se ven contrarrestadas por una limitación fundamental: la intensa actividad magnética que caracteriza a muchas estrellas de baja masa. Las enanas M poseen enanas convectivas profundas —e incluso completamente convectivas en el régimen de menor masa— lo que favorece la generación de campos magnéticos intensos y altamente variables. Como consecuencia, estas estrellas exhiben una amplia variedad de fenómenos asociados a la actividad estelar, tales como manchas, fáculas, fulguraciones y variaciones cromosféricas, que se manifiestan en un amplio rango de escalas temporales.

En el caso de las enanas M, el estudio de los ciclos de actividad magnética de largo plazo resulta especialmente relevante, dado que sus regímenes de convección y rotación difieren sustancialmente de los de las estrellas de tipo solar, lo que plantea interrogantes abiertos sobre la naturaleza y eficiencia de los procesos dínamo–magnéticos en el dominio de baja masa. Entre estas manifestaciones, los ciclos de actividad magnética de largo plazo constituyen un fenómeno de particular interés: análogos al ciclo solar de aproximadamente 11 años, reflejan la evolución global del campo magnético estelar y proporcionan información clave sobre los mecanismos de dínamo que operan en el interior de las estrellas.

Desde la perspectiva de la detección de exoplanetas, la actividad estelar no constituye únicamente un fenómeno de interés intrínseco, sino también una fuente significativa de ruido astrofísico. Las variaciones inducidas por la actividad magnética pueden generar señales en las mediciones de velocidad radial que imitan o distorsionan las señales de origen planetarias, afectando tanto la detección como la determinación precisa de los parámetros orbitales. En particular, los ciclos de actividad de largo plazo pueden introducir tendencias seculares o variaciones cuasi–periódicas que complican la interpretación de series temporales extensas, especialmente en la búsqueda de planetas de período largo o de baja masa.

En este contexto, comprender en detalle el fenómeno de los ciclos estelares en estrellas de baja masa resulta fundamental para avanzar en la caracterización confiable de sistemas planetarios alrededor de este tipo de estrellas. El desarrollo de espectrógrafos estables de alta resolución, junto con la disponibilidad de series temporales de observaciones que abarcan más de una década, ha abierto nuevas posibilidades para estudiar este fenómeno de manera sistemática.

---

La presente tesis se inscribe en este marco y se apoya en el análisis de observaciones espectroscópicas obtenidas con el espectrógrafo SOPHIE. A partir de estas observaciones, se estudia la variabilidad cromosférica y se busca contribuir a la comprensión de su relación con las señales Doppler en un conjunto seleccionado de enanas M, con especial énfasis en la caracterización de ciclos de actividad magnética de largo plazo y en su impacto sobre las mediciones de velocidad radial utilizadas en la detección de exoplanetas.

## 1.2. Nuestro trabajo

El objetivo de esta tesis es realizar una contribución al estudio conjunto de la actividad cromosférica estelar y los planetas extrasolares, poniendo especial énfasis en las estrellas menos masivas de la secuencia principal. En particular, el trabajo se centra en las enanas de tipo espectral M, cuya elevada actividad magnética y alta tasa de ocurrencia planetaria las convierten en objetos clave tanto para la física estelar como para la detección y caracterización de exoplanetas.

El estudio de la actividad cromosférica desarrollado en esta tesis se enmarca en programas de observaciones sistemáticas de largo plazo, iniciados a comienzos de la década de 2010, basados en espectros de alta resolución obtenidos con el espectrógrafo SOPHIE, instalado en el telescopio de 1.93 m del Observatorio de Haute-Provence (Francia). Este programa ha permitido construir una base de datos homogénea que comprende más de 500 estrellas enanas M, observadas a lo largo de escalas temporales de varios años, lo que posibilita el análisis detallado de su variabilidad magnética y la búsqueda de ciclos de actividad de largo plazo.

En el marco de este relevamiento, recientemente, se envió para su publicación a la revista A&A (Astronomy and Astrophysics) un trabajo dedicado a las estrellas GJ 411 y GJ 617A, dos enanas M tempranas cercanas al Sistema Solar que albergan sistemas planetarios conocidos. En dicho trabajo se presenta un análisis exhaustivo de su actividad cromosférica de largo plazo y de su impacto en las mediciones de velocidad radial.

Para ambos objetos se identificaron variaciones coherentes compatibles con la presencia de ciclos de actividad magnética de largo período. En el caso de GJ 411, se detectó un ciclo con un período característico de aproximadamente 5 años, mientras que para GJ 617A se encontró una modulación de largo plazo con un período de aproximadamente 4,5 años. Estos resultados

ponen de manifiesto que incluso estrellas de baja masa y rotación lenta pueden exhibir ciclos magnéticos bien definidos, análogos en escala temporal al ciclo solar, y refuerzan la necesidad de considerar explícitamente la actividad estelar en el análisis e interpretación de señales planetarias.

Este estudio constituye uno de los pilares observacionales sobre los que se apoya la presente tesis y ejemplifica la relevancia del análisis de indicadores de actividad cromosférica para distinguir entre señales de origen estelar y planetario.

En síntesis, el objetivo general de esta tesis es estudiar el efecto de los ciclos de actividad magnética en estrellas de baja masa, con el fin de mejorar la comprensión de la variabilidad estelar y su influencia en la detección y caracterización de exoplanetas.

En particular, se persiguen los siguientes objetivos específicos:

- Caracterizar el nivel medio y la variabilidad temporal de la actividad cromosférica en un conjunto de enanas M observadas con el espectrógrafo SOPHIE, utilizando indicadores espectroscópicos sensibles a la actividad magnética.
- Identificar y analizar la presencia de ciclos de actividad magnética de largo plazo en estrellas de baja masa, evaluando sus períodos, amplitudes y estabilidad temporal.
- Contribuir a la comprensión de los procesos dínamo–magnéticos en estrellas de baja masa.

La tesis se organiza de la siguiente manera. En el Capítulo 2 se introducen los principales conceptos y términos astronómicos empleados a lo largo de la tesis. Asimismo, se describen las propiedades generales de las estrellas. En el Capítulo 3 se presenta el contexto general de los estudios de exoplanetas en estrellas de baja masa, incluyendo las tasas de ocurrencia planetaria, las ventajas observacionales de las enanas M y las principales limitaciones asociadas a su actividad estelar. En el Capítulo 4 se describe el espectrógrafo SOPHIE, su evolución instrumental y los criterios de selección de los datos utilizados en este trabajo. El Capítulo 5 está dedicado a la construcción y análisis de la muestra de estrellas enanas M observadas, así como al cálculo de los distintos índices de actividad cromosférica y al estudio de sus series temporales. En el

---

Capítulo 6 se presentan los resultados principales sobre la detección y caracterización de ciclos magnéticos en estrellas individuales, con especial énfasis en los casos de estudio analizados en detalle. Finalmente, en el Capítulo 7 se discuten los resultados obtenidos y se presentan las conclusiones generales de la tesis.

## Capítulo 2

# Estrellas frías y su actividad magnética

En este capítulo presentamos magnitudes y conceptos astrofísicos fundamentales de la física estelar. Describiremos las propiedades físicas más relevantes de las estrellas y cómo se determinan a partir de observaciones astronómicas.

Las estrellas pueden caracterizarse mediante un conjunto de parámetros físicos que incluyen su masa, radio, luminosidad intrínseca, temperatura efectiva y metalicidad. Estas magnitudes, junto con la distribución espectral de la energía que emiten, permiten inferir su estructura interna, su etapa evolutiva y su tipo espectral.

A continuación, se presenta una descripción general de la evolución estelar y del diagrama de Hertzsprung–Russell, una herramienta fundamental para clasificar estrellas según su luminosidad y temperatura, y comprender su trayectoria evolutiva. Asimismo, se aborda brevemente la estructura interna de las estrellas, con especial énfasis en las enanas de baja masa, dado que constituyen los objetos de interés principal de este trabajo.

Por último, se introduce el fenómeno de la actividad estelar, resultado de los campos magnéticos generados en el interior de las estrellas y manifestado en sus atmósferas a través de diversos procesos observables. Gran parte del conocimiento sobre estos procesos proviene del estudio del Sol, cuya proximidad permite resolver detalles de su superficie y comprender los mecanismos que originan su variabilidad. Por analogía, estos fenómenos se interpretan en estrellas más lejanas, donde la información se obtiene a partir de mediciones espectroscópicas y fotométricas integradas. Junto con la descripción general de la actividad, se presentan también los principales indicadores cromosféricos empleados para cuantificar sus manifestaciones, los cuales permiten caracterizar de forma precisa la intensidad y variabilidad de los fenómenos activos.

## 2.1. Magnitudes estelares

El brillo de una estrella constituye una de las propiedades más directas y fue, desde la antigüedad, la primera en ser utilizada para su clasificación. En el siglo II a. C., Hiparco de Nicea elaboró una escala visual que agrupaba a las estrellas observables a simple vista en seis categorías o *magnitudes*, asignando la primera magnitud a las más brillantes y la sexta a las más débiles. Dicha escala, retomada posteriormente por Claudio Ptolomeo en el *Almagesto*, se basaba en la percepción logarítmica del ojo humano frente a los contrastes de luminosidad. En el siglo XIX, Norman R. Pogson (1856) formalizó este sistema estableciendo que una diferencia de cinco magnitudes corresponde exactamente a un factor de 100 en el flujo luminoso. De esta forma, una diferencia de una magnitud equivale a una variación de aproximadamente 2.512 veces en brillo.

Matemáticamente, la **magnitud aparente**  $m_\lambda$  mide el flujo de energía  $f(\lambda)$  recibido en la atmósfera terrestre por unidad de superficie, tiempo y en un determinado intervalo espectral:

$$m_\lambda = m_0 - 2,5 \log f(\lambda), \quad (2.1)$$

donde  $m_0$  es una constante de calibración que fija el cero de la escala, normalmente definida a partir de una estrella de referencia (por ejemplo, Vega). El signo negativo refleja la convención histórica: cuanto más brillante es una estrella, menor es su valor de magnitud.

La radiación estelar que llega a la superficie terrestre se ve atenuada por los efectos de absorción y dispersión atmosférica. La fracción transmitida depende del ángulo cenital  $z^1$  y de la masa de aire  $X$  atravesada por el haz luminoso. Para ángulos no demasiado grandes, puede suponerse una atmósfera plano-paralela, con una aproximación  $X = 1/\cos z$ . El flujo recibido en la superficie terrestre,  $f_\lambda^{\text{sup}}$ , se relaciona con el flujo fuera de la atmósfera mediante:

$$f_\lambda^{\text{sup}} = f_\lambda e^{-kX}, \quad (2.2)$$

---

1. El ángulo cenital es el ángulo formado entre la dirección del objeto y el cenit en la bóveda celeste.

donde  $k$  es el coeficiente de extinción atmosférica, que incluye la contribución de los distintos procesos de absorción y dispersión producidos por los componentes de la atmósfera. Aplicar esta corrección permite estimar el flujo real emitido por la estrella.

Como el flujo recibido depende de la distancia  $d$  a la fuente, la magnitud aparente no constituye una propiedad intrínseca del objeto. Para eliminar esta dependencia se define la **magnitud absoluta**  $M_\lambda$ , entendida como la magnitud que tendría una estrella si se encontrara a una distancia estándar de 10 parsecs<sup>2</sup>. Su relación con la magnitud aparente es:

$$M_\lambda = m_\lambda + 5 - 5 \log d, \quad (2.3)$$

de donde se obtiene el **módulo de distancia**:

$$m_\lambda - M_\lambda = 5 \log d - 5. \quad (2.4)$$

En estas expresiones,  $d$  se mide en parsecs y se asume que el efecto de absorción interestelar es despreciable.

Al considerar el total de energía radiada en todas las longitudes de onda, se introduce la **magnitud bolométrica aparente**  $m_{\text{bol}}$ , definida a partir del flujo bolométrico total:

$$f = \int_0^\infty f(\lambda) d\lambda = \frac{L}{4\pi d^2}, \quad (2.5)$$

donde  $L$  representa la **luminosidad estelar**, es decir, la energía total emitida por unidad de tiempo. De esta manera, la magnitud bolométrica se expresa como:

$$m_{\text{bol}} = -2,5 \log L + 5 \log d + C, \quad (2.6)$$

siendo  $C$  una constante que fija el punto cero de la escala.

---

2. Un parsec (pc) es la distancia a la que el radio de la órbita terrestre ( $1,496 \times 10^{11}$  m) subtende un segundo de arco; equivale a 3.26 años luz.

La **magnitud bolométrica absoluta**,  $M_{\text{bol}}$ , se define como el valor que tendría la magnitud bolométrica si la estrella se encontrara a 10 pc, resultando:

$$M_{\text{bol}} = -2,5 \log L + 5 + C, \quad (2.7)$$

independiente de la distancia y directamente relacionada con la luminosidad intrínseca del objeto.

Finalmente, la **corrección bolométrica** ( $BC$ ) conecta las observaciones realizadas en una banda fotométrica determinada, generalmente la visible, con la emisión total de la estrella:

$$BC = M_{\text{bol}} - M_V. \quad (2.8)$$

Esta cantidad permite estimar la luminosidad total a partir de medidas fotométricas en el rango óptico.

## 2.2. El espectro estelar

El estudio de los espectros estelares constituye una de las herramientas fundamentales para comprender las propiedades físicas de las estrellas. Al observar el espectro de una estrella se distinguen dos componentes principales: un **continuo** y una serie de **líneas espectrales** que pueden aparecer en absorción u ocasionalmente en emisión, dependiendo de la temperatura, composición química y condiciones atmosféricas del objeto.

### 2.2.1. Espectro continuo y temperatura efectiva

El espectro continuo de una estrella  $f(\lambda)$  puede aproximarse mediante la radiación emitida por un **cuerpo negro** a una temperatura  $T$ , cuya distribución de energía está dada por la función de Planck:

$$B_\lambda(T) = \frac{2h\pi c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (2.9)$$

donde  $h$  es la constante de Planck ( $h = 6,626 \times 10^{-27}$  erg s),  $c$  la velocidad de la luz ( $c = 2,998 \times 10^{10}$  cm s<sup>-1</sup>) y  $k$  la constante de Boltzmann ( $k = 1,381 \times 10^{-16}$  erg K<sup>-1</sup>).

Cuando el espectro estelar se encuentra calibrado en unidades absolutas y se conoce la distancia  $d$  entre la estrella y la Tierra, es posible relacionar directamente el flujo observado con la luminosidad del objeto mediante la expresión:

$$f(\lambda) = \frac{L(\lambda)}{4\pi d^2}, \quad (2.10)$$

donde  $L(\lambda)$  representa la luminosidad monocromática emitida en la superficie estelar.

La **temperatura efectiva**  $T_{\text{ef}}$  se define como aquella a la cual un cuerpo negro emitiría la misma cantidad total de energía por unidad de superficie que la estrella:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4, \quad (2.11)$$

donde  $R$  representa el radio estelar y  $\sigma$  la constante de Stefan–Boltzmann ( $\sigma = 5,67 \times 10^{-5}$  erg cm<sup>-2</sup> K<sup>-4</sup> s<sup>-1</sup>).

Esta relación permite estimar la luminosidad total de la estrella a partir de su temperatura efectiva, siempre que su radio  $R$  sea conocido.

### 2.2.2. Fotometría estelar y sistemas de filtros

Dado que las estrellas reales no se comportan como cuerpos negros perfectos, la determinación observacional de su distribución espectral requiere mediciones indirectas del flujo emergente. En la práctica, esto se realiza mediante **observaciones fotométricas**, que consisten en medir el flujo recibido en distintos intervalos del espectro definidos por **filtros** centrados en longitudes de onda características.

Las magnitudes observadas en cada banda permiten reconstruir de manera aproximada la distribución espectral de energía y, en consecuencia, estimar parámetros fundamentales como la temperatura efectiva o el flujo bolométrico. La magnitud aparente en una banda dada se define a partir del flujo medido según la relación de la Ec. (2.1).

Los **sistemas fotométricos** se definen por el conjunto de filtros empleados para realizar estas mediciones. Entre ellos, el más ampliamente utilizado es el sistema de **Johnson & Morgan (UBVRI)**, un sistema de **banda ancha** que abarca desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano, permitiendo una caracterización global del espectro estelar. Sin embargo, dependiendo de los objetivos científicos, pueden emplearse otros sistemas más específicos, como el de **Ström-gren (uvby)**, de **banda intermedia**, que ofrece una mayor sensibilidad para el análisis detallado de propiedades atmosféricas y metalicidades estelares.

En la Tabla 2.1 se presentan los parámetros característicos de ambos sistemas, indicando las longitudes de onda centrales ( $\lambda_{\text{ef}}$ ) y los anchos de banda ( $\Delta\lambda$ ) correspondientes a cada filtro.

<b>Filtro</b>	$\lambda_{\text{ef}}$ [Å]	$\Delta\lambda$ [Å]	<b>Filtro</b>	$\lambda_{\text{ef}}$ [Å]	$\Delta\lambda$ [Å]
U (ultravioleta)	3600	700	u	3500	380
B (azul)	4400	1000	v	4100	200
V (visible)	5500	900	b	4700	100
R (rojo)	6400	1600	y	5550	200
I (infrarrojo)	8800	2400			

**Tabla 2.1:** Sistemas fotométricos UBVRI (Johnson & Morgan) y Ström-gren (uvby). Se muestran las longitudes de onda centrales ( $\lambda_{\text{ef}}$ ) y los anchos de banda ( $\Delta\lambda$ ). *Valores extraídos de Cox (2000).*

### 2.2.3. Índices de color y temperatura estelar

Los colores estelares reflejan la distribución de energía en el espectro y, por lo tanto, están estrechamente relacionados con la temperatura superficial de las estrellas. El **índice de color IC** se define como la diferencia entre las magnitudes aparentes obtenidas en dos bandas fotométricas:

$$IC = m(\lambda_{\text{ef},1}) - m(\lambda_{\text{ef},2}) + \text{cte.}, \quad (2.12)$$

donde la constante se determina al calibrar el sistema fotométrico.

En el sistema UBV, el índice más utilizado es  $(B - V)$ , el cual mide la pendiente del continuo espectral resultando un buen indicador de la temperatura efectiva de una estrella. En la práctica, la determinación de temperaturas efectivas mediante fotometría UBVRi consiste en calcular el índice  $(B - V)$  y corregirlo por el efecto de **enrojecimiento interestelar**, ya que el polvo interestelar atenúa y enrojece la luz estelar, desplazando el color observado hacia valores más altos.

El vínculo físico entre el color y la temperatura se describe mediante la **ley de desplazamiento de Wien**:

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

la cual establece que la longitud de onda correspondiente al máximo de emisión es inversamente proporcional a la temperatura del cuerpo negro. De esta manera, valores pequeños de  $(B - V)$  (o negativos) corresponden a estrellas calientes y azules, mientras que valores grandes indican estrellas más frías y rojizas, como el Sol, para el cual se adopta  $(B - V)_{\odot} = 0,653 \pm 0,003$  (Ramírez et al., 2012). Un índice  $(B - V)$  **positivo** implica que la estrella es más brillante en el rango visual que en la región azul del espectro, tratándose por lo general de una estrella amarilla o roja. Por el contrario, un valor **negativo** de  $(B - V)$  indica que la estrella emite con mayor intensidad en el azul, característica de objetos calientes y de tipo espectral temprano. En este trabajo nos enfocamos, en cambio, en **estrellas frías y rojizas**, correspondientes a tipos espectrales tardíos, que constituyen los objetos de estudio de la presente investigación.

### 2.3. Clasificación espectral y clases de luminosidad

El estudio detallado de los espectros estelares permitió establecer que las estrellas exhiben un espectro continuo atravesado por líneas oscuras, conocidas como líneas de absorción de Fraunhofer (Fraunhofer, 1905). Estas líneas se originan cuando una capa de gases relativamente más fría que las regiones internas absorbe radiación a longitudes de onda específicas. La comparación sistemática de numerosos espectros reveló diferencias en el número, intensidad y tipo de líneas, lo que condujo a la necesidad de una clasificación ordenada de los objetos estelares.

### 2.3.1. Desarrollo histórico

Ángelo Secchi, en 1864, fue el primero en proponer un esquema de clasificación de los espectros estelares, en el que distinguió cuatro grupos principales: (I) estrellas blancas, con espectros dominados por líneas de hidrógeno; (II) estrellas amarillas, con espectros similares al solar; (III) estrellas rojas, que además presentan bandas moleculares en la región roja; y (IV) estrellas muy rojas, con intensas bandas moleculares que difieren notablemente de las del grupo anterior, especialmente en la zona violeta del espectro. Sin embargo, el avance decisivo se produjo a comienzos del siglo XX en el *Observatorio de Harvard*, donde Edward C. Pickering, junto con las astrónomas Williamina Fleming, Antonia Maury y Annie Jump Cannon, desarrollaron un sistema más completo basado en la temperatura de las estrellas. Finalmente, Annie Jump Cannon reorganizó y simplificó los esquemas previos, estableciendo la secuencia espectral utilizada hasta la actualidad: O, B, A, F, G, K y M (Cannon et al., 1901).

Esta secuencia espectral (**secuencia de Harvard**) ordena las estrellas de mayor a menor temperatura, y cada tipo espectral se subdivide en diez subclases numeradas del 0 al 9, donde el número 0 corresponde a las más calientes dentro de cada tipo. Las estrellas tipo O muestran líneas de elementos altamente ionizados<sup>3</sup>, mientras que las tipo M, que son las más frías y objeto de estudio

Con el progreso de las observaciones en el infrarrojo, la secuencia espectral se amplió con los tipos L, T y Y, empleados para describir objetos extremadamente fríos, desde las enanas rojas más tardías hasta las enanas marrones, cuya emisión se concentra principalmente en el infrarrojo (Kirkpatrick, 2008).

---

3. Se denota con números romanos el estado de ionización: I corresponde al átomo neutro, II al átomo una vez ionizado.

Tipo esp.	$T_{\text{eff}}$ [K]	$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	Características espectrales dominantes
O	> 30 000	18–~ 150	$\geq 6,6$	Líneas de He II en absorción
B	10 000–30 000	2,9–18	1,8–6,6	Líneas de He I en absorción, H en estrellas más tardías
A	7 500–10 000	1,6–2,9	1,4–1,8	Líneas intensas de H, líneas de Ca II en aumento
F	6 000–7 500	1,05–1,60	1,15–1,4	Líneas fuertes de Ca II, comienzan a desarrollarse líneas de metales
G	5 000–6 000	0,8–1,05	0,96–1,15	Metales neutros (Fe I), CH, Ca I
K	3 800–5 000	0,5–0,8	0,7–0,96	Fuertes líneas metálicas, bandas moleculares débiles
M	< 3 800	0,07–0,5	$\leq 0,7$	Espectro muy enrojecido; bandas moleculares (TiO, VO)

**Tabla 2.2:** Tipos espectrales y parámetros físicos aproximadas de las estrellas de la secuencia principal, incluyendo temperatura efectiva, masa, radio y características espectrales dominantes. Adaptada de Cox et al., 2000.

### 2.3.2. Clases de luminosidad y el sistema MKK

Antonia Maury observó que, incluso para estrellas del mismo tipo espectral, el ancho de las líneas variaba sistemáticamente: las estrellas más luminosas mostraban líneas más angostas que las menos luminosas. Este comportamiento fue interpretado por Hertzsprung (1905) como una consecuencia de diferencias en densidad superficial: el ensanchamiento de líneas se debe principalmente a colisiones entre partículas, por lo que una estrella más luminosa, de menor densidad superficial, presenta líneas más angostas.

Posteriormente, Morgan, Keenan y Kellman (1943) formalizaron este resultado en el **sistema MKK** (hoy conocido como **Morgan–Keenan**), que incorpora una segunda dimensión a la clasificación estelar: la **clase de luminosidad**. Esta se indica mediante números romanos y distingue las estrellas según su luminosidad intrínseca y tamaño, tal como se muestra en la Tabla 2.3.

Clase	Denominación	Descripción
Ia–Ib	Supergigantes	Altamente luminosas; radios típicos $R > 100 R_{\odot}$
II	Gigantes brillantes	Luminosidad intermedia entre clases I y III
III	Gigantes	Radios típicos $R \sim 10\text{--}100 R_{\odot}$
IV	Subgigantes	Estrellas en transición hacia la fase de gigante
V	Enanas	Estrellas de la secuencia principal

**Tabla 2.3:** Clases de luminosidad en el sistema Morgan–Keenan (MK). Adaptada de Cox et al. (2000).

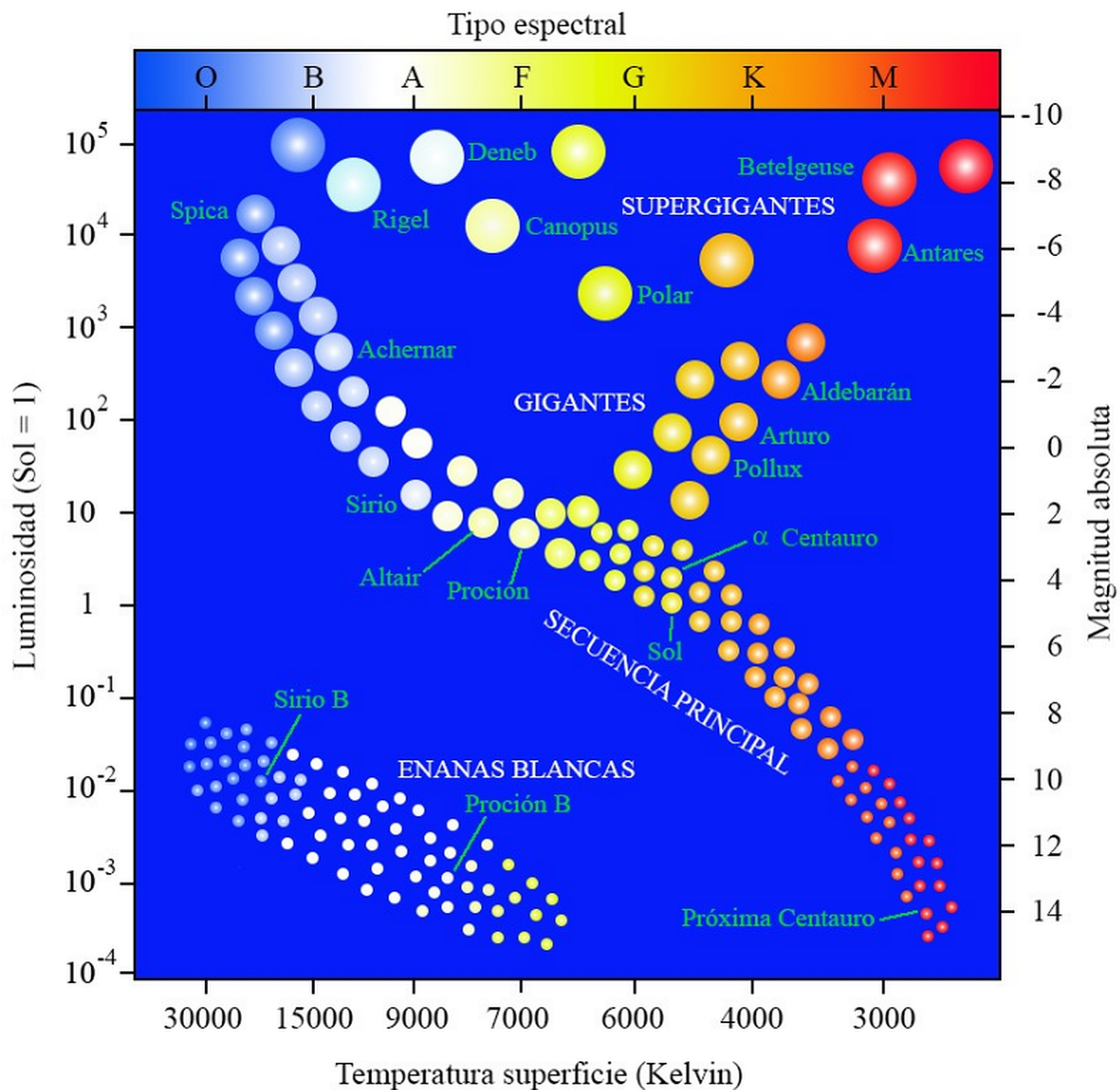
Así, la clasificación completa de una estrella combina el tipo espectral (temperatura) y la clase de luminosidad (tamaño y brillo). Por ejemplo, el Sol es una estrella de tipo **G2V**, correspondiente a una enana amarilla de temperatura media.

### 2.3.3. El diagrama Hertzsprung–Russell

El **diagrama de Hertzsprung–Russell (HR)** representa la luminosidad o magnitud absoluta de las estrellas en función de su tipo espectral, temperatura efectiva o índice de color ( $B - V$ ) (Russell 1914, ver Fig. 2.1) . Las magnitudes pueden expresarse como luminosidad ( $L$ ) o magnitud absoluta ( $M_V$ ), y las temperaturas efectivas se extienden entre 30 000 K y 2 500 K.

En el diagrama, la mayoría de las estrellas se concentran en una banda angosta denominada **secuencia principal**, donde aproximadamente el 90 % de las estrellas generan energía mediante la fusión de hidrógeno en helio. Por encima de esta región se ubican las **gigantes** y **supergigantes**, mientras que por debajo se hallan las **enanas blancas**, objetos de alta temperatura pero baja luminosidad.

El diagrama HR es utilizado para interpretar la evolución estelar, ya que las posiciones y desplazamientos de las estrellas en él son interpretados como reflejo de los cambios en su estructura interna y en los procesos de generación de energía a lo largo de su vida.



**Figura 2.1:** Diagrama de Hertzsprung–Russell (HR). En él se representa la magnitud absoluta o luminosidad en función del tipo espectral o temperatura efectiva. Se destacan las principales regiones: secuencia principal, gigantes, supergigantes y enanas blancas. Extraído de <https://astronomiaparatodos.com/>.

#### 2.3.4. Relaciones fundamentales entre masa, luminosidad y radio

Para las estrellas de la secuencia principal, la luminosidad ( $L$ ), la masa ( $M$ ) y el radio ( $R$ ) están estrechamente relacionados. Observacionalmente se obtiene que:

$$\frac{L}{L_{\odot}} \approx \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\eta}, \quad (2.14)$$

donde el subíndice  $\odot$  corresponde a las magnitudes del Sol<sup>4</sup>, el exponente  $\eta$  depende de la masa: típicamente  $\eta \approx 3,35$  para estrellas entre 1 y 40 masas solares. Por lo tanto, las estrellas tipo O de la secuencia principal, con  $M \sim 40M_{\odot}$ , son las más luminosas, mientras que las tipo M, con  $M \sim 0,2M_{\odot}$ , son las menos luminosas.

Existe también una relación entre la masa y el radio estelar:

$$\frac{R}{R_{\odot}} \approx \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\xi}, \quad (2.15)$$

donde  $\xi \approx 0,57$  para estrellas más masivas que el Sol y  $\xi \approx 0,8$  para las menos masivas.

Combinando las ecuaciones (2.14) y (2.15) con la ley de Stefan–Boltzmann:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4, \quad (2.16)$$

se obtiene una relación entre la luminosidad y la temperatura efectiva:

$$\frac{L}{L_{\odot}} \approx \left( \frac{T_{\text{ef}}}{T_{\odot}} \right)^{\alpha}, \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{4}{1 - 2\xi/\eta}. \quad (2.17)$$

Estas relaciones empíricas permiten describir las propiedades fundamentales de las estrellas en la secuencia principal y explicar su distribución en el diagrama de Hertzsprung–Russell.

## 2.4. Estructura y atmósfera de las estrellas

La estructura de una estrella puede describirse por dos grandes regiones: el **interior estelar** y su **atmósfera**. El interior constituye la parte opaca a la radiación electromagnética, donde se genera la energía, mientras que la atmósfera corresponde a la región transparente desde la cual los fotones pueden escapar al espacio. A diferencia de los planetas terrestres, en las estrellas no existe una frontera bien definida entre ambas zonas: el paso del material denso del interior a las capas atmosféricas es gradual, sin un cambio de fase.

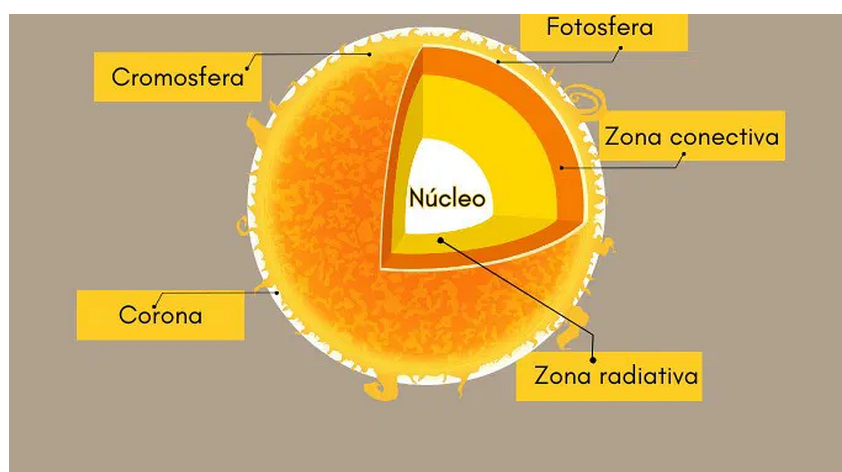
4.  $L_{\odot} = 3,9 \times 10^{33}$ , erg, s<sup>-1</sup>,  $M_{\odot} = 1,989 \times 10^{33}$ , g y  $R_{\odot} = 6,96 \times 10^{10}$ , cm.

La energía producida en las regiones centrales se transporta hacia el exterior a través de distintos mecanismos, principalmente *radiación* y *convección*, hasta alcanzar la superficie visible. La atmósfera no contiene fuentes internas de energía; su función es permitir la difusión de la radiación generada en el núcleo, modulando el espectro emergente que observamos.

### 2.4.1. Estructura interna

En el centro de las estrellas se localiza el **núcleo**, donde tienen lugar las reacciones termonucleares que liberan la energía que mantiene a la estrella en equilibrio hidrostático. En el caso del Sol, esta región se extiende aproximadamente hasta  $0,2 R_{\odot}$ . La energía liberada se transporta hacia las capas externas mediante radiación o convección, dependiendo de las condiciones locales de temperatura, densidad y opacidad.

En las **estrellas de tipo solar**, cuya masa se encuentra entre  $0,35 M_{\odot}$  y  $2 M_{\odot}$ , y cuyas temperaturas efectivas varían entre 5800 y 6500 K, el transporte energético es predominantemente *radiativo* desde el núcleo y en una amplia zona intermedia, mientras que las capas más externas forman una envoltura *convectiva*. En el caso particular del Sol, la zona radiativa se extiende aproximadamente hasta  $0,7 R_{\odot}$ , por encima de la cual domina la convección, tal como se ilustra esquemáticamente en la Fig. 2.2.



**Figura 2.2:** Estructura interna del Sol, con las distintas capas y las zonas radiativa y convectiva. Imágen extraída del sitio web <https://www.nasa.gov/image-article/sun>.

El transporte convectivo se produce por el movimiento de elementos de masa o “burbujas” de plasma que ascienden o descienden intercambiando energía con el entorno. La inestabilidad convectiva se desarrolla cuando el gradiente radial de temperatura real excede al gradiente adiabático, de acuerdo con el **criterio de Schwarzschild**:

$$\left| \frac{dT}{dr} \right| > \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ad}}, \quad (2.18)$$

donde el subíndice “ad” indica que el cambio de temperatura ocurre de forma adiabática. Cuando esta desigualdad se cumple, los elementos más calientes ascienden y los más fríos descienden hasta disolverse, transfiriendo calor y homogenizando la temperatura.

Entre la región radiativa y la convectiva se encuentra una estrecha zona de transición denominada **tacoclina** (*tachocline*), donde el perfil de rotación varía abruptamente. Se considera que esta región cumple un rol importante en la **dínamo solar**, responsable de generar y sostener el campo magnético global del Sol. Las estrellas con estructura interna similar también poseerían una región de transición análoga.

A medida que disminuye la masa estelar, la zona convectiva se profundiza y el transporte radiativo pierde relevancia. En las **estrellas de muy baja masa**, con  $M \lesssim 0,35 M_{\odot}$ , toda la estructura interna es convectiva, lo que implica una mezcla completa del material y un régimen energético dominado por movimientos de plasma. Estas son precisamente las estrellas de interés en el presente estudio, ya que su comportamiento magnético y su actividad superficial podrían diferir notablemente del de las estrellas tipo solar.

### 2.4.2. La atmósfera estelar

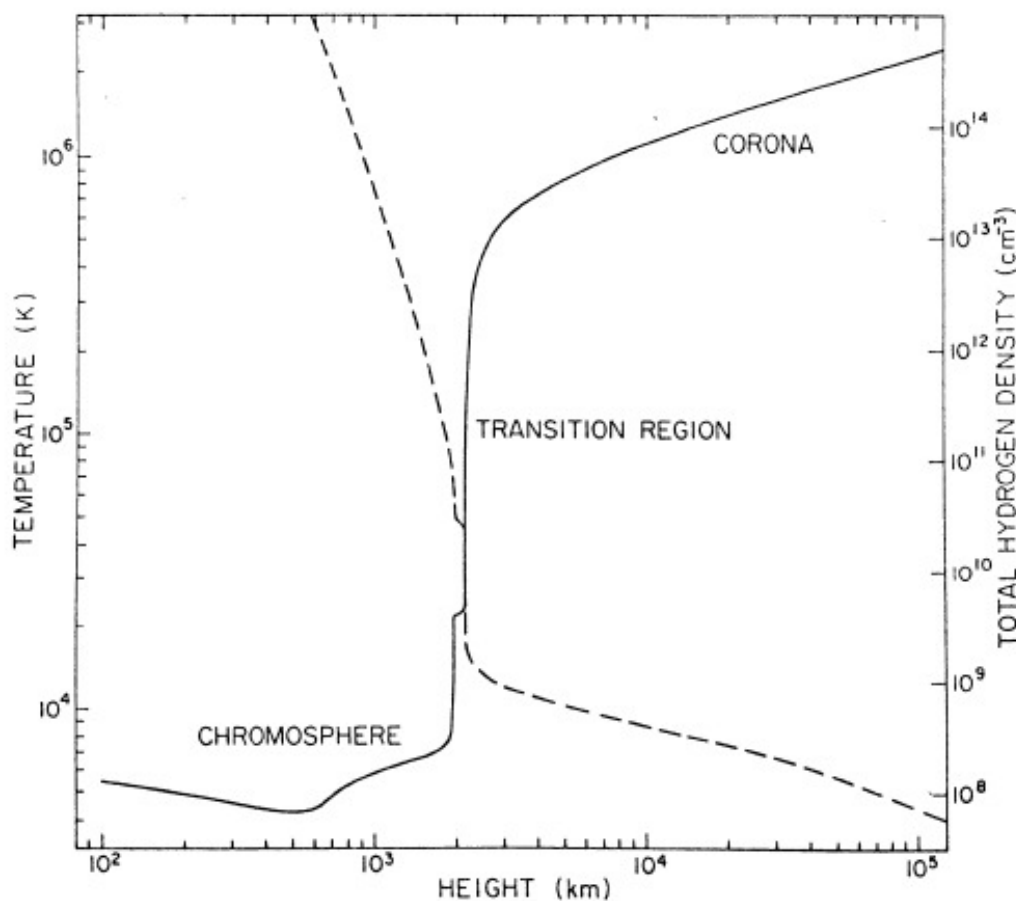
La atmósfera es la envoltura más externa de la estrella, compuesta por capas de plasma muy caliente en las que la densidad y la temperatura varían fuertemente con la altura. Desde un punto de vista físico, constituye un medio donde **materia y radiación** interactúan continuamente, siendo responsable de las propiedades observables del espectro estelar.

---

La estructura atmosférica se describe mediante las variables termodinámicas: temperatura  $T$ , presión  $P$  y densidad  $n$ , junto con el campo de radiación local. El equilibrio entre estas magnitudes se rige por las *ecuaciones de estado, conservación y transporte*, que determinan cómo la energía fluye y se redistribuye (J. J. Clariá, 2009).

Aunque la estructura atmosférica no altera significativamente la magnitud del flujo energético global, sí determina la **distribución espectral** de la radiación del espectro emergente, por lo que su estudio es esencial para caracterizar las propiedades físicas de las estrellas (Crivellari et al., 2019).

Según su estructura térmica, las atmósferas estelares se dividen clásicamente en tres capas principales: **fotósfera**, **cromósfera** y **corona**, separadas por una estrecha **región de transición**. Estas capas se diferencian por los marcados gradientes de temperatura y densidad, como se muestra en la Figura 2.3. En estos modelos, se asume generalmente que la principal dependencia espacial es radial, por lo que las propiedades físicas varían predominantemente con la altura sobre la superficie estelar. En este contexto, se observa que la temperatura disminuye ligeramente en la fotósfera hasta alcanzar un mínimo, para luego incrementarse bruscamente en la región de transición, dando origen a la corona, mucho más caliente y de baja densidad.



**Figura 2.3:** Estructura térmica de la atmósfera solar. Se muestra la variación de la temperatura ( $T$ ) y la densidad de partículas ( $N$ ) en función de la altura sobre la fotosfera. Se distinguen las tres capas principales: fotosfera, cromósfera y corona, separadas por una estrecha región de transición. Esquema extraído de Golub et al., 2014.

- Fotosfera

Es la capa más profunda y fría de la atmósfera, caracterizada por una profundidad óptica  $\tau \approx 1$ , donde  $\tau$  representa la **profundidad óptica**, es decir, una medida de la opacidad del medio a la radiación incidente. Desde esta región escapa la mayor parte de la radiación visible y cercana al infrarrojo.

En el Sol, su espesor es de unos 500 km, con temperaturas que varían entre 6400 K en la base y 4400 K en la parte superior. Su densidad numérica de partículas del orden de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$

En la fotosfera se forma el **espectro continuo** junto con las **líneas de absorción** que revelan la composición química superficial (líneas de Fraunhofer). En estrellas más frías, como las enanas M, la presencia de moléculas estables —por ejemplo, TiO, VO, H<sub>2</sub>O o CO— domina la opacidad y moldea el espectro observado.

Una característica destacada de la fotosfera solar es la **granulación**, un patrón de celdas convectivas que se renuevan cada 15–20 minutos, manifestando los movimientos ascendentes y descendentes del plasma de la zona convectiva subyacente. En esta región, el campo magnético se concentra en tubos de flujo aislados, originando estructuras brillantes (fáculas) u oscuras (manchas y poros).

#### ■ Cromósfera

Por encima de la fotosfera se extiende la **cromósfera**, una región menos densa donde la temperatura aumenta con la altura, pasando de unos 4200 K hasta cerca de 10 000 K. En el Sol, su espesor alcanza unos pocos miles de kilómetros, y la densidad desciende desde  $10^{14}$  hasta  $10^9$  cm<sup>-3</sup>.

En esta capa la radiación fotónica ya no es el principal medio de transporte energético; predominan los procesos **hidrodinámicos** y **magnetohidrodinámicos**, como la propagación de ondas sonoras y magnetosónicas. Los campos magnéticos controlan la dinámica del plasma, produciendo fenómenos característicos como *espículas*, *prominencias* y *fulguraciones*.

Algunas de las principales líneas espectrales formadas en la cromósfera son H $\alpha$  (656.3 nm), Ca II H y K (393.3 y 396.9 nm) y el doblete Mg II h y k (278.3 y 285.1 nm), utilizadas como **indicadores cromosféricos de actividad estelar** (Ver sección 2.5.2).

#### ■ Región de transición

La región de transición es altamente inhomogénea y dinámica; en ella se originan numerosas **líneas de emisión en el ultravioleta**, asociadas a elementos múltiples veces ionizados. Se trata de una capa muy delgada, de apenas unas decenas de kilómetros, que separa la cromósfera de la corona. En ella, la temperatura se eleva abruptamente desde  $10^4$  hasta  $10^6$  K. El transporte de energía ocurre principalmente por **conducción térmica** a lo largo de las líneas del campo magnético, desde la corona caliente hacia las capas inferiores más frías.

#### ■ Corona

La **corona** constituye la capa más externa de la atmósfera estelar y se extiende muy por encima de la superficie visible. Su densidad es extremadamente baja lo que hace que sea ópticamente delgada a lo largo de todo el espectro electromagnético, mientras que su temperatura alcanza valores del orden de  $10^6$  K, lo que la convierte en una intensa fuente de radiación en el **ultravioleta extremo** (EUV,  $\lambda \sim 10\text{--}121$  nm) y en **rayos X blandos** ( $\lambda \sim 0,1\text{--}10$  nm).

La presión magnética domina sobre la del plasma, haciendo que ese material siga las líneas del campo magnético y se distribuya de forma altamente inhomogénea. Durante los máximos de actividad estelar, el refuerzo del campo magnético modifica significativamente la estructura coronal.

## 2.5. Actividad estelar

La **actividad estelar** puede definirse como el conjunto de fenómenos observados en las atmósferas de las estrellas, producidos por la presencia y evolución de **campos magnéticos** generados en sus interiores. Dichos campos interactúan con el plasma en las distintas capas atmosféricas, modificando su estructura y dinámica. Como resultado, se manifiesta una amplia variedad de procesos, tales como *manchas*, *fulguraciones*, *plages*, *faculas* y *eyecciones de masa coronal*, que originan emisión de radiación electromagnética a lo largo de un amplio rango del espectro, desde los rayos X hasta las ondas de radio. Una síntesis de estos fenómenos y sus escalas temporales características se muestra en la Fig. 2.4. En esta sección, comenzamos describiendo los

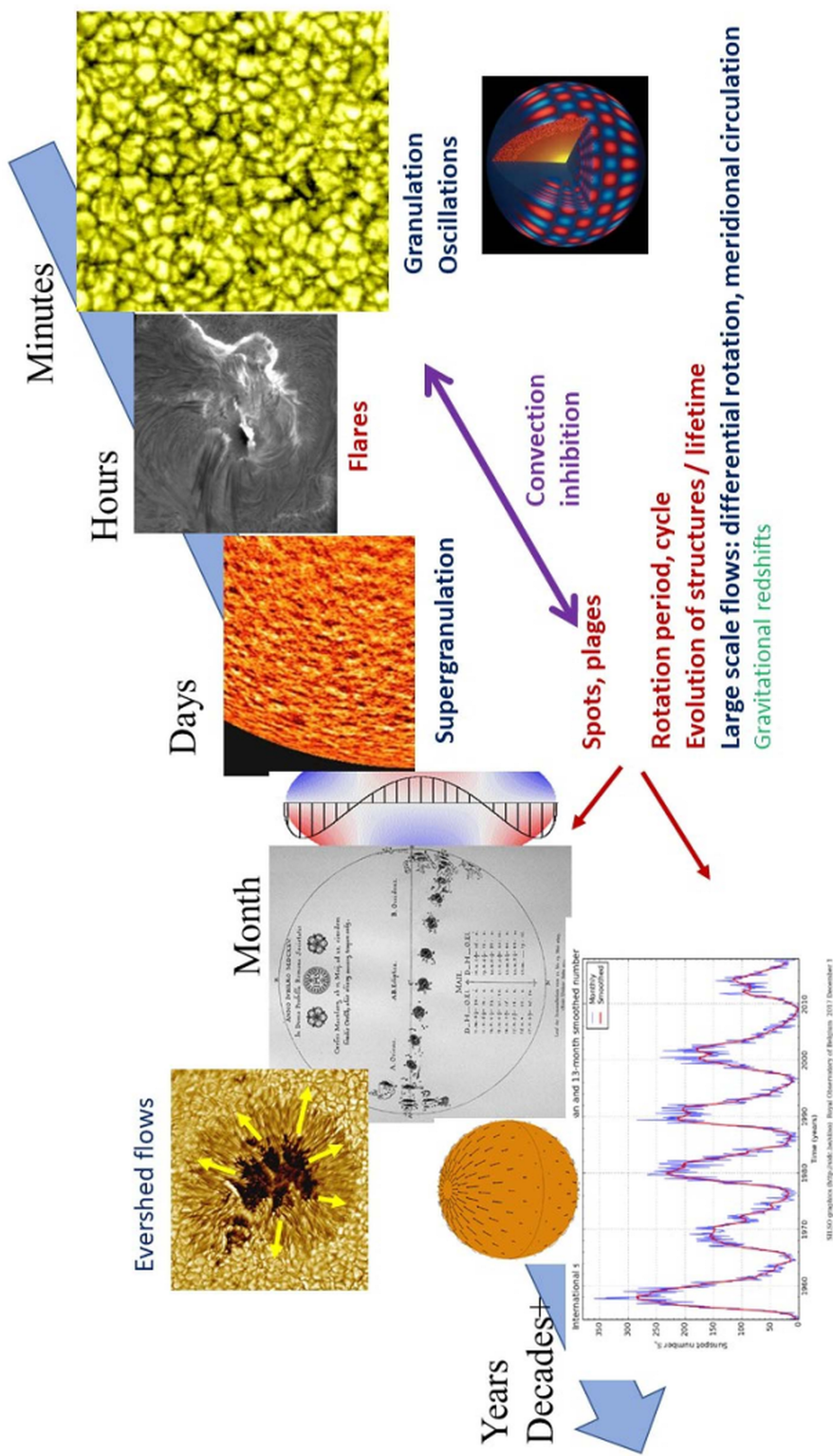
---

principales fenómenos asociados a la actividad magnética estelar, con énfasis en las **variaciones de largo plazo**. Luego, presentamos los indicadores espectroscópicos más utilizados para cuantificar estas manifestaciones y, finalmente, abordamos en detalle las variaciones vinculadas a los **ciclos de actividad estelar**.

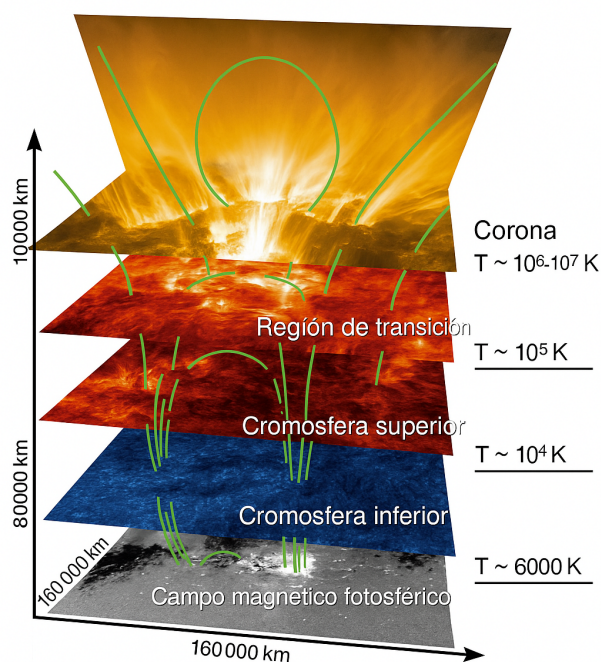
### 2.5.1. Fenómenos transitorios estelares

Los fenómenos generados por la interacción entre los campos magnéticos y el plasma atmosférico, abarcan distintas estructuras como las manchas y las fáculas, hasta eventos altamente dinámicos y energéticos, conocidos como **fenómenos transitorios**. En el caso del Sol, los procesos magnéticos pueden observarse con gran detalle, lo que ha permitido establecer analogías aplicables al estudio de otras estrellas.

En la **fotosfera**, las regiones activas (ver Fig. 2.5) se concentran en zonas donde el flujo magnético es intenso y se manifiestan principalmente en forma de manchas y fáculas. Las manchas solares y estelares corresponden a concentraciones localizadas de campo magnético de varios kilogauss (en la Fig. 2.5, la región blanca representa la mancha solar donde el campo magnético emerge, mientras que la zona oscura corresponde a aquella en la que el campo vuelve a ingresar en la superficie), que inhiben la convección y originan regiones más frías y oscuras que el entorno. Presentan un núcleo oscuro denominado *umbra*, rodeado de una zona filamentaria más brillante, la *penumbra*. Las manchas solares persisten típicamente durante un período de semanas. En contraste, las fáculas son áreas luminosas que rodean las manchas y resultan visibles en el espectro continuo. Su duración es mayor que la de las manchas.



**Figura 2.4:** Resumen de los distintos procesos presentes en las estrellas, asociados a regiones magnéticas (en rojo), flujos (en azul), la interacción entre ambos (en violeta) y el corrimiento gravitacional al rojo (en verde). Las escalas de tiempo indicadas corresponden a estrellas tipo solares. Imágenes: granulación (<https://picdumidi.com/es/page/planetario-observatorio>); fulguración en H $\alpha$  (<https://www.bbso.njit.edu/>); supergranulación (<http://soi.stanford.edu/>); oscilaciones (<https://gong.nso.edu/>); rotación diferencial (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/>); flujos de Evershed (<https://noirlab.edu/public/es/images/noao9808a/?nocache=true>); número de manchas en función del tiempo (<https://www.sidc.be/>). Figura reproducida de Meunier et al., 2024

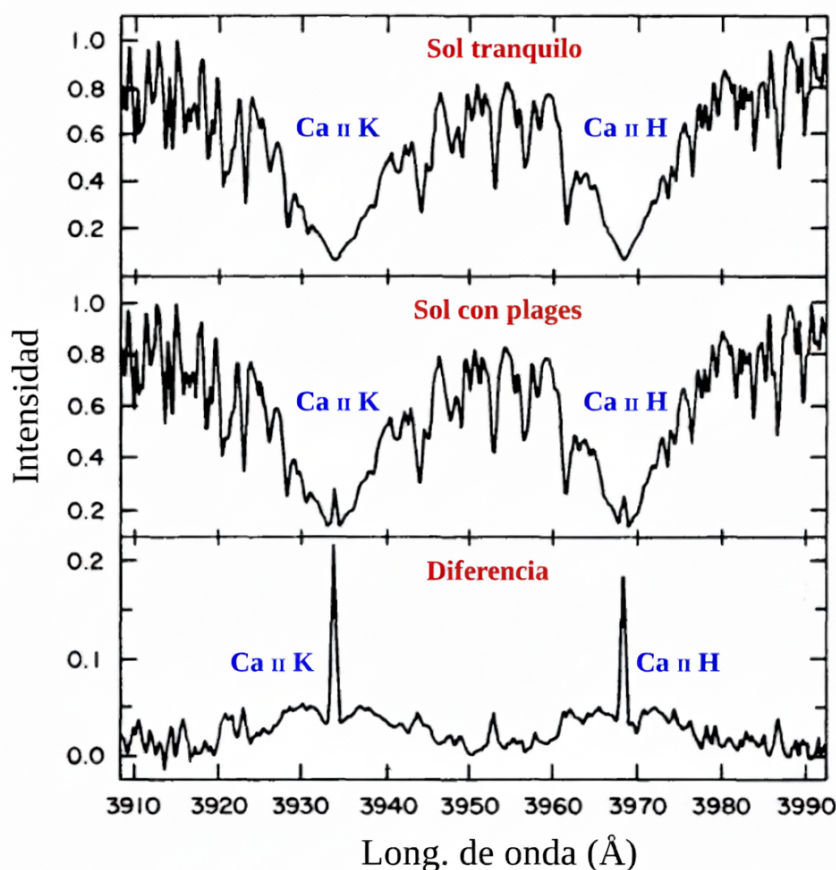


**Figura 2.5:** Estructura esquemática de la atmósfera solar con sus principales capas y rangos de temperatura, incluyendo regiones activas observadas de forma simultánea a distintas alturas.<sup>5</sup>

En la **cromosfera** aparecen las **plages**, regiones brillantes visibles en las líneas cromosféricas y en el ultravioleta, especialmente en las transiciones de Ca II H y K. Estas estructuras están asociadas a las manchas solares, aunque presentan un tiempo de vida más prolongado que éstas. Las plages alteran la estructura de la cromosfera y constituyen un indicador clave de actividad magnética, ya que los núcleos de emisión de las líneas Ca II H y K responden con gran sensibilidad a los campos magnéticos. En la Fig. 2.6 se muestran los perfiles de las líneas K (izquierda) y H (derecha) del Ca II para el Sol, donde se observa que el flujo central aumenta en presencia de plages en comparación con el Sol “tranquilo”. Este efecto se aprecia al analizar la diferencia

5. Fuente: Solar images — NAOJ/JAXA, NASA. Disponible en <https://solar-c.nao.ac.jp/en/science.html>

entre ambos espectros, lo que permite eliminar la contribución fotosférica dominante. La variabilidad del flujo en estas líneas se correlaciona estrechamente con los cambios en el número de manchas solares, por lo que constituyen un diagnóstico de la actividad magnética tanto solar como estelar.



**Figura 2.6:** Líneas de Ca II K (izquierda) y H (derecha) para el Sol en estado tranquilo, el Sol con *plages* y la diferencia entre ambos espectros. Figura adaptada del trabajo de (Labonte, 1986).

En la **cromosfera** también se manifiestan flujos energéticos transitorios, como las **fulguraciones** o *flares*, que constituyen liberaciones explosivas de energía acumulada en configuraciones magnéticas inestables. Estos eventos ocurren en regiones donde el campo magnético varía bruscamente debido al surgimiento de nuevas estructuras o a movimientos fotosféricos intensos. A medida que las líneas de campo magnético se torsionan, se generan grandes gradientes de energía que se liberan súbitamente mediante el proceso de *reconexión magnética* (Priest et al., 2000), modificando la topología del campo de manera drástica y liberando la energía almacenada en cuestión de minutos.

En la **corona**, los fenómenos magnéticos alcanzan su máxima escala energética. Las **eyecciones de masa coronal** (CMEs) implican la expulsión de grandes cantidades de plasma y campo magnético al medio interplanetario. Estos eventos, que pueden transportar masas del orden de  $10^{15}$ – $10^{16}$  g y liberar energías de hasta  $10^{33}$  erg, suelen estar asociados a las fulguraciones más intensas. En el ámbito estelar, la detección directa de CMEs es más compleja que en el caso solar, aunque su presencia se infiere a partir de variaciones espectroscópicas o aumentos repentinos de emisión en rayos X y ultravioleta. Además, la corona presenta estructuras magnéticas más estables, como los arcos coronales y los agujeros coronales, que canalizan el flujo de plasma hacia el espacio. En el caso solar, estas regiones son las principales fuentes del viento solar, y fenómenos análogos se esperan también en estrellas activas.

Los fenómenos descritos reflejan la naturaleza dinámica y variable de la actividad magnética estelar en escalas cortas. Sin embargo, las estrellas también muestran variaciones periódicas o cuasiperiódicas a largo plazo, asociadas a la evolución global de sus campos magnéticos. Estas modulaciones, conocidas como **ciclos de actividad estelar**, constituyen una manifestación complementaria y serán abordadas en la siguiente sección.

### 2.5.2. Índices de actividad cromosférica

El estudio de la actividad magnética estelar se apoya en líneas espectrales sensibles al calentamiento cromosférico no térmico, generado por inhomogeneidades magnéticas locales. En el caso del Sol, Leighton (1959) observó que las zonas más brillantes en Ca II H y K coincidían con regiones de intenso campo magnético. Estas líneas son, por tanto, excelentes trazadores de la actividad y constituyen la base de los índices cromosféricos más empleados para el estudio de los ciclos estelares.

- El índice *S* de Mount Wilson

El *Proyecto HK*, iniciado en 1966 por Olin Wilson en el Observatorio Mount Wilson (California, EE. UU.), proporcionó la serie temporal más extensa de mediciones cromosféricas. Las observaciones consistieron en medir el flujo integrado en bandas centradas en las líneas H y K del Ca II ( $3968.47 \text{ \AA}$  y  $3933.66 \text{ \AA}$ ) y en dos bandas de referencia en el continuo ( $3901 \text{ \AA}$  y  $4001 \text{ \AA}$ ).

Vaughan et al. (1978) definieron el **índice**  $S$  como el cociente entre el flujo en las líneas H y K y el flujo medido en las bandas del continuo adyacente:

$$S = \alpha \frac{H + K}{V + R},$$

donde  $H$  y  $K$  son las cuentas en los núcleos de las líneas y  $V$  y  $R$  las cuentas en las ventanas del continuo. El parámetro  $\alpha$  es un factor de calibración obtenido a partir de observaciones de estrellas estándar.

Este índice adimensional, conocido como *índice de Mount Wilson*, proporciona una medida homogénea del nivel de actividad sin requerir calibración absoluta en flujo. El proyecto acumuló datos de más de 2200 estrellas, demostrando la existencia de variabilidad cíclica análoga al ciclo solar y estableciendo la relación entre el nivel medio de actividad y la edad estelar (Baliunas et al., 1995; Soderblom et al., 1991).

- El índice cromosférico  $R'_{\text{HK}}$

Con el objetivo de eliminar la dependencia con el color (y, por ende, construir un indicador de actividad *universal* aplicable a estrellas de distintos tipos espectrales), así como de corregir la contribución fotosférica, Noyes et al. (1984) introdujeron una **calibración empírica** que redefine el nivel de actividad como la fracción de la luminosidad bolométrica emitida a través de las líneas H y K:

$$R'_{\text{HK}} = R_{\text{HK}} - R_{\text{phot}}, \quad R_{\text{HK}} = \frac{F_{\text{H}} + F_{\text{K}}}{\sigma T_{\text{eff}}^4}. \quad (2.19)$$

El término fotosférico  $R_{\text{phot}}$  representa la contribución puramente fotosférica al flujo en las líneas Ca II H y K. Este término fue determinado de manera empírica por Noyes et al. (1984), a partir de estrellas con niveles mínimos de actividad cromosférica, y parametrizado como función del color  $(B - V)$  según:

$$\log R_{\text{phot}} = -4,898 + 1,918(B - V)^2 - 2,893(B - V)^3. \quad (2.20)$$

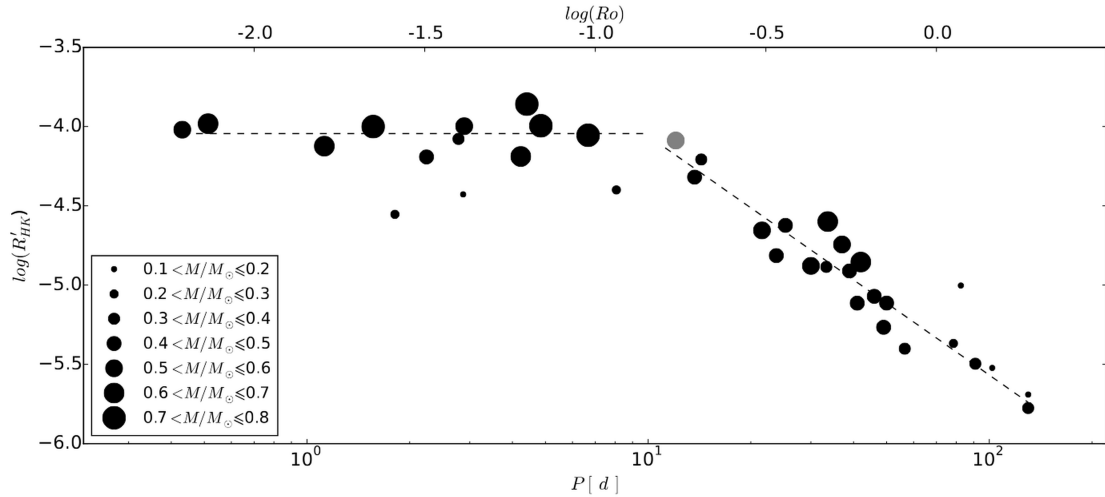
El índice  $\log R'_{\text{HK}}$ , que típicamente adopta valores entre  $-4,0$  para estrellas altamente activas y alrededor de  $-5,6$  para objetos muy inactivos (Henry et al., 1996; Astudillo-Defru et al., 2017), se ha consolidado como un indicador estándar para caracterizar la actividad cromosférica y evaluar su impacto en las mediciones de velocidad radial. Sin embargo, esta calibración clásica fue desarrollada para estrellas de tipo solar, lo que limita su aplicabilidad en el caso de las enanas M, cuyo contraste fotosférico, estructura atmosférica y régimen cromosférico difieren significativamente de los de las estrellas G y K.

Con el objetivo de extender este índice al dominio de baja masa, Astudillo-Defru et al. (2017) llevaron a cabo un estudio exhaustivo de la actividad magnética en más de un centenar de enanas M tempranas observadas con HARPS. Dado que estas estrellas carecían de una calibración confiable del índice  $R'_{\text{HK}}$ , los autores derivaron nuevas relaciones para los factores bolométricos ( $C_{\text{cf}}$ ) y los términos fotosféricos ( $R_{\text{phot}}$ ), adaptados a temperaturas efectivas en el rango  $T_{\text{eff}} \sim 3300\text{--}3900$  K. Esta recalibración permitió obtener valores de  $R'_{\text{HK}}$  física y fotométricamente consistentes para enanas M, posibilitando por primera vez una comparación directa con estrellas de mayor masa bajo un mismo marco analítico.

Además, el estudio reveló que la actividad cromosférica en estas estrellas presenta una *relación de saturación* con el período de rotación: las enanas M con  $P_{\text{rot}} \lesssim 10$  d alcanzan un nivel prácticamente constante de  $R'_{\text{HK}}$ , mientras que aquellas con períodos más largos muestran una disminución monótona de la actividad. Asimismo, Astudillo-Defru et al. (2017) demostraron que el nivel basal de actividad decrece progresivamente con la masa estelar, tendencia de que se mantiene hasta el límite de la convección total, donde se espera que un mecanismo dínamo distinto modifique la eficiencia y geometría del campo magnético.

Estas tendencias y relaciones empíricas se ilustran en la Fig. 2.7, que sirve como referencia fundamental para interpretar los niveles de actividad de las estrellas analizadas en este trabajo.

- El índice H $\alpha$  y otros trazadores de actividad



**Figura 2.7:** Relación entre el índice cromosférico  $\log R'_{HK}$  y el período de rotación para enanas M, según la calibración presentada por Astudillo-Defru et al. (2017). Se observa un régimen de saturación para  $P_{rot} \lesssim 10$  d, seguido de una disminución sistemática de la actividad para rotaciones más lentas y una tendencia decreciente del nivel basal hacia masas menores, extendiéndose hasta el límite de la convección total.

El índice  $H\alpha$ , definido a partir de la línea en  $6562.8 \text{ \AA}$ , constituye un trazador complementario al Ca II H&K. Su variabilidad refleja los procesos en las regiones activas —plages, filamentos y fulguraciones—, siendo particularmente útil en estrellas de tipo tardío. En el Sol se ha comprobado una correlación entre la emisión en  $H\alpha$  y Ca II durante el ciclo de 11 años (Livingston et al., 2007), aunque estudios en muestras amplias muestran comportamientos diversos según el tipo espectral y el nivel de actividad (Cincunegui et al., 2007a; Gomes da Silva et al., 2011; Newton et al., 2017).

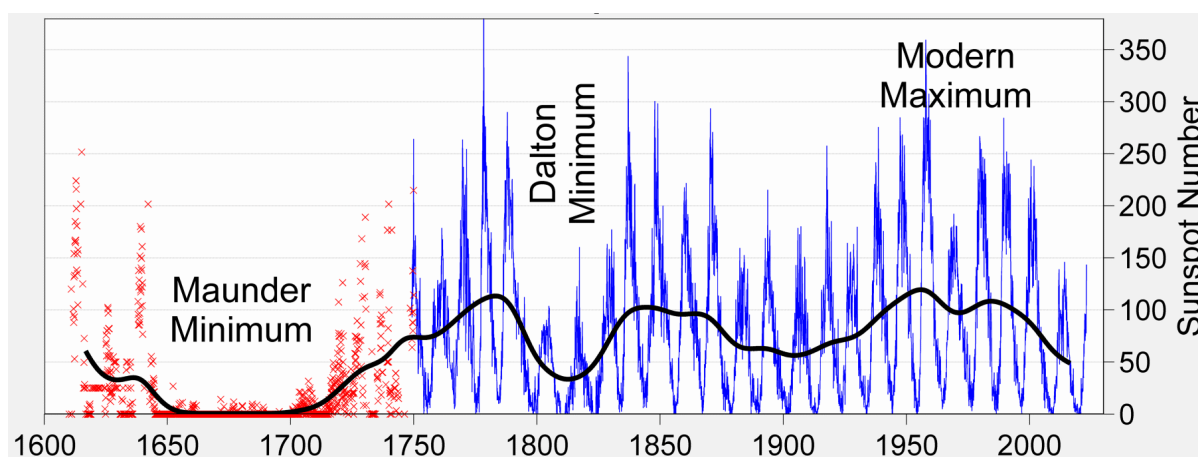
Otras líneas cromosféricas, como Na I D ( $5895.92$  y  $5889.95 \text{ \AA}$ ) y el triplete infrarrojo de Ca II ( $8498$ ,  $8542$  y  $8662 \text{ \AA}$ ), permiten explorar distintas capas de la cromosfera y la región de transición (Mauas, 2000; Andretta et al., 2005). En enanas M, donde el flujo azul es débil, estas líneas resultan especialmente ventajosas. Las variaciones temporales de sus índices suelen estar moduladas por el período de rotación, proporcionando además una herramienta independiente para estimarlo (Hempelmann et al., 2016).

Más recientemente, se han incorporado trazadores de actividad basados en la información espectral global y en las mediciones de velocidad radial, ampliamente utilizados en pipelines modernos como SERVAL y en espectrógrafos de alta estabilidad como CARMENES. Entre ellos se destacan el *chromatic index* (CRX), que cuantifica la dependencia

cromática de la velocidad radial, y el indicador dLW, sensible a variaciones en el ancho y la forma promedio de las líneas espectrales. Ambos parámetros han demostrado ser herramientas eficaces para identificar señales inducidas por actividad estelar y discriminar entre variabilidad de origen estelar y planetario, especialmente en estrellas de tipo tardío (Lafarga et al., 2021, 2023).

### 2.5.3. Ciclos de actividad estelar

La actividad solar se caracteriza por variaciones periódicas en el número y tamaño de las regiones activas, con un ciclo promedio de aproximadamente 11 años. Durante los máximos de actividad, la superficie solar exhibe una mayor cobertura de manchas y fáculas, fenómeno identificado por Heinrich Schwabe en 1843 y sistematizado posteriormente por Rudolf Wolf y J. A. Eddy, quienes extendieron los registros hasta comienzos del siglo XVII. A partir del análisis de isótopos radiactivos como el  $^{14}\text{C}$  y el  $^{10}\text{Be}$ , hoy es posible reconstruir la variabilidad solar durante varios milenios, revelando modulaciones de mayor escala temporal, como el ciclo de Gleissberg (80–90 años), así como periodos prolongados de muy baja actividad. En la Fig. 2.8 se ilustran cuatro siglos de observaciones del número de manchas solares, donde pueden distinguirse claramente varios episodios de actividad reducida, entre ellos el *mínimo de Maunder* (1645–1715), durante el cual casi no se observaron manchas.



**Figura 2.8:** Número de manchas solares durante los últimos 400 años. Se destacan episodios de baja actividad, entre ellos el mínimo de Maunder (1645–1715). Figura extraída de <http://www.solarcyclescience.com/solarcycle.html>.

Las observaciones muestran que, a lo largo del ciclo solar, el aumento de la cobertura de manchas se acompaña de un leve incremento de la irradiancia total (del orden del 0.1 %), debido al efecto compensatorio de las fáculas, cuya contribución radiativa supera ligeramente la disminución causada por las manchas (Fröhlich, 2000). No obstante, las variaciones de irradiancia son mucho menores que las registradas en las líneas cromosféricas del Ca II H (3968 Å) y K (3934 Å), que muestran fluctuaciones del orden del 20 % a lo largo del ciclo (White et al., 1981). Estas líneas, altamente sensibles al calentamiento cromosférico, fueron descritas en detalle en la próxima sección 2.5.2, donde se presentan los principales índices que empleamos en este trabajo para cuantificar la actividad magnética estelar.

Observar ciclos magnéticos en estrellas distintas al Sol proporciona restricciones clave para las teorías del dínamo, en particular para comprender cómo los parámetros estelares fundamentales —como la masa y el período de rotación— afectan los procesos internos que regeneran los campos magnéticos (Jeffers et al., 2023; Charbonneau et al., 2023).

Las series temporales fotométricas de largo plazo han sido esenciales para detectar ciclos tipo Schwabe asociados con la evolución superficial de manchas y fáculas (Baliunas et al., 1985; Strassmeier, 2009). Las observaciones, tanto terrestres como espaciales, alcanzan actualmente líneas de base de 30–40 años, revelando modulaciones a largo plazo regulares, múltiples o irregulares (Oláh et al., 2000, 2009; Messina et al., 2002; Savanov et al., 2012; Lehtinen et al., 2016). Suárez Mascareño et al. (2016) identificaron periodicidades cíclicas entre 2 y 14 años en 47 estrellas, hallando que la amplitud fotométrica disminuye con el aumento del período de rotación. De forma similar, Oláh et al. (2016) concluyeron que las estrellas viejas y de rotación lenta tienden a presentar ciclos suaves y regulares, mientras que las jóvenes y rápidas exhiben modulaciones más abruptas y complejas, con una transición alrededor de 2–3 Gyr.

Los estudios con datos de *Kepler* confirmaron la presencia de modulaciones de actividad con escalas de 0.5 a 6 años (Vida et al., 2014; Reinhold et al., 2017), en algunos casos correlacionadas con el período de rotación, aunque otras podrían deberse a fluctuaciones estocásticas en la distribución de manchas o a la rotación diferencial (Walkowicz et al., 2013; Basri et al., 2020).

---

Por su parte, los programas de monitoreo cromosférico —en particular el histórico *Proyecto HK* del Observatorio Mount Wilson— demostraron que los ciclos son un fenómeno extendido en estrellas de la secuencia principal (Wilson, 1978; Vaughan et al., 1978; Baliunas et al., 1995). A partir de las mediciones del índice S en las líneas de Ca II, se encontró que cerca del 60 % de las estrellas monitoreadas presentan ciclos entre 3 y 30 años, mientras que un 25 % muestra variaciones irregulares y un 15 % mantiene niveles estables de emisión. Los detalles sobre la definición y calibración de este índice se describen en la siguiente sección 2.5.2.

El creciente número de detecciones ha permitido establecer correlaciones empíricas entre los períodos de rotación y de ciclo (Noyes et al., 1984), revelando distintas ramas de comportamiento —denominadas “activa” e “inactiva”—, posiblemente asociadas a diferentes mecanismos de dínamo (Brandenburg et al., 1998; Saar et al., 1999; Böhm-Vitense, 2007). El Sol se sitúa entre ambas, lo que sugiere un estado transicional (Metcalf et al., 2016).

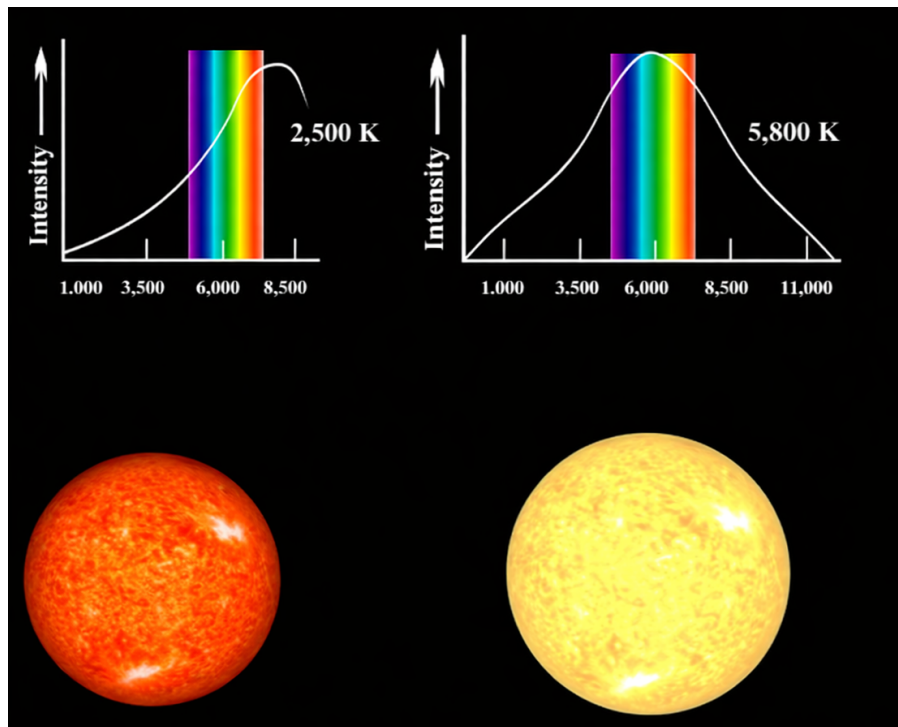
# Estrellas enanas M y exoplanetas

### 3.1. Las estrellas M

Las estrellas de tipo M son las más abundantes en la vecindad solar ( $d < 10$  pc) (Bochanski et al., 2010). Representan aproximadamente el 80 % de la población estelar total de la Galaxia (Relevamiento RECONS, Kar et al. 2024). Se caracterizan por tener masas comprendidas entre  $\sim 0,08$  y  $0,6 M_{\odot}$  (Reid et al., 2005), radios pequeños y temperaturas efectivas inferiores a  $\sim 3900$  K (Henry et al., 1994; Chabrier et al., 2000). Estas propiedades físicas las distinguen de manera significativa de estrellas de tipo solar y determinan tanto su evolución estelar como su comportamiento observacional, además de su relevancia como objetivos prioritarios en programas de búsqueda de exoplanetas

Este tipo de estrellas emiten la mayor parte de su flujo en longitudes de onda del infrarrojo cercano, mientras que su emisión en el rango óptico es considerablemente más débil. Como consecuencia, su brillo aparente en bandas visibles es bajo, lo que históricamente ha dificultado su estudio detallado mediante instrumentación optimizada para el óptico. Este comportamiento espectral se ilustra en la Figura 3.1, donde se compara la distribución espectral de energía característica de estrellas de baja masa con la distribución típica de estrellas de tipo solar en este rango.

Asimismo, la estructura interna de las estrellas enanas M difiere sustancialmente de la de estrellas de mayor masa. En particular, las estrellas con masas inferiores a  $\sim 0,35 M_{\odot}$  son completamente convectivas, mientras que aquellas de mayor masa presentan una envoltura convectiva profunda y un núcleo radiativo (Chabrier et al., 1997a). Y dado que los



**Figura 3.1:** Distribución espectral de energía aproximada para estrellas de tipo M, mostrando que la mayor parte de la emisión se concentra en el infrarrojo cercano, mientras que el flujo en el rango óptico es significativamente menor. Figura extraída del sitio web: <https://astronomiaparatodos.com>.

campos magnéticos que causan la actividad estelar, son creados por la interacción entre la convección y la rotación estelar (dínamo estelar), es posible encontrar en estrellas tardías niveles de actividad mucho mayores que los que se encuentran en las más tempranas (West et al., 2004).

A pesar de los avances en los modelos de estructura estelar, persisten discrepancias significativas entre las predicciones teóricas y las observaciones en el régimen de bajas masas. En particular, los modelos tienden a subestimar los radios estelares y a sobreestimar las temperaturas efectivas en comparación con mediciones precisas obtenidas a partir de binarias eclipsantes (Ribas, 2006). Asimismo, diversos estudios han puesto de manifiesto que los modelos evolutivos presentan sesgos sistemáticos en el extremo de muy baja masa, mostrando dificultades para reproducir de manera consistente las masas y propiedades fundamentales de los objetos más pequeños (p. ej. Dotter et al., 2008; Dotter, 2016). Estas discrepancias han sido atribuidas a la influencia de campos magnéticos intensos, elevados niveles de actividad estelar y efectos de rotación, procesos que no son completamente capturados por los modelos estándar (Morales et al., 2010; Feiden et al., 2012).

Estas estrellas pueden presentar niveles de actividad significativamente superiores a los observados en estrellas de tipo solar, manifestados a través de emisiones cromosféricas intensas, manchas estelares, fulguraciones y variabilidad fotométrica y espectroscópica a múltiples escalas temporales (Hawley et al., 1991, 1996; West et al., 2004).

La rotación estelar desempeña un rol clave en este contexto. Las enanas M jóvenes suelen rotar rápidamente y exhiben elevados niveles de actividad, mientras que estrellas más viejas muestran una desaceleración progresiva y una actividad reducida, evidenciando un claro proceso de *spin-down* con la edad. (Newton et al., 2016). No obstante, incluso estrellas M relativamente viejas pueden presentar variabilidad asociada a ciclos de actividad magnética de largo período, análogos al ciclo solar, aunque con propiedades aún poco caracterizadas (Suárez Mascareño et al., 2016; Metcalfe et al., 2016).

El estudio de estos ciclos resulta particularmente relevante, ya que las variaciones inducidas por la actividad magnética pueden afectar de manera significativa las mediciones de velocidad radial (para más información de la técnica ver el Apéndice A.2.1), al introducir señales que pueden confundirse con la presencia de planetas (Lovis et al., 2011; Gomes da Silva et al., 2012; Robertson et al., 2013; Carolo et al., 2014; Díaz et al., 2016).

La relevancia de la actividad magnética estelar se ve reforzada por la detección de ciclos de actividad de largo período en estrellas de tipo M, incluyendo los casos de Próxima Centauri (Cincunegui et al., 2007b) y el sistema binario GJ 375 (Díaz et al., 2007). El caso de Próxima Centauri resulta inesperado dado que se trata de una estrella puramente convectiva, en la cual la dínamo solar tipo Alfa-Omega ( $\alpha\omega$ ), responsable de la generación y amplificación del campo magnético en estrellas más calientes, no debería funcionar. Este comportamiento también ha sido reportado en otras enanas M de distinta clase espectral e incluso en estrellas con planetas poco activas como Ross 128 (Buccino et al., 2011, 2014; Ibañez Bustos et al., 2019a,b).

Una fracción significativa de las enanas M se caracteriza, de hecho, por una intensa emisión cromosférica cuya intensidad depende del tipo espectral (Reiners et al., 2010a; Reiners et al., 2012), lo que sugiere la operación de mecanismos de dínamo eficientes en estas estrellas. En particular, la transición entre estrellas parcialmente convectivas y totalmente convectivas, situada alrededor del tipo espectral M3.5 o masas del orden de

---

$0,35 M_{\odot}$  (Chabrier et al., 1997b), cuestiona el papel de la tacoclina en estrellas totalmente convectivas y apunta a la posible operación de dínamos de tipo  $\alpha^2$ , más distribuidas y potencialmente carentes de ciclos bien definidos (Barnes, 2003) (para más información acerca de los mecanismos de dínamo, ver la Sección ??).

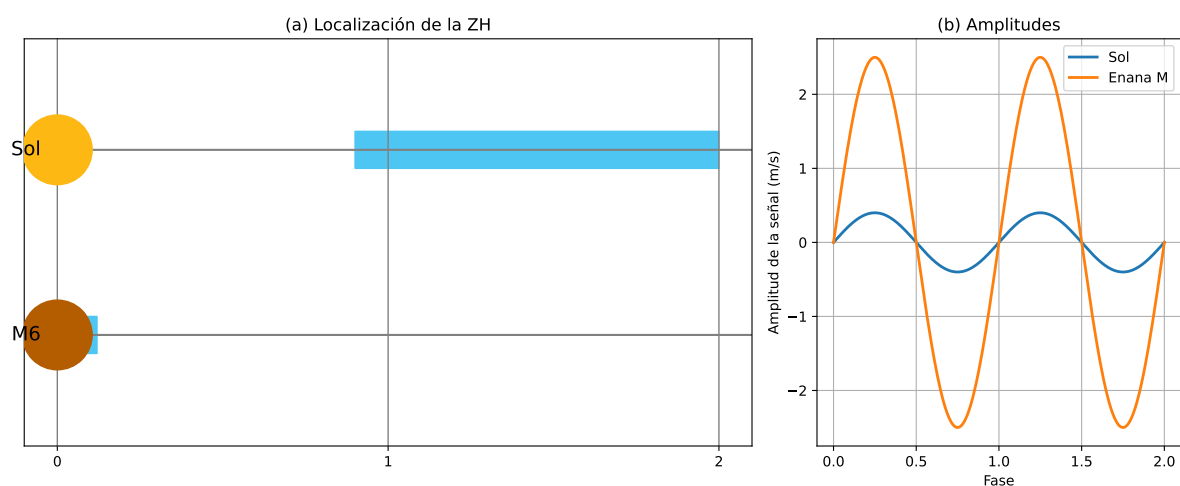
### 3.2. Exoplanetas en torno a estrellas enanas M

Desde el punto de vista observacional, la presencia de actividad estelar puede conducir a la identificación espuria de señales planetarias, dando lugar a la publicación de exoplanetas que posteriormente son invalidados al demostrarse su origen estelar (p. ej. Robertson et al., 2014; Santos et al., 2014). Esto pone de manifiesto la necesidad de considerar de forma explícita los efectos de la actividad magnética en los estudios de detección de exoplanetas (Bonfils et al., 2007). Asimismo, la actividad estelar no sólo impacta en la detección, sino que también puede modificar de manera sustancial las condiciones de habitabilidad de los planetas en órbita, a través de la variabilidad radiativa y la interacción estrella–planeta (Ip et al., 2004; Buccino et al., 2006, 2007; von Bloh et al., 2007).

En este contexto, estudios recientes como el de Lee et al. (2023), que identifican señales de velocidad radial asociadas tanto a actividad estelar como a un compañero planetario masivo en la gigante roja HD 36384, subrayan la importancia de analizar de manera conjunta los procesos físicos estelares y planetarios para evitar interpretaciones erróneas.

Las propiedades físicas de las estrellas enanas M las convierten en objetivos especialmente favorables para la detección y caracterización de exoplanetas de baja masa. Debido a su menor masa estelar, un planeta induce amplitudes de velocidad radial mayores que en estrellas más masivas. Al mismo tiempo, la zona de habitabilidad (ZH) se localiza a distancias orbitales más pequeñas, lo que se traduce en períodos orbitales más cortos (Kasting et al., 1993). Estas características favorecen la detección de planetas rocosos sometidos a niveles de irradiación similares a los de la Tierra alrededor del Sol, en particular cuando orbitan estrellas frías.

Estas ventajas también implican una mayor probabilidad geométrica de tránsito y una mayor frecuencia temporal de eventos observables, lo cual facilita la detección y el estudio de planetas potencialmente habitables mediante enfoques complementarios de velocidades radiales y fotometría. Esto se ilustra en la Fig. 3.2, donde se compara la ubicación de la ZH y la amplitud de la señal inducida por un planeta en una estrella de tipo solar y en una enana M.



Estrella	$T_{\text{eff}}$ (K)	Masa ( $M_{\odot}$ )	Zona Habitable (UA)	Amplitud de la señal ( $\text{m s}^{-1}$ )
Sol	5400	1.0	0.9 – 2.0	0.4
M6	3000	0.4	0.04 – 0.12	2.5

**Figura 3.2:** Comparación esquemática de la zona de habitabilidad (ZH) y de la amplitud esperada de la señal de velocidad radial inducida por un planeta de  $3 M_{\oplus}$  en torno a una estrella de tipo solar y a una enana M. En estrellas de menor luminosidad, la ZH se sitúa a distancias orbitales más pequeñas, lo que conduce a períodos orbitales más cortos y señales de mayor amplitud, favoreciendo la detección de planetas potencialmente habitables.

En este contexto, las estrellas de tipo M representan también laboratorios privilegiados para la caracterización de atmósferas de planetas rocosos, en particular de aquellos ubicados dentro de la zona de habitabilidad (ZH) (ver el Apéndice A.2.3), definida como la región alrededor de una estrella donde el agua líquida podría mantenerse estable en la superficie de un planeta (Kasting et al., 1993; Buccino et al., 2006; Kopparapu et al., 2013). Sin embargo, la actividad magnética introduce complejidades adicionales, ya que puede contaminar o enmascarar señales planetarias, lo cual resulta especialmente crítico

---

para estrellas frías con superficies altamente activas. Tradicionalmente, los programas de búsqueda de planetas han priorizado estrellas con bajos niveles de actividad, lo que introduce sesgos observacionales y restringe el alcance de los estudios, por ejemplo (Pepe et al., 2011).

La detección de planetas alrededor de estrellas magnéticamente activas ha dado lugar a controversias significativas, siendo el sistema Gliese 581 uno de los casos más paradigmáticos. Los primeros estudios basados en mediciones de velocidad radial obtenidas con HARPS permitieron el descubrimiento de un sistema compacto de planetas de baja masa, incluyendo supertierras con masas mínimas del orden de pocas masas terrestres (Udry et al., 2007). Posteriormente, análisis teóricos exploraron la localización de la zona habitable del sistema y la posible habitabilidad de algunos de estos planetas, en particular Gliese 581c y Gliese 581d (Selsis et al., 2007).

No obstante, reanálisis posteriores de los mismos conjuntos de datos, junto con nuevas observaciones, pusieron en duda la existencia de varias de las señales planetarias inicialmente propuestas (Robertson et al., 2013). Estudios basados en inferencia bayesiana y en series temporales extendidas concluyeron que solo cuatro compañeros planetarios pueden considerarse firmemente detectados (Tuomi, 2011; Forveille et al., 2011; Gregory, 2011). En paralelo, análisis de estabilidad dinámica mostraron que algunas de las configuraciones planetarias sugeridas eran dinámicamente inviables, lo que reforzó la necesidad de reinterpretar ciertas señales periódicas (Tóth et al., 2014).

Trabajos posteriores demostraron que varias de las señales atribuidas a planetas podían explicarse como manifestaciones de la actividad estelar y su acoplamiento con indicadores espectroscópicos, poniendo de relieve la capacidad de la actividad magnética para imitar señales planetarias en datos de velocidad radial (Robertson et al., 2014). Este caso subraya la importancia de analizar de manera conjunta los efectos de la actividad estelar y los procesos planetarios para evitar interpretaciones erróneas en la detección de exoplanetas.

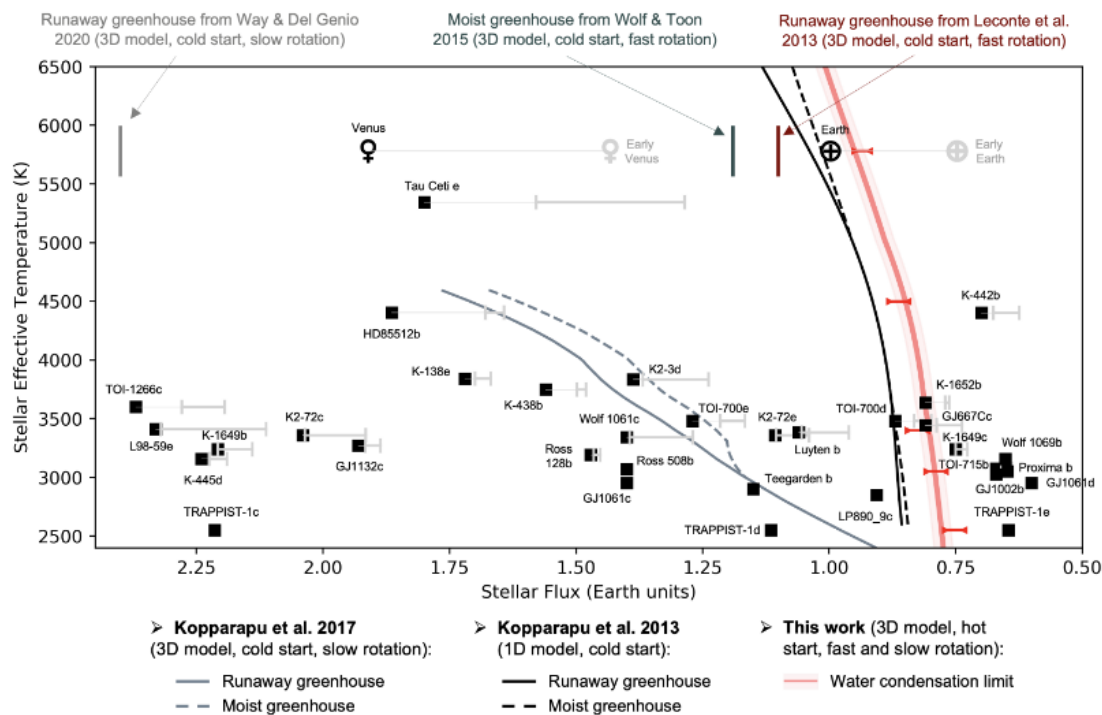
### 3.2.1. Frecuencia de detección de planetas en torno a estrellas frías

Las detecciones y el volumen de datos acumulados a lo largo de más de tres décadas de investigación en el campo de los planetas extrasolares han permitido estimar de manera estadísticamente robusta las tasas de ocurrencia planetaria en torno a estrellas frías de la secuencia principal. Estos resultados se han obtenido a partir de grandes relevamientos observacionales y del análisis cuidadoso de los sesgos propios de cada técnica de detección.

A pesar de las diferencias metodológicas inherentes a las técnicas de velocidad radial y de tránsitos, ambos enfoques convergen en una conclusión robusta: los planetas de menor masa y tamaño son considerablemente más frecuentes que los planetas gigantes. Los estudios basados en velocidad radial indican que una fracción significativa de las estrellas de tipo solar alberga planetas con masas inferiores a la de Neptuno (Mayor et al., 2009), mientras que los análisis estadísticos de *Kepler* revelan tasas de ocurrencia elevadas para planetas pequeños, con valores comprendidos entre 0,3 y 1,9 planetas por estrella (en promedio  $\sim 0,77$ ), para radios entre 0,75 y 2,5 radios terrestres y períodos orbitales menores a 300 días (Burke et al., 2015).

En particular, a partir de relevos de velocidad radial, Bonfils et al. (2013) reportaron que más del 50 % de las estrellas M albergan planetas tipo supertierras con períodos orbitales comprendidos entre 10 y 100 días. Utilizando fotometría de *Kepler*, Dressing et al. (2015) estimaron un promedio de 2.5 planetas con radios entre uno y cuatro radios terrestres por estrella M en órbitas con períodos menores a 200 días, mientras que Gaidos et al. (2016) encontraron un valor consistente de 2,2 planetas por estrella para períodos entre 1,5 y 100 días.

En cuanto a la zona habitable, Dressing et al. (2015) estimaron una tasa de ocurrencia de entre 0,16 y 0,24 planetas de tamaño terrestre por estrella M, mientras que Bonfils et al. (2013) reportaron una fracción de  $0,41^{+0,54}_{-0,13}$ , aunque este valor podría estar ligeramente sobreestimado debido a efectos de selección y al tamaño limitado de la muestra.

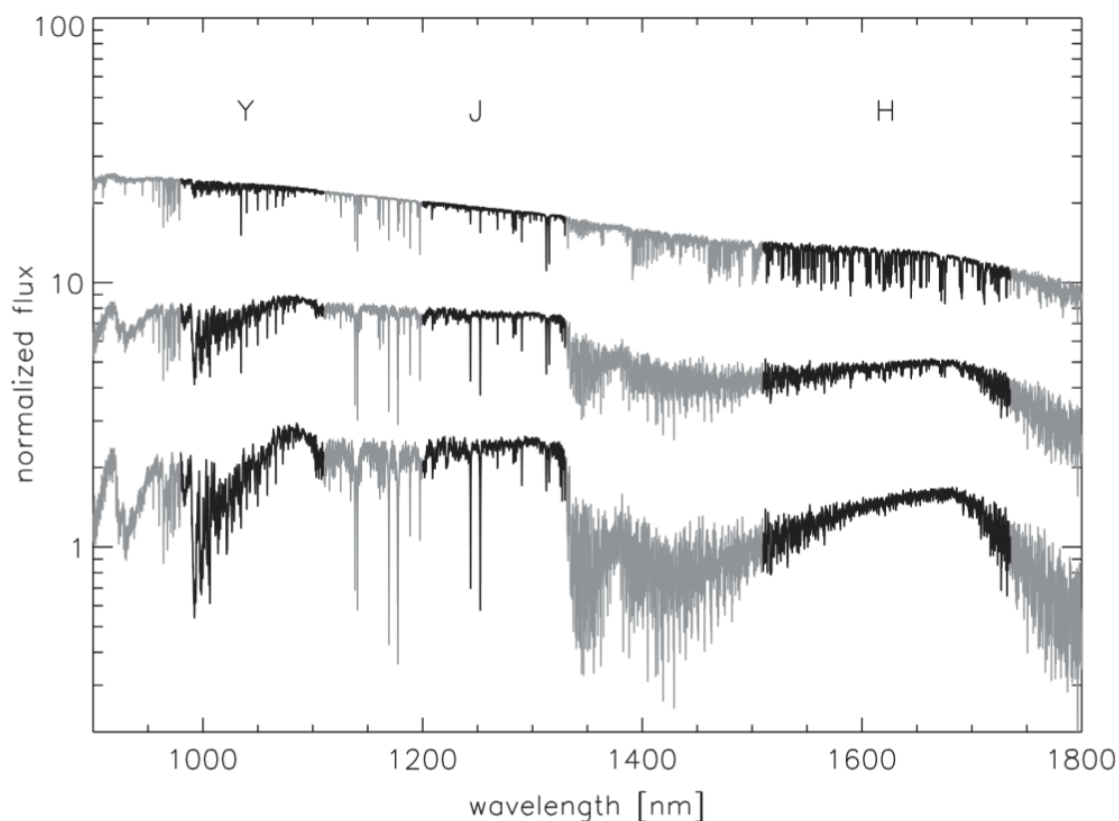


**Figura 3.3:** Límite interno de la zona habitable en función de la temperatura efectiva estelar, comparando distintos modelos climáticos unidimensionales y tridimensionales. Las curvas correspondientes a modelos 3D muestran que, para estrellas de tipo M, la evolución temprana de alta luminosidad puede impedir la condensación de océanos, conduciendo a planetas en estados post-invernadero aun cuando se ubiquen dentro de la zona habitable clásica. Los puntos representan exoplanetas conocidos, mientras que los símbolos especiales indican la posición de la Tierra y Venus. Extraído de Turbet et al. (2023).

En conjunto, estos resultados indican que los planetas rocosos en torno a estrellas de baja masa son comunes y que una fracción significativa de ellos reside en la zona habitable. Asimismo, estos planetas suelen formar sistemas múltiples, una característica recurrente en estrellas enanas M (Mayor et al., 2009; Bonfils et al., 2013).

Estudios recientes basados en modelos climáticos tridimensionales han mostrado que, en el caso de planetas que orbitan estrellas de tipo M, la evolución temprana de alta luminosidad estelar —a diferencia de la historia evolutiva del Sol— podría impedir la condensación de océanos primordiales. En este escenario, una fracción de los planetas ubicados en la zona habitable clásica podrían ser en realidad mundos post-invernadero carentes de agua superficial, aun cuando se ubiquen dentro de los límites orbitales tradicionalmente asociados a condiciones habitables, tal como se ilustra en la Fig. 3.3 (Turbet et al., 2023).

La baja luminosidad fotométrica de las enanas M en el rango óptico ha constituido históricamente una limitación para la obtención de espectros de alta calidad. No obstante, esta desventaja se atenúa de manera significativa al observar en longitudes de onda infrarrojas, donde estas estrellas emiten una fracción sustancialmente mayor de su flujo. En el infrarrojo cercano, las enanas M son relativamente más brillantes y, además, presentan un elevado número de líneas espectrales profundas, lo que resulta particularmente favorable para la medición de velocidades radiales de alta precisión (Reiners et al., 2010b). Esto se aprecia en la Fig. 3.4, donde se muestran espectros modelo de estrellas tipo M para distintas temperaturas efectivas en las bandas fotométricas *Y*, *J* y *H*.



**Figura 3.4:** Espectros modelo de estrellas de tipo M para tres temperaturas efectivas diferentes: 3500 K (M3, curva superior), 2800 K (M6, panel medio) y 2400 K (M9, curva inferior). Las regiones en negro muestran las ventanas fotométricas *Y*, *J* y *H*. Las regiones grises corresponden a los huecos telúricos que separan estas ventanas. Gráfico extraído de Reiners et al. (2010b).

Estas consideraciones han motivado el desarrollo de una nueva generación de espectrógrafos optimizados para el infrarrojo cercano, específicamente diseñados para la detección de planetas de baja masa alrededor de estrellas frías. Entre los instrumentos actualmente en operación se destacan CARMENES (Quirrenbach et al., 2018), SPIRou (Donati et al., 2018) y el *Habitable-zone Planet Finder* (HPF; Mahadevan et al. 2014). Asimismo, NIRPS (Wildi et al., 2017), que opera de manera simultánea con HARPS, ha ampliado significativamente las capacidades observacionales en este régimen espectral, permitiendo estudios complementarios en el óptico y el infrarrojo cercano.

En paralelo, el método de los tránsitos se ha consolidado como el más fructífero para la detección de exoplanetas, en gran medida gracias a los resultados obtenidos por las misiones del telescopio espacial *Kepler* entre 2009 y 2018 (Howell et al., 2014). De manera conjunta, estas misiones permitieron catalogar más de 2500 exoplanetas confirmados, además de miles de candidatos, proporcionando una base estadística sin precedentes para el estudio de la arquitectura de los sistemas planetarios y de la tasa de ocurrencia de planetas en distintos regímenes de masa y período orbital.

Una nueva generación de instrumentos dedicados específicamente a la búsqueda y caracterización de exoplanetas por el método de los tránsitos se inició con el lanzamiento del *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (*TESS*; Ricker et al. 2014) en 2018, concebido originalmente como una misión de dos años. A diferencia de *Kepler*, *TESS* realiza un relevamiento casi completo del cielo, focalizándose en estrellas brillantes y cercanas, lo que facilita el seguimiento espectroscópico desde tierra. En este mismo marco se inscribe la misión *CHEOPS*, lanzada en 2019, cuyo objetivo principal es la caracterización precisa de radios planetarios a partir del monitoreo fotométrico de sistemas previamente conocidos.

Paralelamente, una nueva generación de misiones espaciales se encuentra en fase avanzada de desarrollo. Entre ellas se destaca *PLATO* Rauer et al. 2014, cuyo lanzamiento está previsto para el corriente año, con una misión primaria de seis años. Si bien sus objetivos principales están centrados en estrellas de tipo solar (tipo G), la misión incluye un programa específico dedicado a enanas M, denominado “M dwarf sample” (P4) Rauer et al. 2025. Este subprograma está orientado al estudio de estrellas frías de tipo tardío

---

(desde K tardías hasta enanas M) en el vecindario solar e incluirá al menos 5000 objetos con magnitudes  $V \leq 16$ , los cuales serán monitoreados durante campañas de observación prolongadas. Este enfoque permitirá la detección de planetas telúricos y supertierras alrededor de estrellas de baja masa mediante el método de tránsitos, contribuyendo a la caracterización de sus propiedades físicas.

El seguimiento fotométrico de tránsitos también puede realizarse desde tierra mediante proyectos dedicados de pequeño y mediano tamaño. Entre ellos se destacan los telescopios *TRAPPIST*, instalados en el norte de África y en Chile entre 2010 y 2015 (Jehin et al., 2011), el instrumento *ExTrA*, ubicado en el observatorio de La Silla, Chile, y desarrollado y operado desde Grenoble desde 2018 (Bonfils et al., 2015), así como el proyecto *SPECU-LOOS*, diseñado específicamente para la búsqueda de planetas alrededor de enanas ultrafrías mediante monitoreo fotométrico de alta precisión desde tierra (Delrez et al., 2021). Estos proyectos han demostrado que, especialmente en el caso de estrellas enanas M, es posible detectar y caracterizar tránsitos de planetas pequeños utilizando instrumentación terrestre optimizada, complementando de manera efectiva las observaciones espaciales.

# Capítulo 4

## El espectrógrafo *SOPHIE*

### 4.1. Introducción

El **Observatorio de Haute-Provence** (OHP), ubicado en el sureste de Francia, dispone de cuatro telescopios reflectores equipados con espejos primarios de 1.93 m, 1.52 m, 1.20 m y 0.80 m (ver Fig. 4.1). En el telescopio mayor se encuentra instalado el espectrógrafo *SOPHIE*, cuyo diseño y estabilidad lo convierten en una herramienta fundamental tanto para programas exoplanetarios como para el estudio de indicadores de actividad cromosférica. En esta tesis utilizamos exclusivamente los datos obtenidos con *SOPHIE*, instrumento cuya arquitectura, modos de operación y rendimiento se describen en detalle en la Sección 4.2.



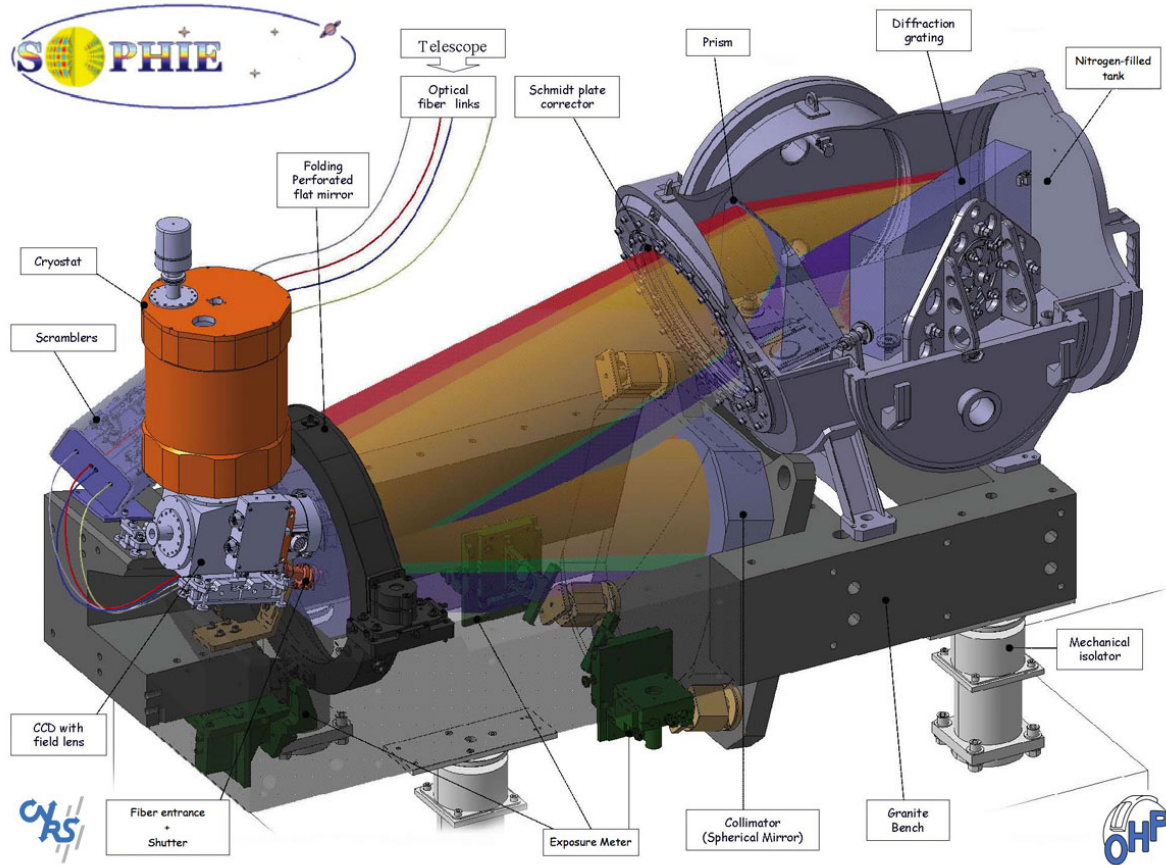
**Figura 4.1:** Vista de dos de las cúpulas del Observatorio de Haute-Provence (OHP). Imagen extraída de <https://ohp.osupytheas.fr/>.

## 4.2. SOPHIE

Desde 2006, el espectrógrafo échelle de alta resolución *SOPHIE* (*Spectrographe pour l'Observation des Phénomènes des Intérieurs stellaires et des Exoplanètes*), concebido como sucesor del espectrógrafo ELODIE, se encuentra en operación en el telescopio de 1.93 m del Observatorio de Haute-Provence. SOPHIE fue diseñado para alcanzar precisiones del orden de unos pocos  $\text{m s}^{-1}$ , orientado desde sus inicios a la **detección y caracterización de exoplanetas mediante velocidades radiales**, particularmente en estrellas de baja masa, donde el método Doppler resulta más eficiente (Bouchy et al., 2006; Perruchot et al., 2008). Para ello se establecieron campañas organizadas por el *Consortio SOPHIE*, que privilegiaron la observación de estrellas con *baja actividad cromosférica* a fin de maximizar la precisión en la medida de desplazamientos Doppler (Bouchy et al., 2009).

SOPHIE es un espectrógrafo échelle de *dispersión cruzada y alimentado por fibras*, ubicado permanentemente en una cámara con control de temperatura en el segundo piso del edificio del telescopio de 1.93 m. La *primera luz* se obtuvo el 31 de julio de 2006 y la primera solución de longitudes de onda el 24 de agosto de 2006 (Perruchot et al., 2008). El instrumento dispone de una *pipeline de reducción* que procesa automáticamente los datos al finalizar la lectura del CCD (Bouchy et al., 2009). Su arquitectura óptica y mecánica se resume esquemáticamente en la Fig. 4.2, donde se muestran los principales componentes del instrumento, incluidos el tren de fibras de entrada, el colimador, el prisma de dispersión cruzada, la red de difracción échelle y el criostato que aloja el detector.

Sobre la base de estas características, *SOPHIE* ha demostrado ser altamente eficiente para la detección de exoplanetas mediante técnicas de velocidad radial. En su configuración original, el instrumento alcanzaba precisiones del orden de unos pocos  $\text{m s}^{-1}$  (Perruchot et al., 2008). Posteriormente, la actualización instrumental implementada en 2011, que incluyó la incorporación de fibras de sección octogonal y mejoras en la estabilidad del sistema óptico, permitió reducir el piso instrumental hasta el régimen de  $\sim 1\text{--}2 \text{ m s}^{-1}$ , dando lugar a la configuración conocida como *SOPHIE+* (ver Sección 4.3; Perruchot et al. 2011; Bouchy et al. 2013). Gracias a estas prestaciones, el instrumento se ha consolidado como una referencia para estudios de exoplanetas, liderando diversos programas científicos.



**Figura 4.2:** Diagrama óptico y mecánico del espectrógrafo *SOPHIE*. La luz proveniente del telescopio ingresa a través de los enlaces de fibra óptica, atraviesa el corrector de Schmidt y es colimada antes de dispersarse mediante la rejilla échelle y el prisma de dispersión cruzada. El haz resultante se registra en un CCD refrigerado dentro de un criostato, todo ello montado sobre un banco de granito con aislación mecánica para garantizar la estabilidad requerida en medidas de velocidad radial de alta precisión. Figura extraída de <https://ohp.osupytheas.fr/sophie-echelle-spectrograph/>.

A medida que el programa evolucionó, *SOPHIE* permitió no sólo detectar sistemas planetarios, sino también estudiar en detalle sus arquitecturas. Entre los resultados más relevantes se encuentra la detección de un planeta tipo Neptuno templado (Courcol et al., 2015), la revisión y confirmación de compañeros subestelares previamente observados con *ELODIE* (Bouchy et al., 2016), así como la publicación de tres nuevos planetas gigantes localizados en zonas potencialmente habitables (Hébrard et al., 2016). Asimismo, Rey et al., 2017 identificaron tres planetas gigantes cuyas configuraciones orbitales son especialmente adecuadas para la determinación astrométrica de masa mediante los datos de la misión *Gaia*.

Los resultados sobre estrellas de baja masa revisten un interés particular para este trabajo. En Hobson et al. (2018) se detectaron dos planetas orbitando estrellas enanas M (Gl 617A y Gl 96), demostrando la capacidad de SOPHIE para recuperar señales de baja amplitud radial típicas de este tipo de estrellas. Especialmente relevante es la detección de una *super-Tierra* alrededor de Gl 411 (Gliese 411), reportada por Díaz et al., 2019, cuya señal radial presenta una amplitud de apenas  $\sim 1.6 \text{ m s}^{-1}$ . Este resultado constituye uno de los casos más sensibles obtenidos con SOPHIE, y reviste particular importancia por tratarse de una de las estrellas más cercanas al Sistema Solar. El estudio incluyó un análisis detallado para descartar efectos atribuibles a la actividad estelar y al *aliasing*, aspectos estrechamente vinculados con el enfoque metodológico adoptado en esta tesis. En años recientes, SOPHIE ha continuado demostrando su versatilidad mediante la caracterización de sistemas planetarios de arquitectura diversa, incluyendo configuraciones compactas potencialmente resonantes (Hara et al., 2020) y la detección de múltiples objetos subestelares, entre ellos seis *cool Jupiters*, tres enanas marrones y varias binarias de baja masa (Dalal et al., 2021). Asimismo, el instrumento ha contribuido de manera significativa al seguimiento espectroscópico (*follow-up*) de candidatos planetarios identificados en relevamientos de tránsitos como *TESS*, permitiendo confirmar y caracterizar sistemas alrededor de estrellas brillantes mediante mediciones de velocidad radial.

#### 4.2.1. Óptica y detector

SOPHIE emplea una red échelle R2 de  $52.65 \text{ líneas mm}^{-1}$ , con un ángulo de incidencia de  $65^\circ$  y dimensiones de  $20.4 \times 40.8 \text{ cm}$ , montada en configuración fija junto con un prisma de vidrio OHARA PBL25Y de  $31^\circ$  para la dispersión cruzada (Perruchot et al., 2008). El espectro resultante se registra en un CCD e2v 44-82 de  $4096 \times 2048$  píxeles ( $15 \mu\text{m}$ ), operado a  $\sim -100^\circ\text{C}$ , que proyecta 41 órdenes espectrales (39 extraídos) a lo largo del rango  $3872\text{--}6943 \text{ \AA}$ , donde se encuentran los principales indicadores cromosféricos (Ca II H&K, Na I D,  $\text{H}\alpha$ ).

El CCD puede leerse en modo *rápido*, con una ganancia de  $\sim 2.85 e^-/ADU$ , ruido de lectura (RON) de  $\sim 6 e^-$  y un tiempo de lectura de 18.8 s, o en modo *lento*, con  $0.68 e^-/ADU$ , RON de  $\sim 2.1 e^-$  y un tiempo de 175 s. El viñeteo del *overscan* (53 píxeles a cada lado) permite medir el *bias* en cada exposición, mientras que el dewar mantiene el detector a  $\sim -99^\circ\text{C}$  mediante un sistema de relleno continuo por goteo. Las calibraciones de ganancia y ruido de lectura se realizan con lámparas de tungsteno internas.

#### 4.2.2. Fibras, aperturas y modos de operación

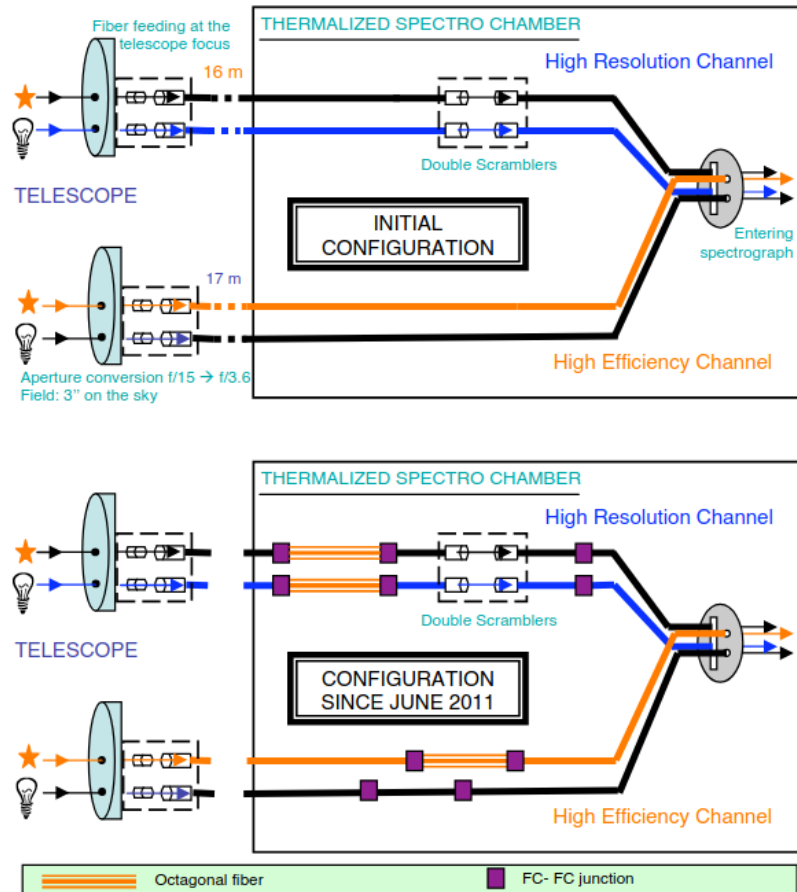
El instrumento se alimenta desde el foco Cassegrain mediante un conjunto de inyección de luz (*bonnette*), que actúa como interfaz óptico-mecánica entre el telescopio y el tren de fibras. SOPHIE dispone de dos pares de fibras independientes, cada una con un diafragma circular de  $3''$ , separados  $1.86'$  en el plano focal (orientación E–O nominal), que alimentan fibras de  $100 \mu\text{m}$ . La fibra A se utiliza para observar el objeto, mientras que la fibra B puede configurarse como *cielo* o *calibración simultánea* (o enmascararse).

Además de la calibración estándar, SOPHIE permite realizar una calibración simultánea en longitud de onda mediante una lámpara de ThAr (torio-argón) y un étalon Fabry-Perot, cuya señal se registra en paralelo a la observación científica para monitorear posibles derivas instrumentales (Perruchot et al., 2008).

SOPHIE ofrece dos modos de operación (ver Fig. 4.3):

- **Alta Eficiencia (HE,  $R \approx 40\,000$ ):** optimizado para objetos débiles, con un *throughput* superior por un factor  $\sim 2,5$  ( $\sim 1$  mag) respecto del modo HR.
- **Alta Resolución (HR,  $R \approx 75\,000$ ):** incorpora un sistema *double scrambler* para mejorar la estabilidad de la iluminación y una rendija de salida inclinada de  $40 \mu\text{m}$ , lo que permite alcanzar una mayor estabilidad en las mediciones de velocidad radial.

La diferencia entre ambos modos se manifiesta principalmente en el perfil instrumental, observable en el ancho de las líneas de calibración ThAr: en modo HR las líneas presentan un FWHM menor y un perfil más estrecho (consistente con la mayor resolución espectral), mientras que en modo HE las líneas aparecen más anchas debido al menor poder de resolución. Esta diferencia también se traduce en una distinta capacidad de separar líneas cercanas en regiones espectralmente congestionadas, por ejemplo en torno a las bandas



**Figura 4.3:** Esquema de los modos de operación de SOPHIE: Alta Eficiencia (HE) y Alta Resolución (HR), mostrando la configuración inicial y la configuración implementada desde junio de 2011, incluyendo el sistema de *double scrambler* y la incorporación de fibras octogonales. Extraído de (Perruchot et al., 2008)

telúricas de  $\text{H}_2\text{O}$  cerca de  $6870 \text{ \AA}$ , donde el modo HR permite resolver con mayor detalle la estructura fina de las absorciones atmosféricas. El cambio de modo se realiza reposicionando los cabezales de fibra en la *bonnette*, con un tiempo típico de  $\sim 3 \text{ min}$  (Perruchot et al., 2008).

### 4.3. Evolución instrumental: SOPHIE+

En 2011, SOPHIE fue actualizado mediante la incorporación de fibras de sección octogonal (Perruchot et al., 2011), lo que permitió mejorar significativamente el *scrambling* y, en consecuencia, la estabilidad de la iluminación del espectrógrafo frente a variaciones de guiado y condiciones atmosféricas (p. ej. el *seeing effect*). Esta mejora redujo el piso instrumental de las mediciones Doppler desde  $\sim 5\text{--}6\text{ m s}^{-1}$  hasta el régimen de  $\sim 1\text{--}2\text{ m s}^{-1}$ , correspondiente a un incremento de precisión de aproximadamente un factor  $\sim 6$ , y dio lugar a la configuración conocida como *SOPHIE+* (Bouchy et al., 2013).

Desde el punto de vista científico, esta ganancia extendió de forma sustancial el espacio de parámetros accesible en búsquedas de exoplanetas: en una estrella de baja masa típica ( $M_{\star} \sim 0,5 M_{\odot}$ ), una señal Doppler de semiamplitud  $K \sim 1\text{--}2\text{ m s}^{-1}$  corresponde a planetas con masas mínimas del orden de unas pocas a  $\sim 10$  masas terrestres en órbitas de decenas de días, permitiendo avanzar desde el régimen dominado por planetas gigantes hacia la exploración de planetas de baja masa, tales como supertierras y Neptunos templados (Bouchy et al., 2013; Courcol et al., 2015; Díaz et al., 2019; Hobson et al., 2018; Hara et al., 2020).

### 4.4. Reducción de datos (*DRS*)

El *Data Reduction System* (*DRS*), desarrollado por el Observatorio de Ginebra, ejecuta de forma automática: localización de órdenes, extracción óptima, eliminación de rayos cósmicos, calibración en longitud de onda, corrección de *blaze* y reconexión de órdenes. En el procesamiento estándar de SOPHIE, los espectros extraídos por orden se almacenan en el producto *e2ds*, que contiene los órdenes échelle (extraídos y calibrados en longitud de onda) antes de su recombinación. A partir de estos órdenes, se genera el espectro unidimensional final *s1d*, en el cual se incluyen, entre otros metadatos, los valores de S/N y los coeficientes polinomiales asociados a la solución en longitud de onda.

Los órdenes individuales se ensamblan para producir un archivo FITS `s1d` con un muestreo uniforme de  $0.01 \text{ \AA}$ , incorporando además la corrección baricéntrica. Tras este ensamblado, y luego de corregir cada orden por la función de *blaze*, se obtiene el espectro final re-muestreado y continuo en longitud de onda. Toda la información de identificación, calibración y procesos aplicados queda registrada en los encabezados de los archivos FITS (Bouchy et al., 2009).

Dentro del proceso de reducción automática implementado en la *pipeline* de SOPHIE, las posibles fuentes que pueden introducir efectos sistemáticos en la estimación de los índices cromosféricos provienen principalmente de la **extracción óptima de los órdenes espectrales** y de la **corrección por la función de blaze**. Estos pasos impactan directamente en la reconstrucción del perfil de las líneas y en la forma funcional del espectro, dado que modifican la respuesta instrumental y, en consecuencia, la relación entre el flujo integrado en el núcleo de la línea y el nivel del continuo.

Asimismo, la **calibración en longitud de onda** puede, en principio, influir en la correcta ubicación de las ventanas de integración empleadas para el cálculo de los índices, lo cual resulta especialmente relevante en el caso de líneas angostas, como  $H\alpha$ . No obstante, en el caso de SOPHIE la solución en longitud de onda está optimizada para mediciones Doppler de alta precisión, por lo que los errores residuales son, en general, suficientemente pequeños como para no introducir un desplazamiento significativo de dichas ventanas, y su impacto sobre los índices suele ser despreciable frente a otras fuentes de incertidumbre. La **corrección de fondo (*background*)** y el **flat-field** pueden afectar la intensidad de las líneas y la estimación del continuo, mientras que la **sustracción de bias** y la **eliminación de rayos cósmicos** pueden introducir efectos locales si no se aplican de forma adecuada. A modo de síntesis, en la Tabla 4.1 se presenta una clasificación cualitativa del impacto potencial de cada etapa del proceso de reducción sobre la determinación de los índices cromosféricos. Esta comparación permite identificar los pasos más críticos y justificar la necesidad de evaluar su precisión especialmente en el contexto del análisis de series temporales largas.

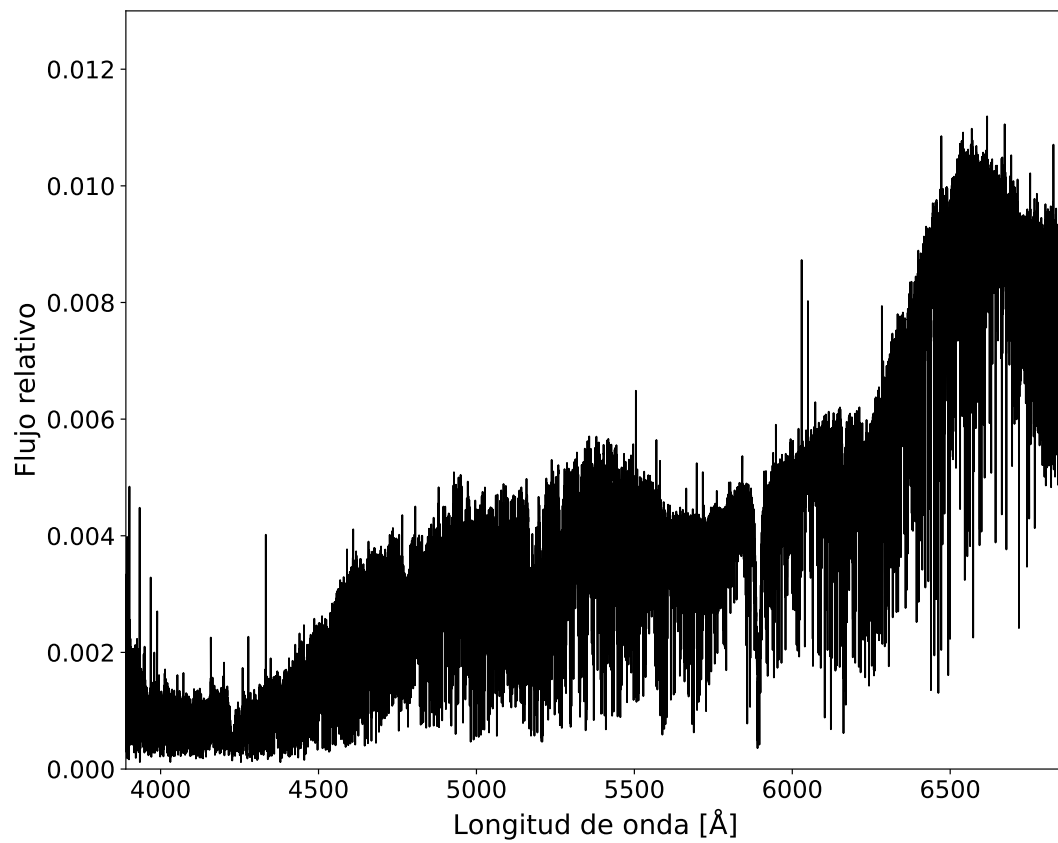
**Tabla 4.1:** Impacto estimado de las principales etapas del proceso de reducción de SOPHIE en la determinación de los índices cromosféricos.

<b>Etapas de reducción</b>	<b>Impacto estimado</b>	<b>Posible efecto sobre los índices</b>
Extracción óptima de los órdenes	<b>Alto</b>	Puede alterar la reconstrucción del perfil de línea, afectando el flujo integrado en el núcleo.
Corrección por la función de blaze	<b>Alto</b>	Modifica la forma funcional del espectro y la relación línea/continuo.
Calibración en longitud de onda	Medio	Desplazamientos residuales pueden afectar la correcta ubicación de las ventanas de integración.
Corrección de fondo ( <i>background</i> ) y <i>flat-field</i>	Medio	Errores en el continuo pueden afectar la intensidad relativa de la línea.
Sustracción de <i>bias</i>	Bajo	Puede desplazar el nivel basal del continuo, especialmente en espectros de bajo S/N.
Eliminación de rayos cósmicos	Bajo	Introducción de efectos locales si no se corrige adecuadamente.

#### 4.5. Selección de datos para esta tesis

El archivo de SOPHIE contiene *miles de espectros* ópticos de alta resolución obtenidos durante casi dos décadas, abarcando regiones espectrales donde se encuentran líneas como Ca II H&K, Na I D y H $\alpha$ , utilizadas para el cálculo de los correspondientes indicadores de actividad estelar. En este trabajo se utilizaron espectros s1d en modo HR, que fueron descargados y analizados para una muestra de *575 enanas M*, totalizando *7972 espectros* públicos. Una fracción sustancial de estos datos proviene de los subprogramas del Consorcio SOPHIE orientados a la búsqueda y caracterización de exoplanetas (Bouchy et al., 2009). El procedimiento de selección de la muestra y el tratamiento detallado de este conjunto de datos se describen en mayor profundidad en las secciones siguientes.

En esta tesis seleccionamos a dos estrellas enanas M: **GJ 617A** y **GJ 411** por su cobertura temporal extensiva. Las observaciones se extienden entre **2008–2024** (GJ 617A) y **2007–2024** (GJ 411), proporcionando una línea de base idónea para investigar *variaciones magnéticas de largo plazo* en enanas M. A modo ilustrativo, en la Fig. 4.4 se muestra un espectro crudo para GJ 617A.



**Figura 4.4:** Espectro obtenido con SOPHIE el 23 de septiembre de 2011. Se muestra el flujo relativo en función de la longitud de onda en el rango 3890–6865 Å.

# Capítulo 5

## Estrellas dM observadas con *SOPHIE*

El estudio de los ciclos de actividad magnética en enanas M requiere construir series temporales extensas, homogéneas y con calidad espectral suficiente para permitir un análisis robusto de los indicadores cromosféricos. En este capítulo describimos el proceso empleado para seleccionar, depurar y caracterizar las observaciones obtenidas con el espectrógrafo *SOPHIE* (descrito en la sección 4.2), a partir de los cuales se construyó la muestra final de estrellas.

El objetivo general de esta etapa fue garantizar que las series temporales resultantes presentaran simultáneamente: (i) un intervalo temporal lo suficientemente extenso como para detectar ciclos magnéticos de largo plazo, y (ii) una calidad espectral adecuada para medir de manera confiable los índices cromosféricos  $S$  y  $H\alpha$ .

### 5.1. Selección de la muestra de espectros

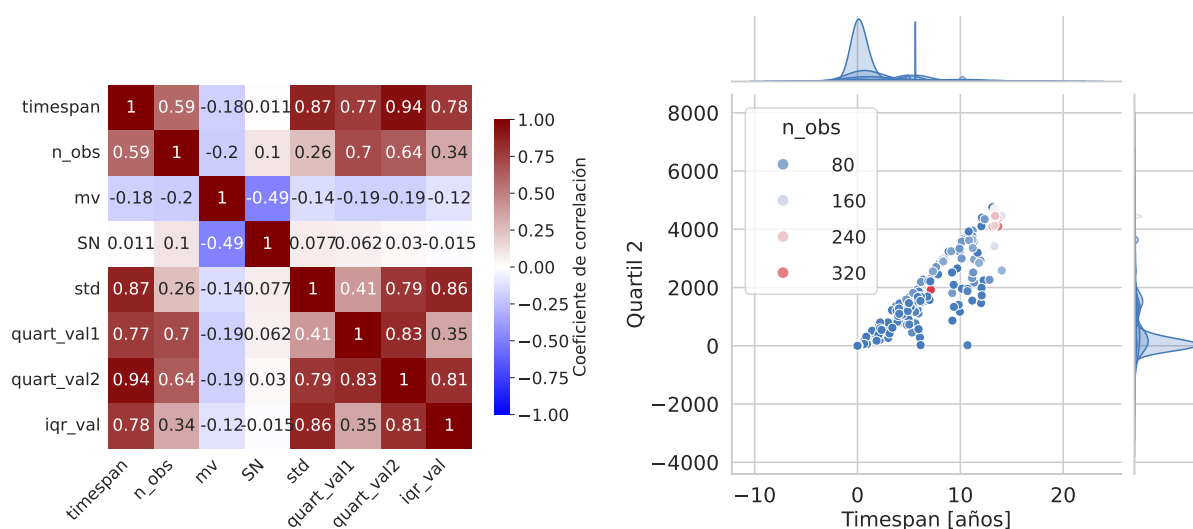
A partir de la base de datos pública de *SOPHIE* obtuvimos todos los espectros correspondientes a estrellas de tipo M observadas entre 2007 y 2024. En esta primera etapa no se aplicó ningún filtrado adicional más que el asociado al tipo espectral, con el objetivo de trabajar con el conjunto completo de observaciones disponibles.

Cada espectro fue reducido mediante la *pipeline* estándar de *SOPHIE* (ver sección 4.4) y posteriormente analizado para obtener los índices de actividad. Este conjunto inicial sirvió como punto de partida para el análisis estadístico y la construcción de la muestra.

## 5.2. Selección de la muestra

### 5.2.1. Análisis preliminar de correlaciones

Para caracterizar la muestra, construimos una matriz de correlación de Pearson entre parámetros tales como: magnitud visual, número de observaciones, intervalo temporal cubierto (*timespan*) y otras variables estadísticas. Esta matriz se muestra en la Fig. 5.1. El análisis mostró una correlación significativa, previsible, entre el (*timespan*) y el número de espectros (*quart val2*).

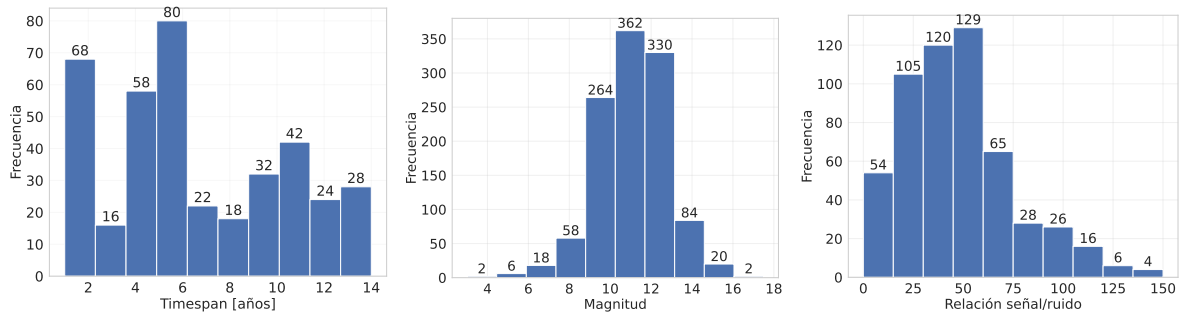


**Figura 5.1:** Panel izquierdo: matriz de correlación de Pearson entre las distintas variables del conjunto de datos de SOPHIE. Panel derecho: correlación entre el intervalo temporal de observaciones (*timespan*) y el número de observaciones asociadas a los objetos más monitoreados (*quart val2*).

### 5.2.2. Análisis estadístico de la muestra

Para evaluar la viabilidad de realizar un estudio de largo plazo a partir de las observaciones de cada una de las estrellas seleccionadas, se realizó un análisis estadístico inicial considerando tres aspectos principales: distribución temporal de las observaciones (*timespan*), número total de espectros y calidad espectral. En la Fig. 5.2 se presentan las estadísticas observacionales de la muestra considerada. Se observa que la mayor parte de los objetos presenta una cobertura temporal entre cinco y seis años, mientras que la distribución en magnitud visual exhibe un valor medio  $m_V \approx 10,01$ , característico de enanas M relativamente débiles. Por último, la mayoría de los espectros presenta  $S/N \sim 50$ .

Sin embargo, a pesar de que estas estadísticas indican un escenario favorable para el estudio de largo plazo, no todos los conjuntos cumplen simultáneamente con los requisitos mínimos de cobertura temporal, número de espectros y calidad, por lo que fue necesaria una selección más estricta de los objetos.



**Figura 5.2:** **Izquierda:** Distribución del *timespan* de las observaciones en la muestra SOPHIE. **Centro:** Distribución en magnitud visual ( $m_V$ ) de las estrellas tipo M observadas. **Derecha:** Distribución de la relación señal-ruido (S/N) de todos los espectros considerados.

### 5.3. Criterio de calidad espectral

La primera etapa del filtrado se centró en garantizar la calidad mínima necesaria para la medición de los índices cromosféricos. En particular, se evaluó la relación señal-ruido en el **orden 38**, correspondiente a la región espectral que contiene las líneas CaII H&K, fundamentales para el cálculo del índice  $S$ . Con el fin de asegurar resultados confiables, se conservaron únicamente los espectros con una  $S/N \geq 50$  en dicho orden. Tras aplicar este criterio de calidad, la muestra final quedó conformada por un total de 118 objetos.

### 5.4. Criterio temporal y selección final de estrellas

Además del criterio de calidad espectral, se estableció una selección adicional orientada a garantizar la detección confiable de ciclos magnéticos estelares. Para ello, se priorizaron aquellas estrellas que contaran con series temporales suficientemente extensas.

En este contexto, resultó particularmente relevante el estudio de Suárez Mascareño et al. (2016), basado en el análisis de curvas de luz históricas de 125 estrellas de tipo tardío (FGKM) obtenidas mediante el *All Sky Automated Survey* (ASAS). Los autores investigaron la modulación fotométrica asociada tanto a la rotación estelar como a los ciclos

magnéticos de actividad, detectando variaciones periódicas de corto y largo plazo. En particular, los autores encuentran duraciones medias de ciclo de aproximadamente 9,5 años para estrellas de tipo F, 6,7 años para estrellas de tipo G, 8,5 años para estrellas de tipo K, unos 6 años para estrellas de tipo M temprano y 7,1 años para estrellas de tipo M medio. En contraste, la distribución de los períodos de rotación muestra una dependencia marcada con el tipo espectral, aumentando sistemáticamente hacia estrellas más tardías, desde valores medios de alrededor de 8,6 días en estrellas de tipo F hasta aproximadamente 85 días en estrellas de tipo M medio. En función de ello, se adoptó en este trabajo un umbral mínimo de siete años de observaciones, con el objetivo de asegurar la cobertura temporal necesaria para identificar modulaciones asociadas a ciclos de largo plazo.

Como resultado de esta selección temporal y de calidad, la muestra quedó finalmente compuesta por 39 estrellas, que constituyen el conjunto de objetos con mayor potencial para revelar variaciones compatibles con ciclos magnéticos estelares de largo plazo. En particular, estas estrellas fueron observadas durante al menos siete años, y cuentan con un número significativo de espectros de alta calidad, con relación señal–ruido  $S/N > 50$  en el orden 38, donde se encuentran las líneas de Ca II H&K.

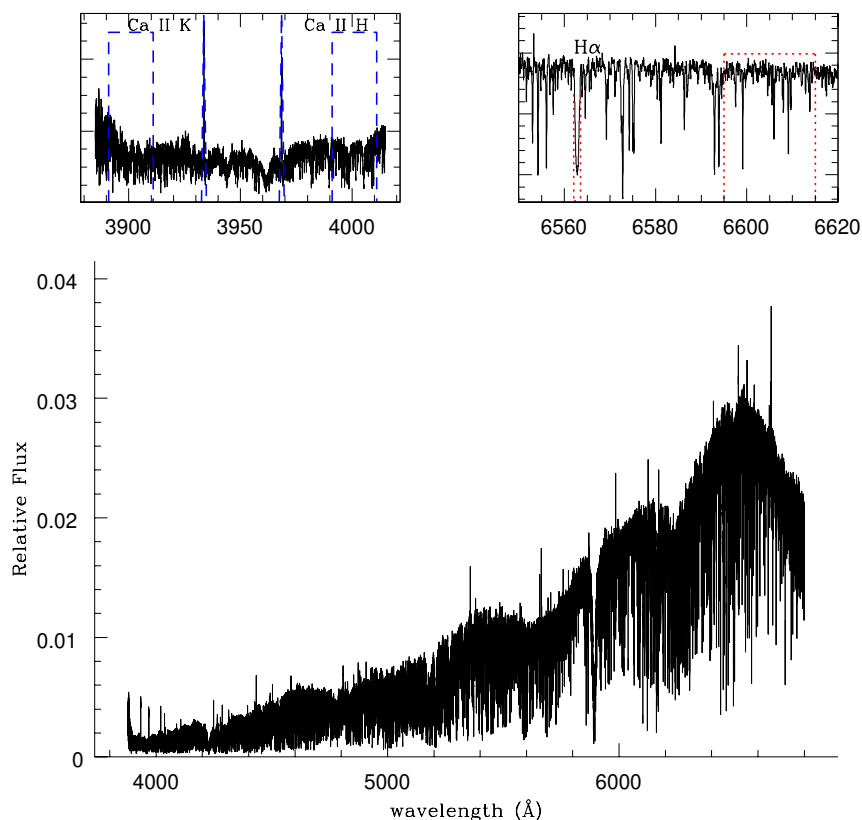
Una vez definida la muestra, y previo al cálculo de los índices cromosféricos, se aplicó una corrección por velocidad radial con el fin de situar las ventanas de integración en el reposo estelar, garantizando así una medición precisa y consistente de los indicadores de actividad.

## 5.5. Cálculo de los índices cromosféricos

Una vez definida la muestra, los índices cromosféricos  $S$  y  $H\alpha$  fueron calculados para todos los espectros conservados. Ambos indicadores fueron determinados siguiendo las ecuaciones presentadas en la sección 2.5.2.

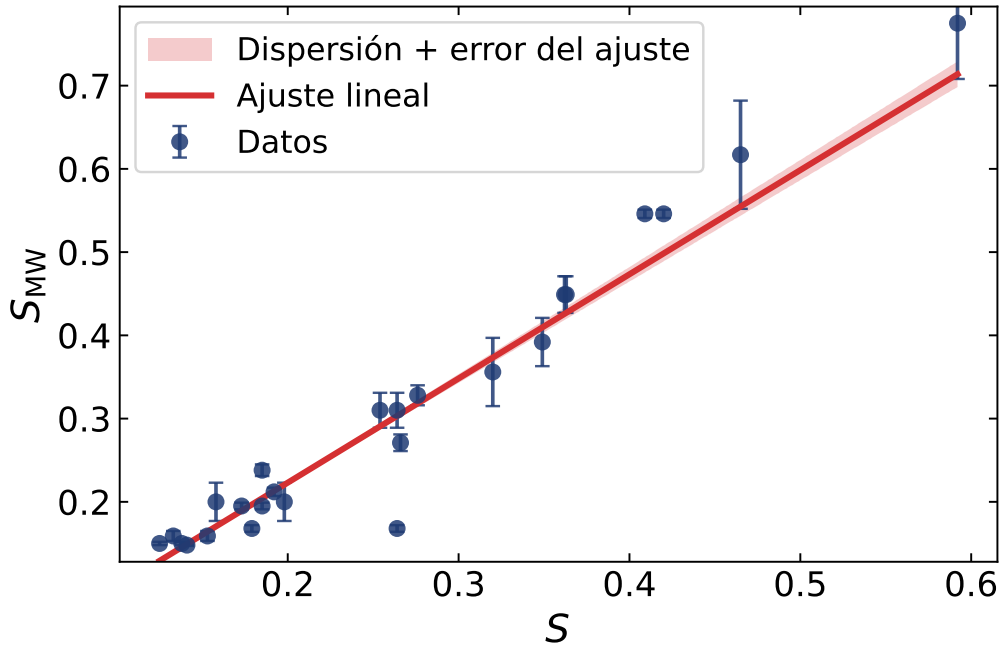
El índice  $S$  fue calculado como la razón entre el flujo promedio en los núcleos de las líneas Ca II H y K, integrados mediante un perfil triangular con un ancho a mitad de altura (FWHM) de 1.09 Å, y el flujo medio del continuo adyacente, medido en dos ventanas de 20 Å centradas en 4001 y 3901 Å. Las ventanas de integración se muestran en la Fig. 5.3.

De manera análoga, el índice  $H\alpha$  se definió como la razón entre el flujo promedio del núcleo de la línea, integrado en una banda rectangular de  $0.7 \text{ \AA}$  centrada en  $6592.8 \text{ \AA}$ , y el flujo promedio del continuo cercano, calculado en una ventana de  $20 \text{ \AA}$  centrada en  $6605 \text{ \AA}$  (Ver Fig. 5.3).



**Figura 5.3:** Espectro extraído de la base de datos del espectrógrafo SOPHIE correspondiente a GJ 617A. En el panel ampliado se resaltan con una línea azul punteada la línea Ca II K (en emisión), y con una línea roja punteada la línea  $H\alpha$ , incluyendo además la región espectral adyacente a esta última.

Con el fin de estimar una medida representativa de la actividad cromosférica para cada objeto de la muestra, calculamos los valores medios del índice  $\log(R'_{HK})$  a partir del conjunto de espectros obtenidos con SOPHIE. En una primera instancia, se determinó para cada estrella el índice  $S$  promedio y, posteriormente, dichos valores se transformaron en  $\log(R'_{HK})$  utilizando la calibración propuesta por Boisse et al. (2010) para el color  $V-K$ , en combinación con los coeficientes específicos para enanas M provistos por Astudillo-Defru et al. (2017).



**Figura 5.4:** Relación entre el índice  $S_{\text{MW}}$  del sistema estándar de Mount Wilson y el índice  $S$  medido con SOPHIE en modo HR. La línea sólida indica el ajuste lineal recalculado en este trabajo, consistente con la calibración originalmente propuesta por Boisse et al. (2010). La región sombreada corresponde a una banda de error definida como  $\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2}$ , donde  $\sigma_a$  y  $\sigma_b$  son las incertidumbres de la pendiente y la ordenada al origen, respectivamente.

En el modo *High Resolution* (HR), la calibración instrumental aplicada para homogeneizar los valores del índice  $S$  al sistema estándar de Mount Wilson se obtuvo mediante un ajuste lineal entre los valores medidos con SOPHIE y los valores  $S_{\text{MW}}$  de referencia. Si bien esta relación fue originalmente presentada por Boisse et al. (2010). La Fig. 5.4 muestra el resultado de este nuevo ajuste, que fue adoptado para transformar los índices  $S$  medidos en nuestro análisis. La relación obtenida se expresa como

$$S_{\text{MW}} = (1,252 \pm 0,012) S - (0,027 \pm 0,002). \quad (5.1)$$

En esta expresión,  $S$  corresponde al índice cromosférico medido directamente a partir de los espectros reducidos por la *pipeline* del instrumento, mientras que  $S_{\text{MW}}$  representa el valor equivalente en el sistema original definido por el Observatorio de Mount Wilson. Esta relación de calibración constituye el paso previo necesario para la conversión posterior del índice  $S$  a  $\log(R'_{\text{HK}})$ .

Para el cálculo de este último índice, se aplicó la ecuación 5.2 de Astudillo-Defru et al. (2017), que permite cuantificar la emisión cromosférica en Ca II H&K corregida por la contribución fotosférica:

$$R'_{HK} = K \cdot \sigma^{-1} \cdot 10^{-14} \cdot C_{cf} \cdot (S_{MW} - S_{phot}), \quad (5.2)$$

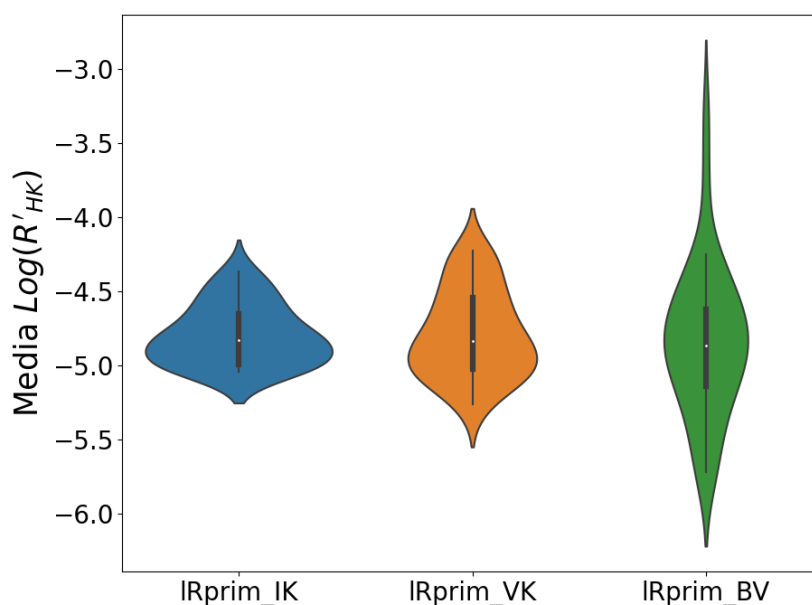
donde  $S_{phot}$  representa la contribución fotosférica al índice  $S$ ,  $C_{cf}$  es el factor bolométrico,  $\sigma$  corresponde a la constante de Stefan–Boltzmann y  $10^{-14}$  es un factor de escala asociado a la definición de flujo. El término  $K$  actúa como constante de conversión entre flujos superficiales y flujos físicos.

La estimación de  $\log(R'_{HK})$  constituye un paso fundamental para caracterizar el nivel de actividad cromosférica de la muestra analizada, permitiendo evaluar su estabilidad en el tiempo y estudiar su vinculación con las variaciones de largo plazo identificadas en los indicadores espectroscópicos. Asimismo, con el objetivo de ilustrar la robustez de esta calibración y analizar cómo varían los valores medios de  $\log(R'_{HK})$  en función del filtro utilizado, en la Fig. 5.5 se muestra la distribución de los valores medio del índice cromosférico  $\log(R'_{HK})$ .

Esta comparación permite evaluar la influencia del color adoptado en la conversión, evidenciando que, para este conjunto de estrellas, el índice más representativo y con menor dispersión se obtiene al utilizar el color  $I - K$ . En contraste, los valores de  $\log(R'_{HK})$  calculados a partir del color  $B - V$  presentan una dispersión significativamente mayor y alcanzan valores extremadamente bajos o elevados en comparación con los esperados para estrellas frías, lo que pone de manifiesto las limitaciones de este color como trazador de la actividad cromosférica en estrellas de tipo M.

En la Fig. 5.5 se puede observar que la mayoría de las estrellas M observadas con SOPHIE presentan niveles de actividad comparables a los solares. Sin embargo, el rango de variabilidad es amplio, incluyendo estrellas activas, inactivas y muy inactivas, mientras que las superactivas no están representadas en la muestra. Cabe señalar que esta distribución puede estar afectada por sesgos observacionales. En particular, las estrellas con mayor número de observaciones —y que por lo tanto son retenidas por nuestro criterio de selec-

ción— provienen en muchos casos de programas de búsqueda de exoplanetas mediante velocidades radiales, los cuales tienden a priorizar estrellas poco activas para minimizar el ruido inducido por la actividad estelar. Como consecuencia, la muestra analizada podría estar sesgada hacia estrellas relativamente inactivas.



**Figura 5.5:** Distribución de los valores medios del índice cromosférico  $\log(R'_{HK})$  obtenidos para la muestra de estrellas para tres colores distintos ( $I - K$ ,  $V - K$  y  $B - V$ ), representados mediante gráficos tipo *violin plot*. Cada violín muestra la densidad de probabilidad de los valores medios resultantes, indicando la mediana y la dispersión asociada a cada color.

### 5.5.1. Construcción de las series temporales y análisis periódico

Una vez calculados los índices  $S$  y  $H\alpha$  a partir de las ecuaciones en cada uno de los espectros seleccionados, se construyeron las series temporales para cada estrella. Con el fin de atenuar la variabilidad de corto plazo y resaltar las tendencias de largo plazo en las series temporales del índice de actividad, aplicamos un procedimiento de suavizado basado en una ventana temporal deslizante y en estadísticos robustos (Ver Fig. 5.6).

Sea  $t_i$  el tiempo juliano de la  $i$ -ésima observación y  $f_i$  el valor correspondiente del índice de actividad (por ejemplo, el flujo normalizado en  $H\alpha$ ). Denotamos por  $\{(t_i, f_i)\}_{i=1}^N$  la serie temporal completa para una estrella dada. El procedimiento de suavizado se puede resumir en los siguientes pasos:

1. **Definición de la ventana temporal.** Para cada observación en el tiempo  $t_i$ , se considera una ventana centrada en  $t_i$  de ancho total  $\Delta t = 90$  días. Es decir, se seleccionan todas las observaciones que satisfacen

$$|t_j - t_i| < \frac{\Delta t}{2} = 45 \text{ días}, \quad (5.3)$$

definiendo así, para cada  $i$ , un subconjunto local de datos

$$\mathcal{W}_i = \{f_j \mid |t_j - t_i| < \Delta t/2\}. \quad (5.4)$$

2. **Cálculo de la mediana local.** Para cada ventana  $\mathcal{W}_i$  se calcula la mediana local del índice,

$$\tilde{f}_i = \text{mediana}(\mathcal{W}_i), \quad (5.5)$$

lo cual proporciona una estimación robusta frente a valores atípicos.

3. **Definición del valor suavizado.** El valor suavizado asociado a la observación en  $t_i$ , que denotamos  $f_i^{(\text{smooth})}$ , se define según el tamaño de la ventana:

- Si  $|\mathcal{W}_i| \geq 5$ , se adopta la mediana local:

$$f_i^{(\text{smooth})} = \tilde{f}_i.$$

- Si  $|\mathcal{W}_i| \leq 4$ , se adopta un compromiso entre el valor original y la mediana local:

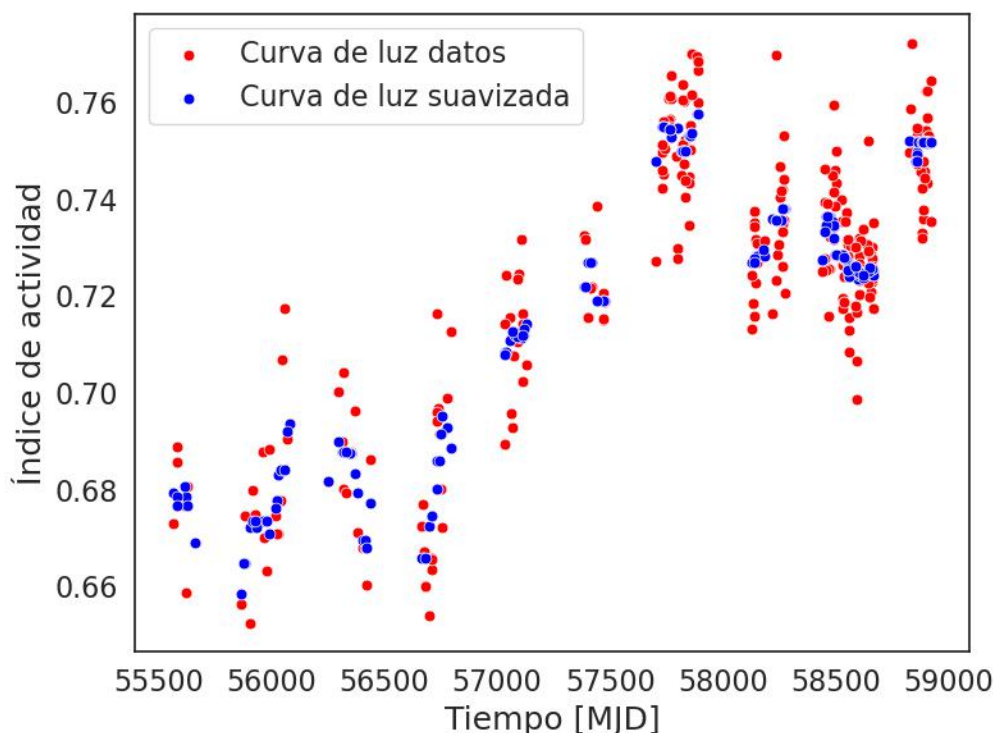
$$f_i^{(\text{smooth})} = \frac{1}{2} (f_i + \tilde{f}_i).$$

4. **Construcción de la serie suavizada.** Al repetir este procedimiento para todos los puntos, se obtiene la serie temporal suavizada

$$\{(t_i, f_i^{(\text{smooth})})\}_{i=1}^N,$$

la cual conserva la estructura global de la señal pero con una contribución reducida de la variabilidad de corto plazo.

Este método es equivalente a un filtro de mediana móvil con una ventana de 90 días, con reglas de tratamiento especial para casos de escasa cobertura temporal. Su carácter robusto frente a valores atípicos lo hace particularmente adecuado para el estudio de ciclos de actividad en series temporales irregulares.



**Figura 5.6:** Curva de luz del índice H $\alpha$  para HD 095735. En rojo se muestran los valores observados del índice, mientras que en azul se representa la serie temporal suavizada obtenida mediante el método descrito. La figura ilustra cómo el procedimiento de suavizado reduce la variabilidad de corto plazo y permite resaltar las tendencias de largo plazo presentes en la serie temporal.

Con las series depuradas se analizó la presencia de variaciones de largo plazo mediante el periodograma Generalised Lomb–Scargle (GLS) (Zechmeister et al., 2009a). El método GLS (ver descripción detallada en el Apéndice A.1.2) utiliza una base sinusoidal para modelar los datos, pero, a diferencia del método clásico, incluye un término constante (offset) que se ajusta simultáneamente con la sinusoide, permitiendo que la media de los datos sea un parámetro libre del ajuste. A partir de este modelo, para cada frecuencia (o período), se minimiza el  $\chi^2$  para obtener la potencia del periodograma. El mejor período del ajuste es aquel que maximiza la potencia (es decir, la máxima reducción de  $\chi^2$ ) en el periodograma resultante.

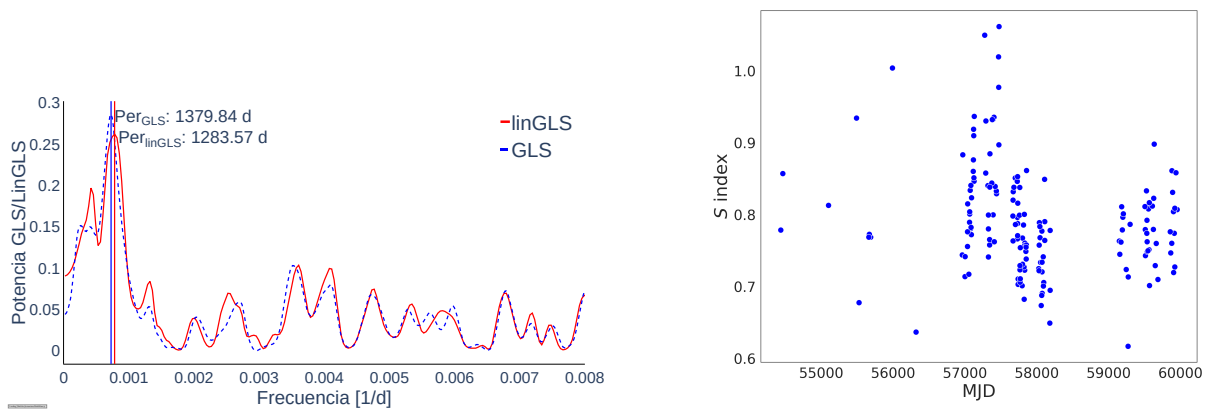
En un segundo análisis, al que denominamos **LinGLS (Linear Generalised Lomb-Scargle)**, extendemos el modelo base del GLS mediante la adición de un polinomio de hasta segundo grado a las funciones armónicas. Este componente polinómico permite modelar y remover variaciones no sinusoidales con escalas temporales que pueden ser más largas que el intervalo total de observación, aislando así las variaciones periódicas. Este enfoque dual nos permitió capturar tanto patrones cíclicos simples como comportamientos más complejos. Este método es particularmente relevante para las enanas M, donde la variabilidad estelar puede estar influida por una combinación de procesos dinámicos, incluyendo la evolución de estructuras magnéticas de gran escala y posibles ciclos de actividad. La variabilidad asociada a la rotación estelar y a la evolución de manchas ocurre típicamente en escalas de tiempo más cortas y es parcialmente mitigada mediante el filtrado temporal aplicado previamente. En este contexto, el modelo estrictamente sinusoidal puede resultar insuficiente para describir el comportamiento complejo de las variaciones de largo plazo.

Estimamos las probabilidades de falso positivo (False Alarm Probability, FAP), ver detalle en Apéndice A.1.3 mediante un método de remuestreo bootstrap. La FAP asociada a unapotencia observada  $P$  en el periodograma se determinó generando 10,000 series temporales sintéticas por remuestreo de los datos originales (o de los residuos) bajo la hipótesis nula de no periodicidad. Para cada serie sintética se calculó su periodograma y la FAP se obtuvo como la fracción de estos periodogramas sintéticos cuya máxima potencia resultó igual o superior al valor observado  $P$ .

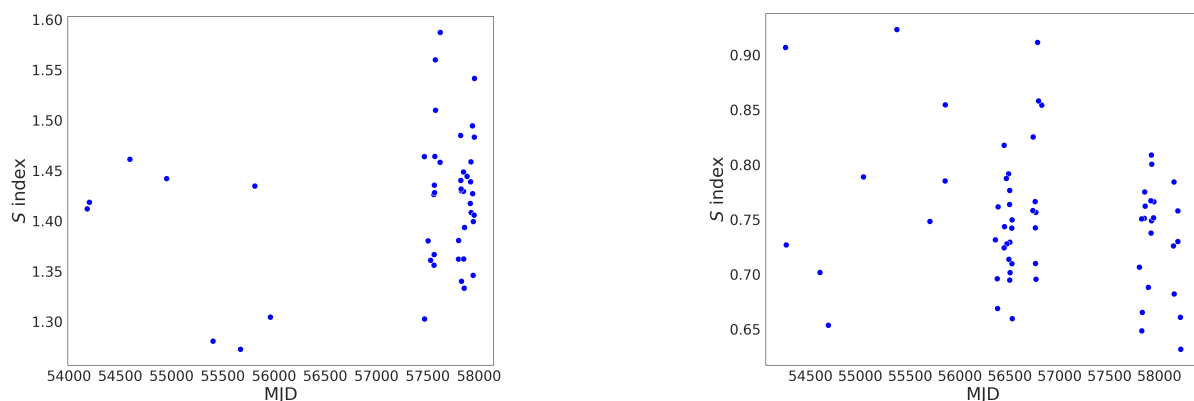
Con este criterio distinguimos qué estrellas presentan variabilidad compatible con ciclos de actividad magnética. Para garantizar la detección de periodicidades fiables, se adoptó un umbral en la  $FAP$  menor al 1%. Aquellas que exhibieron períodos significativos en al menos uno de los indicadores fueron clasificadas como *cíclicas*, conformando la muestra principal analizada en los capítulos siguientes. En total, se detectaron ciclos de actividad claros en 18 estrellas, lo que representa aproximadamente el 45 % de la muestra seleccionada.

Los 21 objetos restantes no mostraron periodicidades significativas o exhibieron un comportamiento esencialmente irregular o plano, de acuerdo con el criterio de Baliunas et al. (1995), con  $\sigma_S < 8\%$ . Estos casos se presentan completos en el Apéndice A.3, donde se incluyen sus series temporales.

Con el fin de ilustrar la diversidad de comportamientos observados, en la Fig. 5.7 se muestra un ejemplo de estrella *cíclica*, donde se presentan tanto el periodograma como la serie temporal plegada en fase. La Fig. 5.8 a la derecha exhibe un caso representativo de una estrella con *variabilidad constante*, mientras que la Fig. 5.8 muestra un ejemplo típico de un objeto con *variabilidad irregular* a la izquierda, sin evidencia de periodicidad significativa.



**Figura 5.7:** **Izquierda:** Periodograma obtenido mediante el análisis de Lomb–Scargle generalizado para el índice  $S$  de Mount Wilson. Las líneas horizontales discontinuas indican niveles de FAP de 0.1, 1 y 10%. **Derecha:** Datos del índice  $S$  plegados en fase para BD+331505, que presenta un ciclo estelar de 11 días.



**Figura 5.8:** Series temporales del índice  $S$  para dos estrellas representativas de la muestra: (izquierda) un objeto con variabilidad mínima y (derecha) un objeto que exhibe variaciones irregulares de actividad estelar.

# Ciclos magnéticos en enanas M

En este capítulo se presenta el estudio de los ciclos de actividad magnética de las estrellas HD 147379A y HD 95735, cuyos resultados finales fueron publicados en Oviedo et al., 2026. Versiones preliminares de este análisis fueron presentadas previamente en (Oviedo et al., 2022, 2023). Estos objetos resultan particularmente relevantes por dos motivos: en primer lugar, porque albergan planetas, y en segundo lugar, debido a la extensa cantidad de observaciones de alta precisión obtenidas con el espectrógrafo SOPHIE a lo largo de más de una década.

### 6.1. HD 147379A - GJ 617A - HIP 79755

La estrella enana M HD 147379A (GJ 617A, HIP 79755, J16167+672S) es una estrella brillante clasificada como M0V (Alonso-Floriano, 2015) y se encuentra a una distancia de  $d = 10,767 \pm 0,002$  pc (Gaia Collaboration et al., 2023) (ver Tabla 6.1). Esta estrella forma un par de movimiento propio común con una compañera más débil (GJ 617B, una variable del tipo BY Dra), con una separación proyectada de 1,07 minutos de arco, equivalente a aproximadamente 690 UA a la distancia del sistema (Stalport et al., 2023). En relación con su rotación estelar, datos de CARMENES permitieron detectar ensanchamiento rotacional en las líneas espectrales (Reiners et al., 2018), obteniéndose una velocidad de rotación proyectada de  $v \sin i = 2,7 \pm 1,5$  km s<sup>-1</sup>. A partir de este valor, Reiners et al. (2018) estimaron el período de rotación de la estrella en aproximadamente  $P \approx 31$  d, utilizando además la relación entre la actividad en rayos X y el período de rotación propuesta por Reiners et al. (2014). Cabe señalar que esta estimación presenta una incertidumbre de alrededor de  $\pm 20$  d, debido a la dispersión natural de las estrellas en dicha relación actividad–rotación.

En cuanto a la actividad estelar, GJ 617A presenta una emisión cromosférica débil en las líneas de Ca II H y K, con un valor de  $\log R'_{\text{HK}} = -4,85$ , calculado en este trabajo siguiendo la metodología descrita en la Sección 5.5. Respecto a la línea H $\alpha$ , los resultados reportados en la literatura son contradictorios: Butler et al. observaron la línea en absorción en la mayoría de sus espectros, en concordancia con los datos de CARMENES y el análisis de Gizis et al., 2002, mientras que Newton et al., 2017 detectaron H $\alpha$  en emisión. Esta discrepancia refleja la complejidad.

Reiners et al. (2018) estimaron que el período de rotación de la estrella es aproximadamente  $P \approx 31$  d, basándose en la relación entre la actividad en rayos X y el período de rotación propuesta por Reiners et al. (2014). La incertidumbre en esta estimación es de alrededor de  $\pm 20$  d, ya que los valores de rayos X de estrellas individuales presentan una dispersión considerable respecto de dicha relación actividad–rotación. Según Jeffers et al. (2018), las estrellas con períodos de rotación de 10 d o más ( $P_{\text{rot}} \geq 10$  d) suelen carecer de emisión H $\alpha$ , lo que indica bajos niveles de actividad, mientras que las rotadoras más rápidas ( $P_{\text{rot}} < 10$  d) suelen mostrar emisión H $\alpha$  y, por lo tanto, se consideran activas.

Hobson et al. (2018) confirmaron la presencia de un exoplaneta previamente reportado a partir de datos de CARMENES por Reiners et al. (2018), denominado GJ 617Ab. Este planeta tiene un período orbital de  $P_{\text{orb}} = 86,7$  d y una masa mínima de  $M \sin i = 31,29 M_{\oplus}$ . Se encuentra potencialmente dentro de la zona habitable, cerca del límite interno de la misma. Los autores realizaron análisis adicionales combinando observaciones de múltiples instrumentos, lo que les permitió refinar los parámetros del planeta. Sin embargo, una señal inicial de 500 d identificada en el sistema fue considerada no significativa por Hobson et al. (2018) tras el análisis combinado de los datos, lo que sugiere que probablemente se trataba de un resultado espurio.

**Tabla 6.1:** Principales parámetros estelares de GJ 617A y GJ 411.

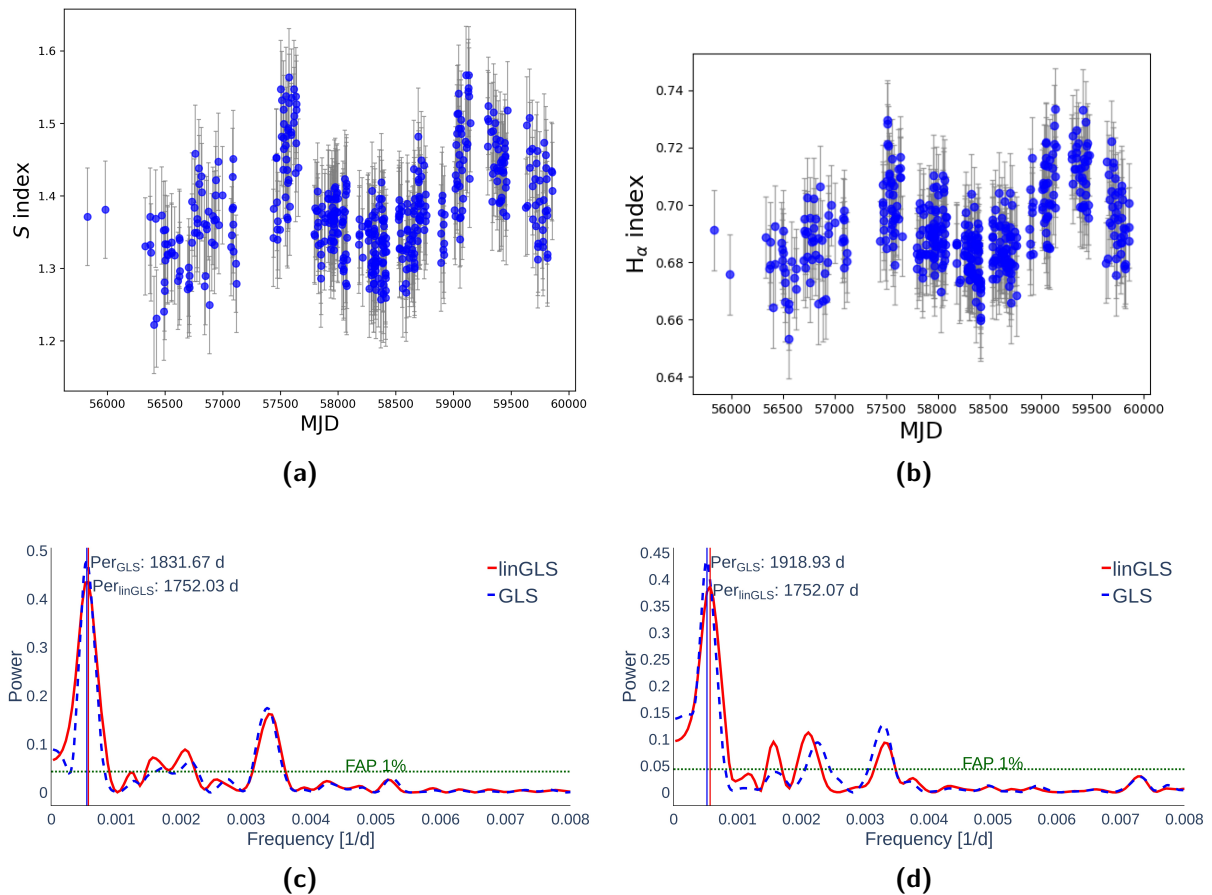
Parámetro	GJ 617A	GJ 411
Tipo Espectral	M0.0V (a)	M1.5V (a)
$V$ (mag)	8.90 (b)	7.49 (b)
Distancia (pc)	$10,767 \pm 0,002$ (c)	$2,544 \pm 0,002$ (c)
$T_{\text{eff}}$ (K)	3770 (c)	3511 (c)
[Fe/H] (dex)	$0,16 \pm 0,16$ (d)	$-0,36 \pm 0,08$ (e)
$M$ ( $M_{\odot}$ )	$0,58 \pm 0,08$ (d)	$0,38 \pm 0,01$ (e)
$R$ ( $R_{\odot}$ )	0.63 (c)	0.40 (c)
$L$ ( $L_{\odot}$ )	9.60 (c)	2.25 (c)
$P_{\text{rot}}$ (d)	22.0 (f)	56.15 (g)
$\log R'_{\text{HK}}$	$-4,75 \pm 0,14$ (h)	$-5,47 \pm 0,10$ (e)

**Referencias:** (a) Alonso-Floriano, 2015; (b) Cifuentes et al., 2020; (c) *Gaia* DR3: Gaia Collaboration et al., 2023; (d) Reiners et al., 2018; (e) Hurt et al., 2022; (f) Lafarga et al., 2021; (g) Díaz et al., 2019; (h) Hobson et al., 2018.

### 6.1.1. Resultados

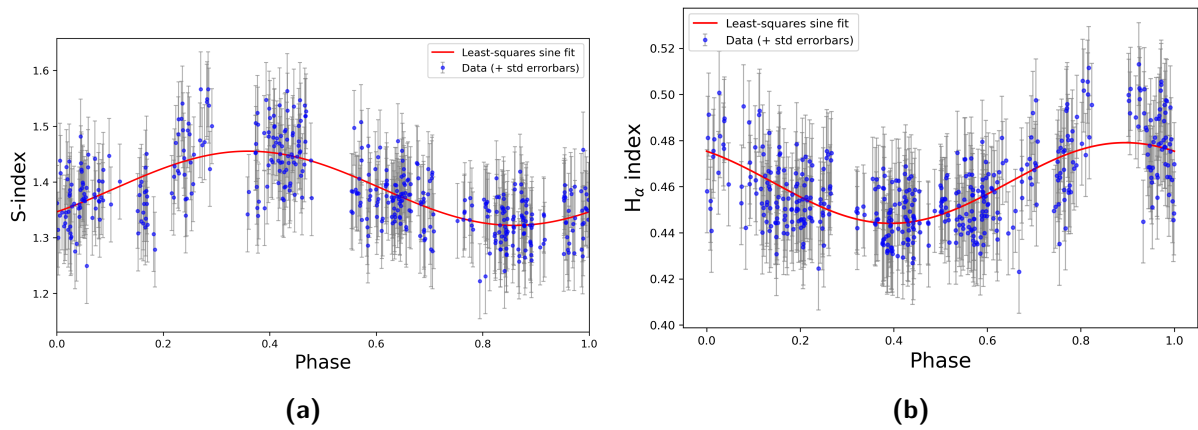
La Figura 6.1a ilustra la evolución temporal del índice  $S$  a lo largo de 10 años (2014–2024). El eje vertical muestra el valor del índice, cuyo promedio es 1,27 con una desviación estándar de 0,06. La Figura 6.1b presenta la variación temporal del índice  $H\alpha$  en el mismo intervalo temporal. Ambos indicadores,  $S$  y  $H\alpha$ , presentan patrones de variación similares a lo largo del tiempo, lo que evidencia una buena correlación entre ellos, con un coeficiente de correlación de Pearson  $R = 0,75$ . Esto se cuantifica además en la Fig. 6.3, que muestra la correlación entre las diferencias sucesivas de ambos indicadores, con  $R = 0,73$ .

Posteriormente, con el fin de buscar ciclos de actividad a largo plazo, se calcularon los periodogramas GLS y Lin-GLS. Las Figuras 6.1c y 6.1d presentan ambos periodogramas superpuestos, correspondientes al índice  $S$  y al índice  $H\alpha$ , respectivamente. En ambos casos, se observan picos prominentes que indican posibles ciclos de actividad. Uno de estos picos, correspondiente a un ciclo de aproximadamente 1800 días, se destaca en ambos modelos y para ambos índices, lo que sugiere la presencia de un ciclo claro y significativo en la estrella, detectado de manera consistente por ambos indicadores cromosféricos. Cuando se tiene en cuenta una variación a largo plazo para los índices estudiados con el modelo Lin-GLS, los picos se encuentran alrededor de 1700 días. Todos los períodos reportados se obtuvieron considerando un umbral de probabilidad de falsa alarma tal que  $FAP < 10^{-4}$  (para más detalle ver el Apéndice A.1.3).

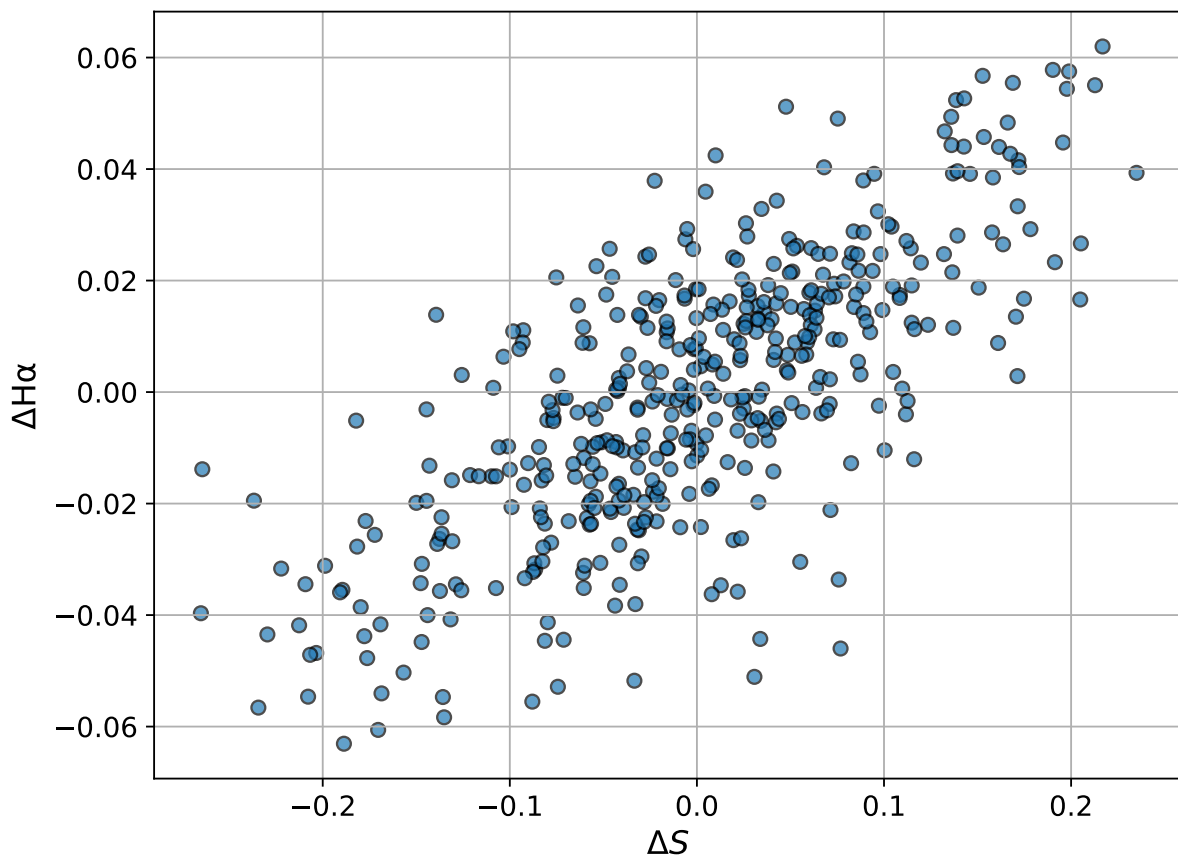


**Figura 6.1:** Series temporales y periodogramas de GJ 617A para los índices cromosféricos  $S$  y  $H\alpha$ . Los paneles superiores muestran la evolución temporal de cada indicador, donde cada punto se presenta junto con su desviación estándar correspondiente, mientras que los inferiores presentan los periodogramas obtenidos mediante los métodos GLS y LinGLS. En los periodogramas se indica además el umbral adoptado de probabilidad de falsa alarma ( $FAP$ ).

Se construyeron series temporales plegadas en fase utilizando el período identificado. Estas se muestran en la Fig. 6.2a para el índice  $S$  y en la Fig. 6.2b para el índice  $H\alpha$ , donde se superpone un modelo sinusoidal. Aunque las series plegadas en fase pueden dar la impresión visual de un desfase entre ambos índices, nuestro análisis estadístico indica que, en realidad, están positivamente correlacionados (Pearson  $R = 0,75$  para los índices originales y  $R = 0,73$  para las diferencias sucesivas; véase Fig. 6.3). Por lo tanto, no se interpreta el aparente desfase visual como evidencia de un comportamiento en antifase.



**Figura 6.2:** Se muestran las series temporales plegadas en fase de los índices  $S$  (izquierda) y  $H\alpha$  (derecha), donde cada punto incluye su desviación estándar correspondiente, junto con los mejores ajustes armónicos obtenidos para cada indicador.



**Figura 6.3:** Correlación entre las diferencias sucesivas en los indicadores de actividad  $H\alpha$  y  $S$ -index para GJ 617A. El coeficiente de correlación de Pearson es  $R = 0,73$ .

## 6.2. HD 95735 - Gl 411 - Lalande 21185

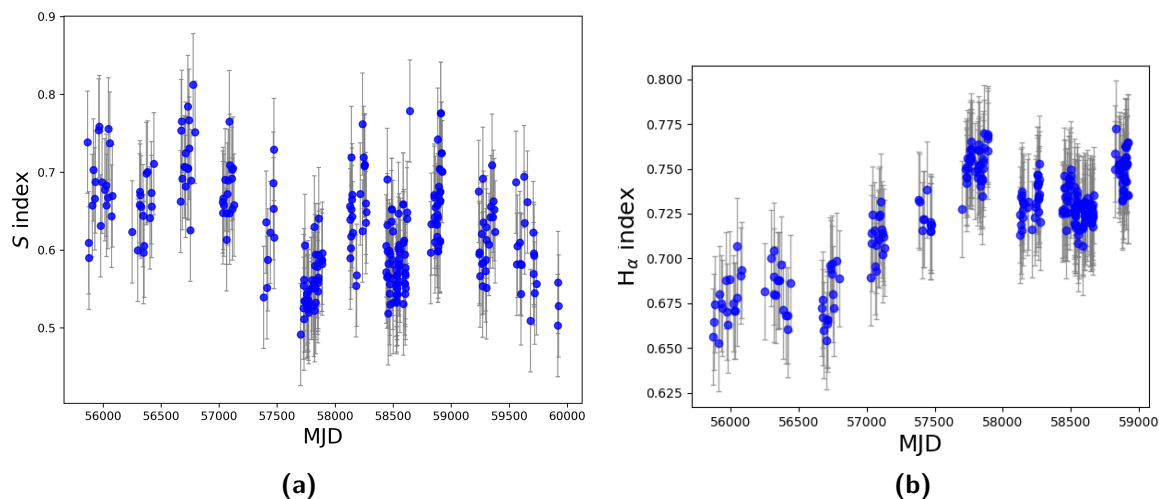
La estrella HD 95735, también conocida como Gliese 411 o Lalande 21185, es una de las enanas M más cercanas al sistema solar. Sus parámetros físicos se presentan en la Tabla 6.1. A lo largo de los años, esta estrella ha sido uno de los objetivos más importantes en la búsqueda de exoplanetas. Estudios astrométricos tempranos sugirieron la posible presencia de un compañero planetario (van de Kamp et al., 1951; Lippincott, 1960). Más tarde, utilizando también astrometría, Gatewood (1996) afirmó la existencia de un planeta con una masa mínima de  $0,9 M_J$  orbitando la estrella. Sin embargo, ninguna de estas afirmaciones fue confirmada. Estudios más recientes de velocidades radiales han proporcionado una visión más clara del sistema. Butler et al., 2017 detectaron una señal periódica de 9,9 días, que atribuyeron a un planeta, Gl 411b. Sin embargo, Díaz et al., 2019 y posteriormente Stock et al., 2020 identificaron una señal más robusta con un período de 12,95 días, correspondiente a una súper-Tierra con una masa mínima de  $3,8 M_{\oplus}$  y no pudieron confirmar la señal de 9,9 días de período. Stock et al., 2020 también identificaron una periodicidad de  $\sim 2900$  días, inicialmente interpretada como un ciclo de actividad magnética, aunque Rosenthal et al., 2021 posteriormente la atribuyó a un segundo planeta, Gl 411c.

El estudio de Hurt et al., 2022 confirma la existencia del planeta de largo período Gl 411c, además reporta una señal de 200 días, cuya naturaleza no pudo establecerse con claridad. Esta señal candidata aún no ha sido confirmada de manera definitiva, pero muestra indicios prometedores de ser un exoplaneta genuino.

### 6.2.1. Resultados

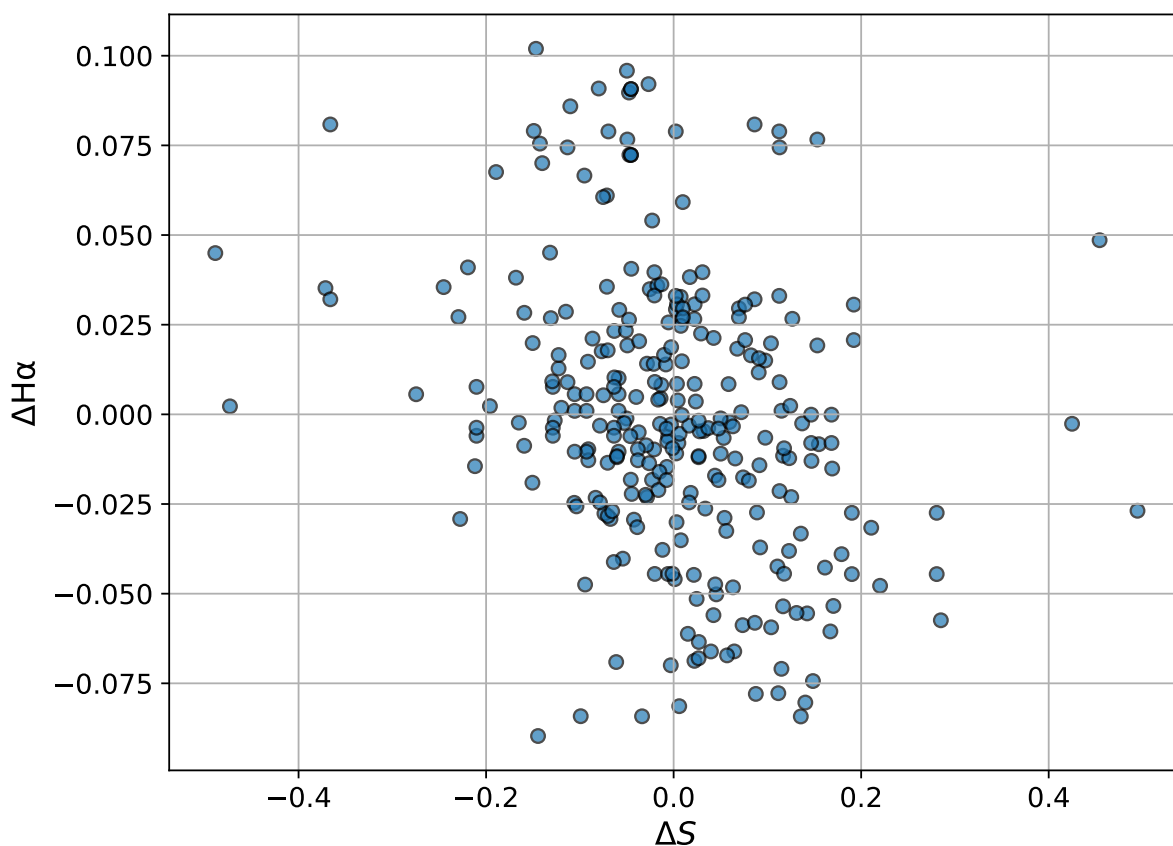
En esta tesis utilizamos 284 espectros obtenidos con SOPHIE entre 2008 y 2024. La Figura 6.4a muestra la serie temporal del índice  $S$  de Gl 411. A partir de estos datos, calculamos una actividad cromosférica promedio de  $\log R'_{HK} = -5,42$ , siguiendo la metodología descrita en la Sección 5.5. La serie temporal del índice  $H\alpha$  se muestra en la Fig. 6.4b. Observamos que el comportamiento temporal del índice  $S$  y del índice  $H\alpha$  no exhibe correlación a lo largo del tiempo, indicando patrones distintos en sus respectivas

series temporales. Este resultado se refuerza al analizar las diferencias sucesivas de ambos indicadores (Fig. 6.5), para las cuales obtenemos un coeficiente de correlación de Pearson de  $R = 0,30$ , lo que confirma la ausencia de correlación lineal entre las variaciones incrementales de ambos índices.



**Figura 6.4:** Series temporales de los índices cromosféricos  $S$  (izquierda) y  $H\alpha$  (derecha) para GJ 411, obtenidas a partir de observaciones con el espectrógrafo SOPHIE, donde cada punto incluye su desviación estándar correspondiente.

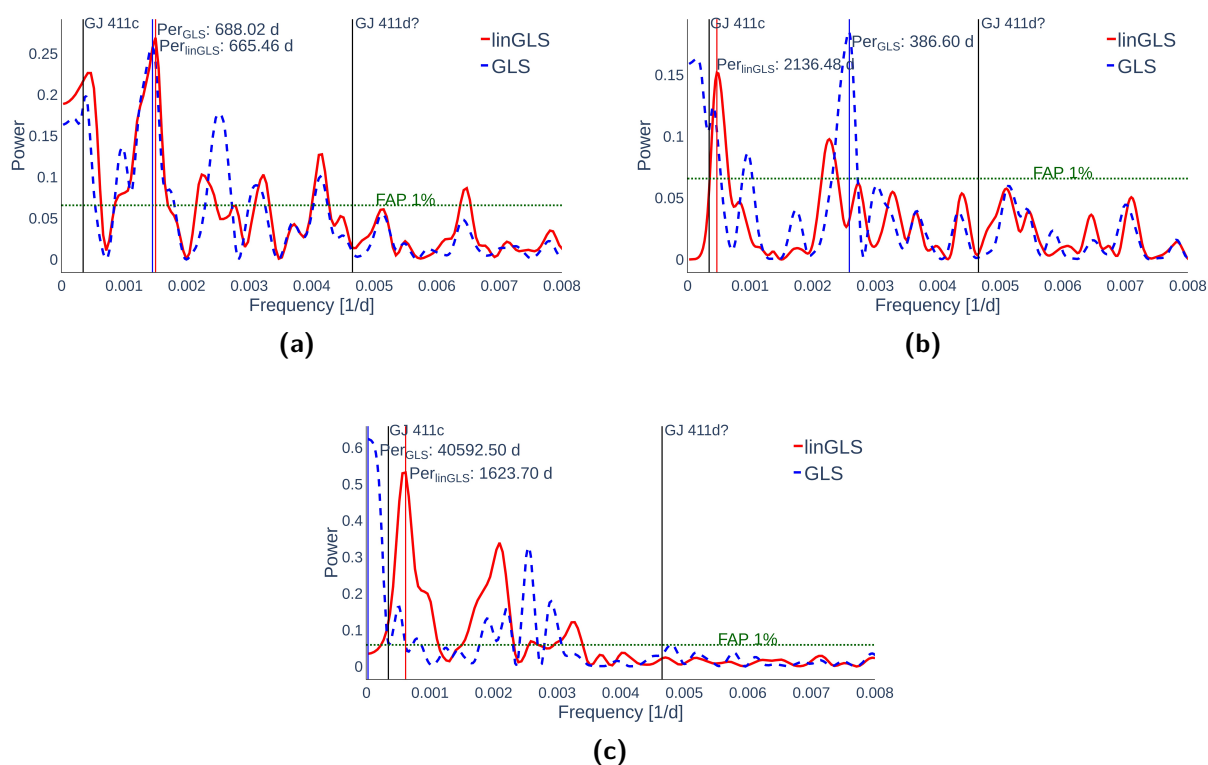
Siguiendo una metodología similar a la utilizada para GJ 617A, construimos los periodogramas correspondientes para ambos indicadores de actividad. En la Figura 6.6a se muestran los periodogramas resultantes para el índice  $S$ , donde se detecta un pico primario a 688 d con el método GLS y a 665,5 d con el método LinGLS. Sin embargo, no estamos completamente seguros del origen de esta señal. Tras sustraer el armónico correspondiente a este período, el nuevo análisis del índice  $S$  muestra una señal más débil a aproximadamente 2136 d, mientras que en el índice  $H\alpha$  (ver Fig. 6.6c) el período más significativo es de alrededor de 1624 d. Este último podría estar asociado a un ciclo de actividad de largo plazo que no se detecta de manera consistente en ambos indicadores. Estas diferencias ponen de manifiesto que las periodicidades dominantes inferidas a partir de distintos trazadores cromosféricos pueden variar, como también reportó Mignon et al., 2023 para varias enanas M.



**Figura 6.5:** Correlación entre las diferencias sucesivas en los indicadores de actividad  $H\alpha$  y  $S$ -index para GJ 411. El coeficiente de correlación de Pearson es  $R = -0,30$ .

### 6.3. Resumen y conclusiones

En este capítulo se caracterizó la actividad estelar de largo plazo de dos enanas M tempranas con planetas, GJ 617A y Gl 411, utilizando un conjunto de datos espectroscópicos de más de 13 años obtenidos con el espectrógrafo SOPHIE. Gl 411 es una estrella vieja, de rotación lenta e inactiva, mientras que GJ 617A es un objeto más joven, de rotación moderada y con fulguraciones frecuentes. Para GJ 617A fueron construidas series temporales de los índices  $S$  y  $H\alpha$ . A partir del análisis mediante dos versiones diferentes del periodograma de Lomb Scargle, reportamos por primera vez una señal periódica de aproximadamente 1800 días. La periodicidad observada en ambos índices fue interpretada como evidencia de la existencia de un ciclo magnético coherente que influye en múltiples capas atmosféricas. La correlación positiva entre ambos índices incrementales ( $R = 0.75$ ) fue encontrada consistente con la distribución de los coeficientes de correlación con la actividad observados en Meunier et al., 2024.



**Figura 6.6:** Periodogramas GLS y LinGLS para GJ 411. Los paneles superiores muestran los resultados obtenidos con el índice cromosférico  $S$  (antes y después de sustraer un armónico del período detectado), mientras que el panel inferior corresponde al análisis del índice  $H\alpha$ . Las líneas verticales negras indican el período orbital del planeta GJ 411c ( $\sim 2900$  d) y una posible señal adicional en torno a 200 d. La línea horizontal verde punteada representa el umbral de probabilidad de falsa alarma (FAP) adoptado.

GJ 411 es una estrella muy inactiva, sin embargo, la naturaleza de las periodicidades a largo plazo observadas en sus variaciones de velocidad radial —ya sean de origen planetario o vinculadas a la actividad estelar— continúa siendo un tema de debate (Stock et al., 2020; Rosenthal et al., 2021; Hurt et al., 2022). En este trabajo fueron analizadas observaciones simultáneas de los índices  $H\alpha$  y calcio obtenidas entre 2011 y 2024. A partir de dicho análisis, se reveló una periodicidad de 688 días en el índice  $S$ , junto con una variabilidad de más largo plazo de 2136 días en el mismo indicador y de 1623 días en el índice  $H\alpha$ . No se tiene completa certeza sobre el origen de la señal de 688 días. Dado que esta señal fue observada únicamente en un índice de actividad, se la atribuyó tentativamente a una combinación de una variación de largo plazo con *aliasing* del patrón

de muestreo. Además, el conocimiento actual sobre los ciclos de actividad desestima la existencia de ciclos con periodicidades tan cortas en estrellas con bajo nivel de actividad. Este hallazgo pone de manifiesto la complejidad de los procesos de dínamo subyacentes en Gl 411.

Los períodos de actividad de largo plazo identificados en este análisis se sintetizan en la Tabla 6.2. A partir del índice  $S$  medio del conjunto de datos *SOPHIE* para cada estrella, se calcularon los valores de  $\log R'_{\text{HK}}$  utilizando la calibración de (Boisse et al., 2010) para el filtro  $VK$ , junto con los coeficientes correspondientes de (Astudillo-Defru et al., 2017) para ambas estrellas (ver Tabla 6.2). Los valores obtenidos presentan una buena concordancia con los valores reportados en la literatura ya que las diferencias son menores a 0,1 dex en ambos casos.

La caracterización de las relaciones empíricas entre el período de rotación ( $P_{\text{rot}}$ ) y la duración de los ciclos de actividad magnética ( $P_{\text{cyc}}$ ) en estrellas de tipo solar y, en particular, en objetos aún más fríos constituye un aspecto central en la astrofísica estelar contemporánea, ya que provee restricciones observacionales críticas para evaluar y validar los modelos de dínamo no lineal en estrellas con envolturas convectivas. En las últimas décadas, distintos trabajos han mostrado que la relación  $P_{\text{cyc}} - P_{\text{rot}}$  no responde a una dependencia unívoca, sino que exhibe una arquitectura compleja de *ramas* de actividad diferenciadas —típicamente denominadas *ramas activa e inactiva*—, lo que sugiere la existencia de regímenes de dínamo distintos asociados a la rotación y al frenado magnético a lo largo de la evolución estelar.

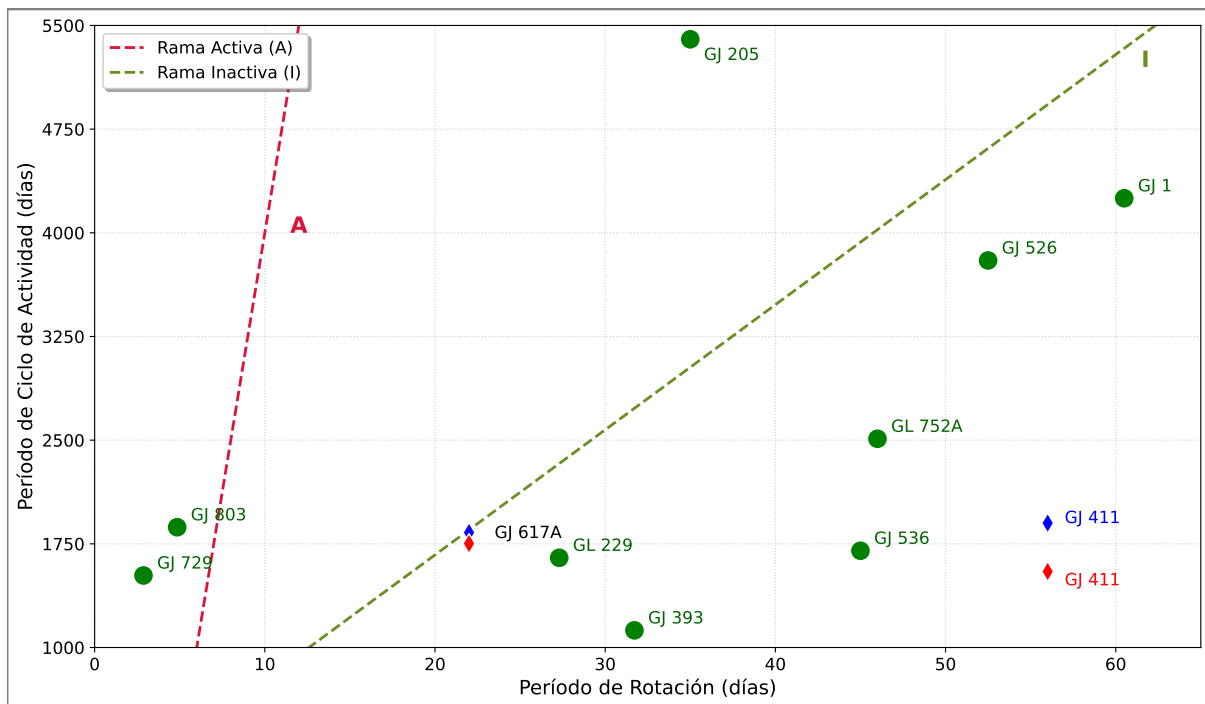
Para poner en contexto los ciclos de largo plazo detectados, los resultados se compararon con el diagrama empírico  $P_{\text{cyc}} - P_{\text{rot}}$  definido para estrellas de tipo solar por Metcalfe et al. (2016) (Fig. 6.7). Además, fueron incluidos los ciclos de actividad de enanas M tempranas y medias reportados en la literatura (Buccino et al., 2011; Ibañez Bustos et al., 2020, 2025). En la Fig. 6.7 se observa que GJ 617A se sitúa en la rama asociada a las estrellas inactivas de tipo solar, lo que sugiere que la rotación podría desempeñar un papel

predominante en el accionamiento del mecanismo de dínamo magnético en esta estrella. En contraste, los ciclos detectados para Gl 411 no se alinean claramente con ninguna de las ramas del diagrama. Este comportamiento parece ser similar al observado en otras enanas M tempranas de rotación lenta, como GJ 229 o GJ 536.

Nombre	$\log R'_{\text{HK}}$	Índice	Modelo	Pcr1 [días]	Pcr2 [días]
GJ 617A	-4.85	<i>S</i>	GLS	1831.67 $\pm$ 838.75	
		<i>S</i>	LinGLS	1752.03 $\pm$ 767.40	
		<i>H<math>\alpha</math></i>	GLS	1918.93 $\pm$ 920.57	
		<i>H<math>\alpha</math></i>	LinGLS	1752.07 $\pm$ 767.43	
GJ 411	-5.42	<i>S</i>	GLS	688.02 $\pm$ 118.34	386.60 $\pm$ 37.36
		<i>S</i>	LinGLS	665.47 $\pm$ 110.70	2136.48 $\pm$ 1141.13
		<i>H<math>\alpha</math></i>	GLS	no ajusta	
		<i>H<math>\alpha</math></i>	LinGLS	1623.70 $\pm$ 659.10	

**Tabla 6.2:** Resultados del análisis del ciclo de actividad a largo plazo obtenidos en este trabajo. Las columnas listan: (1) Nombre estelar; (2) Valor promedio de  $\log R'_{\text{HK}}$ ; (3) Índice de actividad utilizado en el análisis (*S* o *H $\alpha$* ); (4) Modelo aplicado a los datos (*GLS* o *LinGLS*); (5) y (6) Períodos detectados (*Per1*, *Per2*) en días. Las incertidumbres corresponden a la mitad del ancho a la mitad del máximo del pico correspondiente en el periodograma.

Se presentó una caracterización homogénea y de largo plazo de la actividad estelar en dos enanas M tempranas con planetas. Si bien Gl 411 y GJ 617A poseen estructuras internas comparables, sus propiedades magnéticas y rotacionales difieren significativamente, evidenciando distintas manifestaciones de actividad estelar. La variabilidad a largo plazo de GJ 617A es compatible con un mecanismo de dínamo de tipo solar, en contraste con Gl 411, cuyos ciclos se desvían de las relaciones solares típicas, indicando la presencia de un régimen de dínamo diferente, probablemente controlado por procesos convectivos. Este comportamiento es consistente con estudios que indican que, en estrellas frías, la interacción entre convección profunda, rotación y geometría del campo magnético puede dar lugar a una amplia diversidad de regímenes cíclicos, incluyendo ciclos no estacionarios, múltiples o de baja amplitud (Bellotti et al., 2025). En conjunto, estos resultados aportan restricciones empíricas relevantes para la calibración de modelos de dínamo en estrellas M y para la interpretación de señales de largo período en programas de velocidad radial de alta precisión, donde la actividad estelar puede enmascarar o imitar señales planetarias (Meunier et al., 2024).



**Figura 6.7:** Período de actividad (días) frente a período de rotación (días). Las líneas rojas discontinuas representan la rama activa (A), mientras que las líneas discontinuas en color oliva representan la rama inactiva (I). Estas líneas fueron tomadas del trabajo de Metcalfe et al. (2016) y fueron calculadas para estrellas de tipo solar. Los puntos verdes corresponden a algunas estrellas de tipo M. Los diamantes azules representan los resultados obtenidos en este trabajo basados en el índice  $S$ , y los diamantes rojos corresponden a los resultados obtenidos a partir del índice  $H\alpha$ .

# Capítulo 7

## Conclusiones

En las últimas décadas, las estrellas de baja masa —en particular las enanas de tipo espectral M— se han consolidado como objetivos privilegiados para la detección y caracterización de exoplanetas de tipo terrestre, debido a sus propiedades físicas y observacionales: su baja masa amplifica las señales inducidas por planetas en velocidad radial y su zona de habitabilidad se encuentra a distancias orbitales menores, lo que facilita la detección de planetas de baja masa y períodos cortos. Sin embargo, estas ventajas se ven parcialmente contrarrestadas por la presencia de actividad magnética estelar, que puede introducir señales espurias en las mediciones Doppler y dificultar la identificación de señales planetarias.

Comprender el origen físico de esta actividad es por lo tanto esencial, tanto para la detección robusta de exoplanetas como para el estudio de los mecanismos de generación de campos magnéticos en estrellas de baja masa. En este contexto, los ciclos de actividad magnética constituyen una manifestación observable de los procesos de dínamo estelar que operan en el interior de estas estrellas.

En esta tesis se realizó una caracterización homogénea de la actividad cromosférica a largo plazo en dos enanas M tempranas con planetas, GJ 617A y Gl 411, utilizando más de 13 años de observaciones espectroscópicas obtenidas con el espectrógrafo SOPHIE. La extensión temporal y homogeneidad de esta base de datos permitieron identificar variaciones de largo plazo compatibles con ciclos magnéticos, distinguiéndolas de la variabilidad asociada a la rotación estelar o a fenómenos transitorios como las fulguraciones.

---

A pesar de poseer propiedades estructurales similares, ambas estrellas muestran comportamientos magnéticos significativamente distintos. Gl 411 es una estrella vieja, de rotación lenta y baja actividad cromosférica, mientras que GJ 617A presenta una rotación moderada, mayor nivel de actividad y episodios frecuentes de fulguración. Estas diferencias sugieren que ambas estrellas podrían estar operando en regímenes de dínamo distintos. En particular, la variabilidad observada en GJ 617A es compatible con un mecanismo de dínamo de tipo solar, mientras que el comportamiento de Gl 411 parece desviarse de las relaciones solares típicas entre rotación, actividad y ciclo magnético.

Estos resultados adquieren mayor relevancia cuando se los considera en el contexto de otras enanas M estudiadas en la literatura. En conjunto, las observaciones disponibles sugieren que la generación de campos magnéticos en estrellas de baja masa puede operar en diferentes regímenes, posiblemente controlados por la rotación estelar, la edad y la estructura interna. En este marco, el análisis comparativo de GJ 617A y Gl 411 aporta evidencia observacional de la diversidad de comportamientos magnéticos en enanas M tempranas y contribuye a mejorar nuestra comprensión de los procesos de dínamo que gobiernan la actividad estelar en este régimen de masa.

Finalmente, estos resultados subrayan la importancia de los programas de monitoreo espectroscópico a largo plazo para el estudio simultáneo de actividad estelar y detección de exoplanetas. Series temporales extensas y homogéneas, como las proporcionadas por SOPHIE, permiten no solo caracterizar la variabilidad magnética de las estrellas, sino también comprender mejor cómo los procesos de dínamo influyen en la interpretación de señales Doppler de alta precisión.

---

Dr. Rodrigo F. Díaz

---

Dra. Andrea P. Buccino

---

Lic. Carla G. Oviedo

## Capítulo 8

# Agradecimientos

A mamá, por su amor inagotable, por sostenerme en lo cotidiano incluso en la distancia y por enseñarme a mirar el cielo de cada día con esperanza.

A Leito y Javi, por estar siempre del otro lado, en cada llamada, haciendo que todo se sienta más cerca.

A Cinchu, por su cariño hecho palabra, por la complicidad y por estar en los pequeños y grandes momentos.

A los chicos del IAFE —Martín, Mati, Yami, Juani, Mariano, Euge, Sofi, Rafa, Gokú, Mer, Leandro, Silvi, Nati— por el aguante cotidiano, por las risas, los almuerzos y por hacer que los días fueran mucho más livianos en su compañía.

A Pri por el aguante diario en la oficina 30.

A Fede por su bancada diaria. Gracias por los consejos, alentarme y sostenerme en cada caída o decepción.

A Pedro, por brindarme todo lo que tenía a su alcance y todo sea más agradable.

A Javi, por su enorme ayuda en los primeros años. Gracias por tanta generosidad.

A Leito, por su acompañamiento constante, en todas sus formas, siempre presente.

A Mili y Florci, las de siempre, las que conocen el camino y saben abrazar a la distancia.

A mis directores: a Rodrigo, por haber aceptado guiarme y darme la oportunidad de este doctorado, y a Andre, por el acompañamiento cercano y cotidiano.

A la Universidad Pública, por ser un espacio de crecimiento, de oportunidades y de sueños posibles; ojalá siga siendo siempre un derecho al alcance de todos.

A Chuti porque sus hechos son más que palabras (parte 2). Gracias por escucharme.

A Dieguito por el cariño de siempre.

A Catu, por tantas aventuras juntas y por su cariño hecho dibujos y abrazos.

---

A Charli y Gabi, y por el amor compartido con Larita y Giannita.

A Stefi, por su compañía, su calidez y su aguante incondicional.

A Lei, por acompañar incluso en los momentos y lugares más difíciles.

A Emi y Romi, un agradecimiento especial: por escucharme, por guiarme y por acompañarme en este camino. Gracias por el empuje que me dieron!

A Lei, Leti, Na, Ga y Heli —las pibas del obse— por el aguante a la distancia y por estar siempre cerca de alguna manera.

A María, por cada abrazo en los momentos de angustia.

Al personal del IAFE, por el apoyo y el trabajo de cada día. En especial Esteffy y Ubaldo por su atención y el buen humor.

A los niños del hogar MAMA, por su inocencia, su alegría y el cariño que tanto enseñan.

A Ivana, por su afecto constante.

Al Tucu y Merce, por estar y acompañar junto a sus niños Maorí y Amadeo.

A Alme porque siempre está. Por la continua preocupación y ánimo.

Al personal del CASLEO en mi observación in situ, en especial a Antonio y su generosidad y todo el conocimiento que me trnasimitió y a Cristian por el tiempo compartido y su constante preocupación y atención.

A Charro, Juampi, Juanma y Caro y su delirio sanlorencista

A tantas y tantos más... GRACIAS por las tantas veces que me extendieron la mano.

## Apéndice A

# Análisis espectral de series temporales no equiespaciadas

### A.1. Análisis espectral de series temporales no equiespaciadas

En el análisis de observaciones astronómicas a lo largo del tiempo, es habitual que las series temporales no se encuentren muestreadas de forma equiespaciada. Esta irregularidad puede deberse a múltiples factores, tales como la visibilidad estacional de los objetos, condiciones meteorológicas adversas, limitaciones en la asignación de tiempo de observación, o la combinación de datos obtenidos en distintos programas y épocas. Como consecuencia, el formalismo clásico de la transformada de Fourier discreta, que requiere un muestreo uniforme, no resulta aplicable de manera directa a este tipo de datos.

Con el objetivo de realizar el análisis espectral de series temporales no equiespaciadas, se han desarrollado diversos métodos que constituyen extensiones o modificaciones del análisis de Fourier clásico. Entre ellos, el periodograma de Lomb–Scargle representa una de las herramientas más utilizadas en Astronomía, al permitir la búsqueda de periodicidades en datos irregulares en el tiempo. El formalismo original fue introducido por Lomb (1976) y posteriormente formalizado por Scargle (1982) y Horne et al. (1986).

Desde un punto de vista general, el periodograma de Lomb–Scargle puede interpretarse como el resultado de ajustar, para cada frecuencia de prueba, una función armónica a los datos observados mediante un procedimiento de mínimos cuadrados. La potencia asociada a cada frecuencia cuantifica la fracción de la varianza total explicada por una señal periódica, lo que permite identificar períodos dominantes y evaluar su significancia estadística.

Sin embargo, el formalismo clásico del periodograma de Lomb–Scargle asume implícitamente incertidumbres homogéneas y un nivel medio fijo, lo cual no siempre resulta adecuado para datos astronómicos reales. En particular, las series temporales observacionales suelen presentar errores heterogéneos y posibles desplazamientos del punto cero, asociados tanto a efectos instrumentales como a variaciones astrofísicas de largo plazo. Por este motivo, en la presente tesis se adopta como herramienta principal el periodograma generalizado de Lomb–Scargle (GLS, por sus siglas en inglés; Zechmeister et al. 2009b), que extiende el caso clásico mediante un ajuste por mínimos cuadrados ponderados, incorporando de forma explícita las incertidumbres observacionales y un término de offset libre. Esta formulación resulta especialmente adecuada para el análisis de series temporales astronómicas irregulares, permitiendo una estimación más robusta de las periodicidades presentes y de su significancia estadística.

### A.1.1. Significancia estadística y probabilidad de falsa alarma

La probabilidad de falsa alarma (*False Alarm Probability*, FAP) constituye una herramienta estadística fundamental en el análisis de periodogramas y se emplea ampliamente para evaluar la significancia de picos detectados en series temporales astronómicas. Su propósito es cuantificar la probabilidad de que una señal periódica aparente sea el resultado de fluctuaciones aleatorias del ruido, en lugar de reflejar un fenómeno físico real.

Desde un punto de vista estadístico, se adopta como hipótesis nula que los datos  $h_i$  son variables aleatorias independientes, distribuidas normalmente y sin una componente periódica subyacente. Bajo esta suposición, y considerando la normalización por la varianza  $\sigma^2$ , la potencia espectral  $P(\omega)$  sigue una distribución exponencial unitaria (Horne et al., 1986). En particular, para una frecuencia fija, la probabilidad de que el poder exceda un valor  $z$  está dada por  $P(P > z) = e^{-z}$ .

Si se exploran  $M$  frecuencias independientes, la probabilidad de que ninguna supere el umbral  $z$  es  $(1 - e^{-z})^M$ . En consecuencia, la probabilidad de que al menos una frecuencia presente un poder mayor que  $z$  puede expresarse como

$$\text{FAP}(z) = 1 - (1 - e^{-z})^M. \quad (\text{A.1})$$

Esta magnitud, denominada probabilidad de falsa alarma, proporciona una estimación teórica de la significancia estadística de un pico de potencia  $z$ , de modo que valores bajos de FAP indican detecciones más significativas. Sin embargo, el número efectivo de frecuencias independientes  $M$  no coincide necesariamente con el número total de frecuencias muestreadas, ya que las evaluaciones a distintas frecuencias no son completamente independientes. Para datos aproximadamente equiespaciados y un muestreo de frecuencias hasta la frecuencia crítica, Horne et al. (1986) mostraron que suele cumplirse  $M \sim N$ , donde  $N$  es el número de observaciones. En el caso de muestreos irregulares, pueden recuperarse señales con frecuencias superiores a la frecuencia de Nyquist clásica sin que éstas sean necesariamente espurias, debido a la existencia de intervalos de observación significativamente menores que el espaciado medio.

El nivel de FAP asociado al pico máximo de la serie original se determina a partir de la posición que ocupa su potencia dentro de esta distribución empírica. En este contexto, una FAP baja implica que la probabilidad de obtener una potencia igual o mayor por puro ruido es reducida, reforzando la significancia estadística de la señal detectada.

Adicionalmente, se definen umbrales de significancia a partir de dicha distribución. En particular, el umbral de FAP del 1 % se establece como el valor correspondiente al **990**<sup>o</sup> máximo dentro del conjunto de mil potencias, mientras que el umbral del 0.1 % corresponde al **999**<sup>o</sup> valor. Un pico cuya potencia supera estos niveles indica que la probabilidad de que la señal observada sea producto del ruido aleatorio es inferior al 1 % (o al 0.1 %), respectivamente.

### A.1.2. Periodograma generalizado de Lomb–Scargle (GLS)

Aunque el periodograma LS es robusto y ampliamente utilizado, existen extensiones que permiten incorporar explícitamente incertidumbres heterogéneas y un punto cero (offset) libre. En particular, el periodograma generalizado de Lomb–Scargle (GLS; Zechmeister et al. 2009b) extiende el caso clásico mediante un ajuste por mínimos cuadrados ponderados del modelo

$$h(t) = a \cos(\omega t) + b \sin(\omega t) + c, \quad (\text{A.2})$$

donde  $c$  representa un punto cero variable y los parámetros se estiman ponderando por las incertidumbres observacionales. Esta formulación resulta especialmente útil cuando los errores  $\sigma_i$  varían entre observaciones, y permite una normalización adecuada para estimar de forma analítica la significancia, reduciendo la necesidad de aplicar remuestreos para cada frecuencia.

Sea un conjunto de observaciones  $h_i$  obtenidas en los tiempos  $t_i$ , con incertidumbres  $\sigma_i$ , para  $i = 1, 2, \dots, N$ . El periodograma GLS se define como

$$p_{\text{GLS}}(\omega) = \frac{1}{2} \left( \frac{Y_{C_\tau}^2}{CC_\tau} + \frac{Y_{S_\tau}^2}{SS_\tau} \right), \quad (\text{A.3})$$

donde los pesos normalizados  $w_i$  y las cantidades auxiliares se introducen como

$$w_i = \frac{1}{W \sigma_i^2}, \quad W = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{h} = \sum_{i=1}^N w_i h_i, \quad (\text{A.5})$$

$$Y_{C_\tau} = \sum_{i=1}^N w_i (h_i - \bar{h}) \cos[\omega(t_i - \tau)], \quad (\text{A.6})$$

$$Y_{S_\tau} = \sum_{i=1}^N w_i (h_i - \bar{h}) \sin[\omega(t_i - \tau)], \quad (\text{A.7})$$

$$C = \sum_{i=1}^N w_i \cos[\omega(t_i - \tau)], \quad S = \sum_{i=1}^N w_i \sin[\omega(t_i - \tau)], \quad (\text{A.8})$$

$$CC_\tau = \sum_{i=1}^N w_i \cos^2[\omega(t_i - \tau)] - C^2, \quad (\text{A.9})$$

$$SS_\tau = \sum_{i=1}^N w_i \sin^2[\omega(t_i - \tau)] - S^2. \quad (\text{A.10})$$

De forma análoga al caso clásico, el parámetro  $\tau$  garantiza la invariancia frente a traslaciones temporales uniformes y se calcula mediante

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_i w_i \sin(2\omega t_i) - 2 (\sum_i w_i \cos \omega t_i) (\sum_i w_i \sin \omega t_i)}{\sum_i w_i \cos(2\omega t_i) - (\sum_i w_i \cos \omega t_i)^2 + (\sum_i w_i \sin \omega t_i)^2}. \quad (\text{A.11})$$

### A.1.3. Estimación de la FAP en el formalismo GLS

Bajo la hipótesis nula de ruido gaussiano independiente y para la normalización utilizada en este trabajo, definimos

$$P(\omega) = \frac{N-1}{2} p_{\text{GLS}}(\omega). \quad (\text{A.12})$$

Si se muestrean  $M$  frecuencias independientes, la probabilidad de falsa alarma asociada a un pico de potencia  $z$  puede escribirse como

$$\text{FAP}(z) = 1 - [1 - \text{Prob}(P > z)]^M. \quad (\text{A.13})$$

Al igual que para LS, el número efectivo de frecuencias independientes  $M$  puede diferir del número total muestreado. Una aproximación útil se obtiene a partir de la separación típica entre picos, del orden de  $1/T$ , donde  $T$  es la extensión temporal total de los datos. Para un rango de frecuencias  $\Delta f = f_2 - f_1$ , el número de picos independientes puede estimarse como  $M \simeq T \Delta f$  (Cumming, 2004). En datos aproximadamente equiespaciados y frecuencias exploradas en  $(\mathbf{0}, f_c)$ , suele cumplirse  $M \sim N$  (Horne et al., 1986). Asimismo, el muestreo irregular puede permitir, en ciertos casos, la detección de frecuencias dominantes superiores a la frecuencia de Nyquist clásica sin que ello implique necesariamente picos espurios, debido a la presencia de intervalos temporales entre observaciones sustancialmente menores que el espaciado medio.

### A.1.4. Detección de periodicidades mediante el método LinGLS

Con el propósito de identificar variaciones periódicas en la serie temporal del índice de actividad, se adoptó un enfoque basado en el *Generalised Lomb–Scargle linealizado* (LinGLS), diseñado para el análisis de señales con muestreo irregular. Este método amplía el formalismo del periodograma Lomb–Scargle al permitir la inclusión de términos no puramente sinusoidales en la función de ajuste, lo que resulta especialmente apropiado para series temporales que exhiben tendencias de largo plazo o modulaciones complejas.

*Construcción de la matriz de diseño*

Sea  $\{(t_i, y_i)\}_{i=1}^N$  el conjunto de tiempos y valores observados del índice cromosférico para una estrella determinada, y sean  $\sigma_i$  las incertidumbres asociadas (en este caso se adoptó un valor constante para todos los puntos, dada la estabilidad instrumental del índice). Con el fin de representar posibles tendencias seculares, se definió una matriz de diseño polinómica de segundo orden:

$$\Phi_{\text{poly}}(t_i) = \begin{bmatrix} 1 \\ t_i - \bar{t} \\ (t_i - \bar{t})^2 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.14})$$

donde  $\bar{t}$  es el tiempo medio del conjunto. Esta base permite describir variaciones lentas en la serie, tales como derivas instrumentales o cambios cuasi-monótonos vinculados a procesos astrofísicos de largo plazo.

En una primera etapa, se ajustó únicamente el polinomio, obteniendo un modelo de referencia  $y_{\text{poly}}(t)$  y el estadístico

$$\chi_0^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - y_{\text{poly}}(t_i))^2}{\sigma_i^2}. \quad (\text{A.15})$$

Este valor se utiliza como referencia para cuantificar la mejora producida al añadir componentes periódicas.

*Incorporación de términos sinusoidales*

Para cada frecuencia de prueba  $\nu$ , seleccionada a partir de un conjunto generado automáticamente según la cobertura temporal de los datos y muestreado densamente mediante el parámetro *oversampling*, se extendió la base incluyendo términos sinusoidales que representan una posible señal periódica:

$$\Phi_{\nu}(t_i) = [\Phi_{\text{poly}}(t_i), \sin(2\pi\nu t_i), \cos(2\pi\nu t_i)]. \quad (\text{A.16})$$

De este modo, el modelo ajustado para cada frecuencia queda dado por

$$y(t_i) = a_0 + a_1(t_i - \bar{t}) + a_2(t_i - \bar{t})^2 + A \sin(2\pi\nu t_i) + B \cos(2\pi\nu t_i), \quad (\text{A.17})$$

donde los parámetros  $\{a_0, a_1, a_2, A, B\}$  se estimaron mediante un ajuste lineal ponderado, resolviendo el sistema normal con descomposición de Cholesky. Además, se incorporó un término de regularización de amplitud  $10^{-8}$  para garantizar la estabilidad numérica de la inversión de la matriz de diseño.

Para cada frecuencia, el estadístico

$$\chi^2(\nu) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - y_\nu(t_i))^2}{\sigma_i^2}, \quad (\text{A.18})$$

se calculó a partir del residuo del modelo completo (polinomio + senoide), donde  $y_\nu(t)$  denota el ajuste correspondiente a la frecuencia  $\nu$ .

#### *Construcción del periodograma LinGLS*

La potencia en cada frecuencia se definió mediante la mejora relativa del ajuste con respecto al modelo puramente polinómico:

$$P(\nu) = \frac{\chi_0^2 - \chi^2(\nu)}{\chi_0^2}. \quad (\text{A.19})$$

Así, valores grandes de  $P(\nu)$  indican que la incorporación de la senoide mejora de manera significativa el ajuste, lo que es consistente con la presencia de una periodicidad compatible con la frecuencia  $\nu$ . El conjunto  $\{P(\nu)\}$  define el periodograma LinGLS.

#### *Ventajas del método*

El enfoque adoptado ofrece ventajas relevantes para el análisis de índices cromosféricos:

- permite incluir tendencias seculares sin necesidad de pre-blanquear la serie temporal;
- reduce sesgos asociados a métodos que asumen un nivel basal estrictamente constante;
- mantiene un esquema lineal y computacionalmente eficiente, dado que la base polinómica y las componentes sinusoidales se ajustan por mínimos cuadrados;

- produce un periodograma menos sensible a variaciones instrumentales o cambios lentos en la actividad estelar.

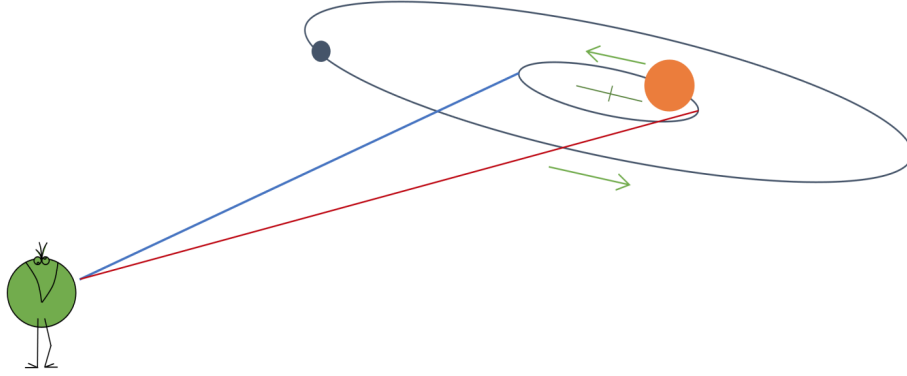
En conjunto, LinGLS facilita la detección de periodicidades robustas aun en presencia de ruido, variabilidad estocástica y tendencias de largo plazo, características habituales de las series temporales de actividad cromosférica obtenidas a partir de espectros de alta resolución.

## **A.2. Métodos de detección de exoplanetas**

La detección de exoplanetas puede abordarse mediante diversas técnicas observacionales, que aprovechan tanto la influencia gravitatoria de los planetas sobre sus estrellas anfitrionas como las variaciones fotométricas producidas durante eventos de tránsito. Entre los métodos más utilizados se destacan las velocidades radiales, los tránsitos, las microlentes gravitacionales, la imagen directa y las variaciones en el tiempo de tránsito, entre otros. Sin embargo, desde una perspectiva histórica y estadística, los dos enfoques más pioneros y fructíferos han sido el método de las velocidades radiales y el método de los tránsitos. Ambos han permitido no solo confirmar la existencia de planetas extrasolares, sino también caracterizar sus propiedades físicas y orbitales, estableciendo las bases de la exoplanetología moderna.

### **A.2.1. Señal de velocidad radial inducida por planetas**

El método de las velocidades radiales constituye una de las técnicas más eficaces para la detección de exoplanetas y resulta especialmente favorable en el caso de estrellas de baja masa, como las enanas M. Esta técnica se basa en medir las variaciones periódicas de la velocidad de la estrella proyectada sobre la línea de visión, inducidas por el movimiento reflejo que adquiere debido a la interacción gravitatoria con un planeta en órbita. Dichas variaciones se manifiestan como desplazamientos Doppler en el espectro estelar: hacia longitudes de onda más cortas cuando la estrella se aproxima al observador, y hacia longitudes de onda más largas cuando se aleja (Fig. A.1). A su vez, la señal observada puede representarse como una variación aproximadamente sinusoidal caracterizada por un período  $P$  y una semiamplitud  $K$  (Fig. A.2).



**Figura A.1:** Esquema de los movimientos amplificados del sistema estrella–exoplaneta. La línea azul (respectivamente roja) representa que el espectro medido de la estrella se desplaza hacia longitudes de onda más cortas (respectivamente más largas) cuando la estrella se acerca (respectivamente se aleja) de la observadora.

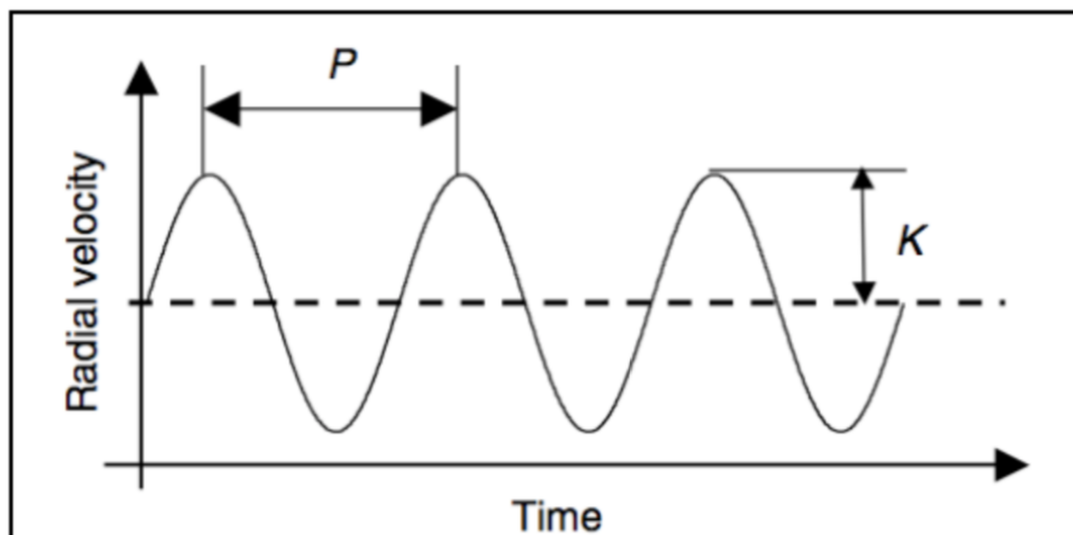
Bajo la hipótesis de que la masa del planeta es mucho menor que la de la estrella anfitriona ( $1 + M_p/M_\star \simeq 1$ ), la semiamplitud de la señal de velocidad radial,  $K$ , puede expresarse como

$$K \simeq \left( \frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{1}{\sqrt{1-e^2}} \frac{M_p \sin i}{M_\star^{2/3}}, \quad (\text{A.20})$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal,  $P$  el período orbital,  $e$  la excentricidad,  $i$  la inclinación del plano orbital respecto del plano del cielo, y  $M_\star$  y  $M_p$  las masas de la estrella y del planeta, respectivamente.

Esta expresión muestra que, para un planeta de masa y período dados, la amplitud del movimiento reflejo aumenta en estrellas menos masivas, al escalar como  $M_\star^{-2/3}$ . En consecuencia, las enanas M presentan señales de velocidad radial relativamente más intensas que las estrellas de mayor masa, lo que incrementa la detectabilidad de planetas de baja masa en este tipo de sistemas.

Además, la amplitud de la velocidad radial inducida en el Sol por Júpiter es de  $12 \text{ m s}^{-1}$ , en el caso  $\sin i = 0$ . Si Júpiter se encontrara en una órbita con un período de tan solo 3 días, la amplitud de la velocidad radial del Sol aumentaría hasta valores del orden de  $\sim 140 \text{ m s}^{-1}$ .



**Figura A.2:** Esquema ilustrativo de una señal de velocidad radial inducida por un planeta. El parámetro  $P$  representa el período orbital de la modulación, mientras que  $K$  denota la semi-amplitud de la señal respecto del valor medio (línea punteada).

Por su parte, un planeta con una masa comparable a la de la Tierra induce sobre el Sol una señal de velocidad radial mucho menor: del orden de  $\sim 0,44 \text{ m s}^{-1}$  si se encontrara en una órbita con un período de 3 días, y de apenas  $\sim 0,009 \text{ m s}^{-1}$  si orbitara a una distancia correspondiente a un semieje mayor de 1 UA.

Velocidades radiales del orden de los  $\text{m s}^{-1}$  corresponden a desplazamientos de las líneas espectrales del orden de  $10^{-4} \text{ \AA}$ . En consecuencia, la estimación precisa del corrimiento Doppler requiere combinar la información proveniente de la mayor cantidad posible de líneas espectrales, lo que permite reducir significativamente el error de medición.

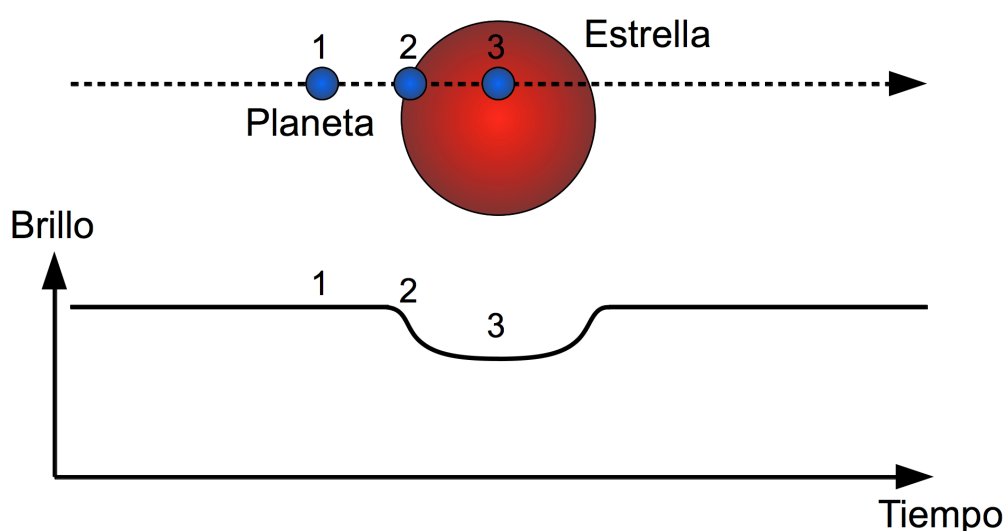
Debido a esto, el método de detección por velocidad radial resulta particularmente eficiente en estrellas frías, las cuales presentan una alta densidad de rasgos espectrales. No obstante, para alcanzar mediciones precisas y confiables del desplazamiento Doppler, es necesario que dichas líneas no se encuentren excesivamente ensanchadas por la rotación estelar y que sean intrínsecamente estables.

Tradicionalmente, las velocidades radiales se han estimado mediante el método de la función de correlación cruzada (*Cross-Correlation Function*, CCF), el cual es especialmente adecuado para estrellas de tipo G, caracterizadas por un continuo bien definido y un conjunto reducido de líneas espectrales bien aisladas. Sin embargo, las enanas M exhiben

espectros considerablemente más complejos, dominados por una gran cantidad de líneas débiles y extensas bandas moleculares. En este contexto, el método CCF, al basarse únicamente en un subconjunto limitado de líneas espectrales, no aprovecha de forma óptima toda la información Doppler disponible.

### A.2.2. Profundidad de los tránsitos

El método de los tránsitos se basa en la detección de una disminución periódica del flujo estelar cuando un planeta atraviesa el disco de su estrella anfitriona. La profundidad del tránsito,  $\Delta F$ , que cuantifica la fracción de luz bloqueada, depende principalmente del cociente entre el radio del planeta y el radio de la estrella (ver Fig. A.3).



**Figura A.3:** Esquema del método de detección de exoplanetas por tránsitos. Cuando el planeta cruza el disco de su estrella anfitriona, produce una disminución característica del flujo observado, cuya profundidad está principalmente determinada por el cociente de radios  $(R_p/R_\star)^2$ .

Despreciando el efecto del oscurecimiento al limbo, esta profundidad puede aproximarse por la expresión Seager et al. (2003):

$$\Delta F \approx \left( \frac{R_p}{R_\star} \right)^2, \quad (\text{A.21})$$

donde  $R_p$  es el radio del planeta y  $R_\star$  el radio de la estrella.

De esta relación se desprende que, para un planeta dado, la señal de tránsito será significativamente más profunda cuando orbita una estrella de pequeño radio.

En la Tabla A.1 se presentan valores representativos del cociente de áreas, equivalente a la profundidad esperada de tránsitos centrales, para distintas combinaciones de estrellas y planetas. Mientras que el tránsito de un planeta de tamaño terrestre frente a una estrella como el Sol produce una disminución del orden de decenas de partes por millón (ppm), la misma configuración alrededor de una estrella M tardía puede alcanzar profundidades de varios décimos de punto porcentual.

**Tabla A.1:** Cociente de áreas  $(R_p/R_\star)^2$  para distintas combinaciones de estrellas y planetas. Este cociente es aproximadamente igual a la profundidad esperada de tránsitos centrales.

Estrella	Tipo esp.	$R_\star [R_\odot]$	Tierra	Neptuno
Sol	G2V	1.00	$8,4 \times 10^{-5}$	$1,3 \times 10^{-3}$
GJ 411	M0V	0.39	$5,5 \times 10^{-4}$	$8,3 \times 10^{-3}$
GJ 617A	M1–M2V	0.33	$9,2 \times 10^{-4}$	$1,4 \times 10^{-2}$
TRAPPIST-1	M8V	0.12	$5,8 \times 10^{-3}$	$8,7 \times 10^{-2}$

Este efecto ha sido clave en la detección de algunos de los sistemas más relevantes para estudios de caracterización atmosférica. Un ejemplo destacado es TRAPPIST-1, una estrella ultrafría de tipo espectral M8V que alberga al menos siete planetas de tamaño terrestre, descubiertos inicialmente mediante observaciones con un telescopio de apenas 60 cm de apertura (Gillon et al., 2016, 2017). De manera similar, LHS 1140, una estrella de tipo M4.5V, hospeda un planeta rocoso en la zona habitable detectado por el proyecto MEarth, basado en telescopios de 40 cm (Dittmann et al., 2017).

### A.2.3. Zona de habitabilidad

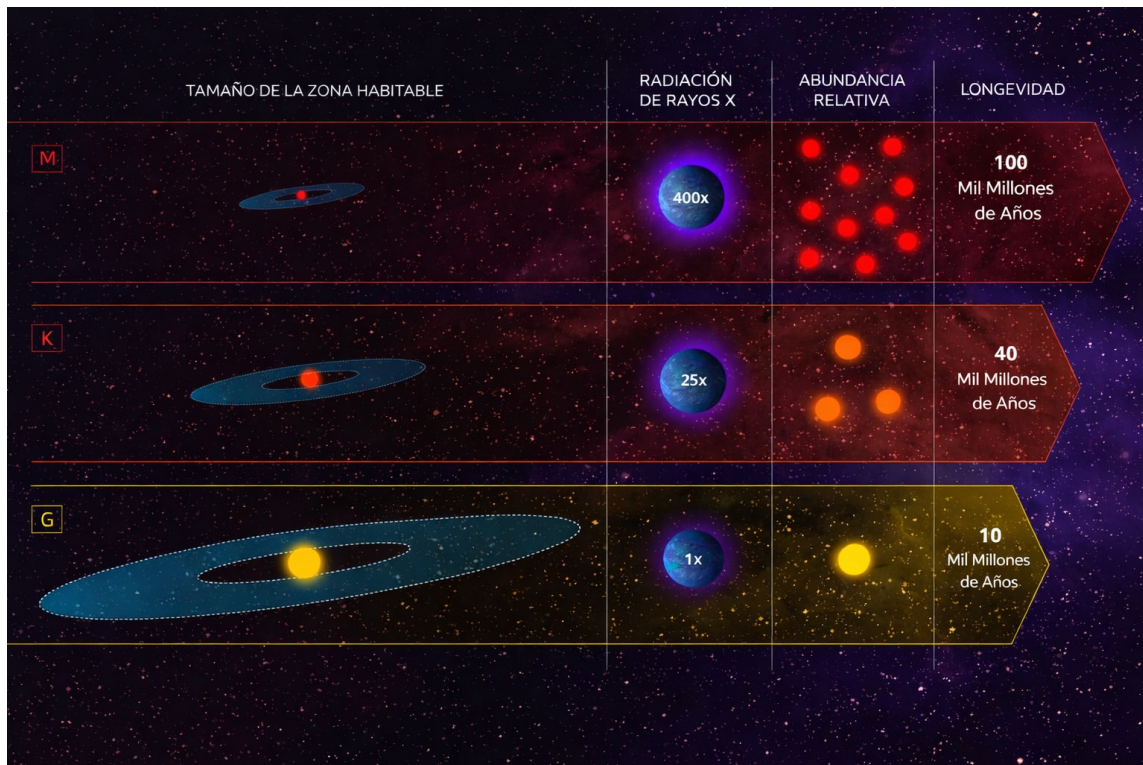
La zona de habitabilidad (ZH) se define como la región alrededor de una estrella dentro de la cual un planeta rocoso puede, en principio, mantener agua líquida de manera estable en su superficie, siempre que posea una atmósfera de composición adecuada. Desde un punto de vista físico, la ubicación de esta región está determinada por el balance radiativo entre la energía estelar incidente y la energía emitida por el planeta, y depende principalmente de la luminosidad, la temperatura efectiva y el espectro de emisión de la estrella anfitriona, así como de los procesos atmosféricos del planeta, tales como el efecto invernadero.

---

La formulación moderna de la ZH se basa en los modelos pioneros desarrollados por Kasting et al. (1993), quienes definieron los límites interno y externo de esta región asumiendo una atmósfera dominada por  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  y  $\text{N}_2$ , similar a la de la Tierra actual. Estos límites pueden expresarse en términos del flujo estelar efectivo recibido por el planeta, lo que permite escalar la posición de la ZH con la luminosidad estelar. Posteriormente, Kopparapu et al. (2013) actualizaron estos cálculos incorporando mejoras en los coeficientes radiativos y en los modelos atmosféricos, refinando así la localización de la ZH para distintos tipos espectrales.

En este marco, estrellas más calientes y luminosas presentan zonas de habitabilidad ubicadas a mayores distancias orbitales, mientras que en estrellas de baja masa y baja luminosidad, como las enanas M, la ZH se sitúa a distancias significativamente menores de la estrella anfitriona. Esta dependencia con el tipo espectral se ilustra de forma comparativa en la Fig. A.4, donde se muestran, además, otras propiedades relevantes de los distintos tipos estelares.

Diversos estudios posteriores han demostrado que la extensión y ubicación de la ZH pueden verse modificadas por procesos físicos no considerados en los modelos clásicos. Por ejemplo, Yang et al. (2013) mostraron, mediante modelos climáticos globales tridimensionales, que la presencia de nubes persistentes en planetas bloqueados por marea puede desplazar el límite interno de la ZH hacia flujos estelares sustancialmente mayores. Por su parte, Pierrehumbert et al. (2011) exploraron el impacto de atmósferas ricas en hidrógeno molecular, concluyendo que este gas puede actuar como un potente agente de efecto invernadero y extender la ZH de estrellas de tipo solar hasta distancias del orden de 10 AU. Asimismo, Linsenmeier et al. (2015) investigaron el rol de la excentricidad orbital y la oblicuidad planetaria, encontrando que valores elevados de oblicuidad pueden expandir el borde externo de la ZH.



**Figura A.4:** Comparación esquemática de la zona de habitabilidad para estrellas de tipo espectral M, K y G. Se muestra el tamaño relativo de la ZH, junto con la radiación de rayos X, la abundancia relativa y la longevidad típica de cada tipo estelar. En estrellas de menor masa y luminosidad, como las enanas M, la zona de habitabilidad se localiza mucho más cerca de la estrella, mientras que en estrellas de tipo solar y más calientes se extiende a mayores distancias orbitales.

### A.3. Series temporales posiblemente cíclicas

Entre los objetos analizados se identificó un subconjunto que presenta variabilidad en sus series temporales del índice cromosférico  $S$  compatibles con un comportamiento cíclico, es decir, aquellos periodogramas donde se detectó un pico con un **FAP**  $< 1\%$  aunque sin cumplir de manera concluyente con los criterios adoptados para una clasificación definitiva. Por este motivo, dichos objetos fueron clasificados como “posiblemente cíclicos”.

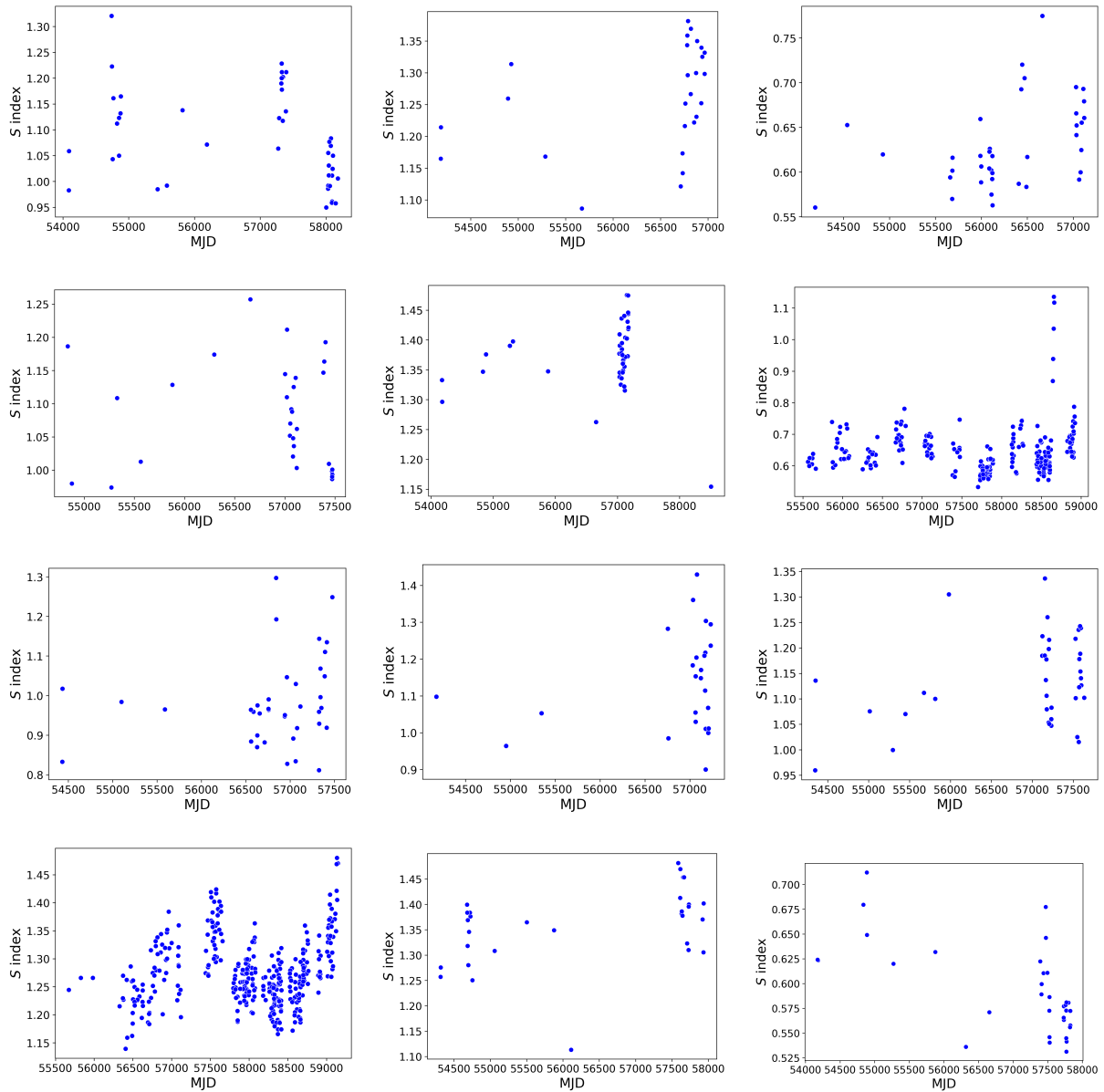


Figura A.5: Series temporales del índice  $S$  para objetos posiblemente cíclicos de la muestra.

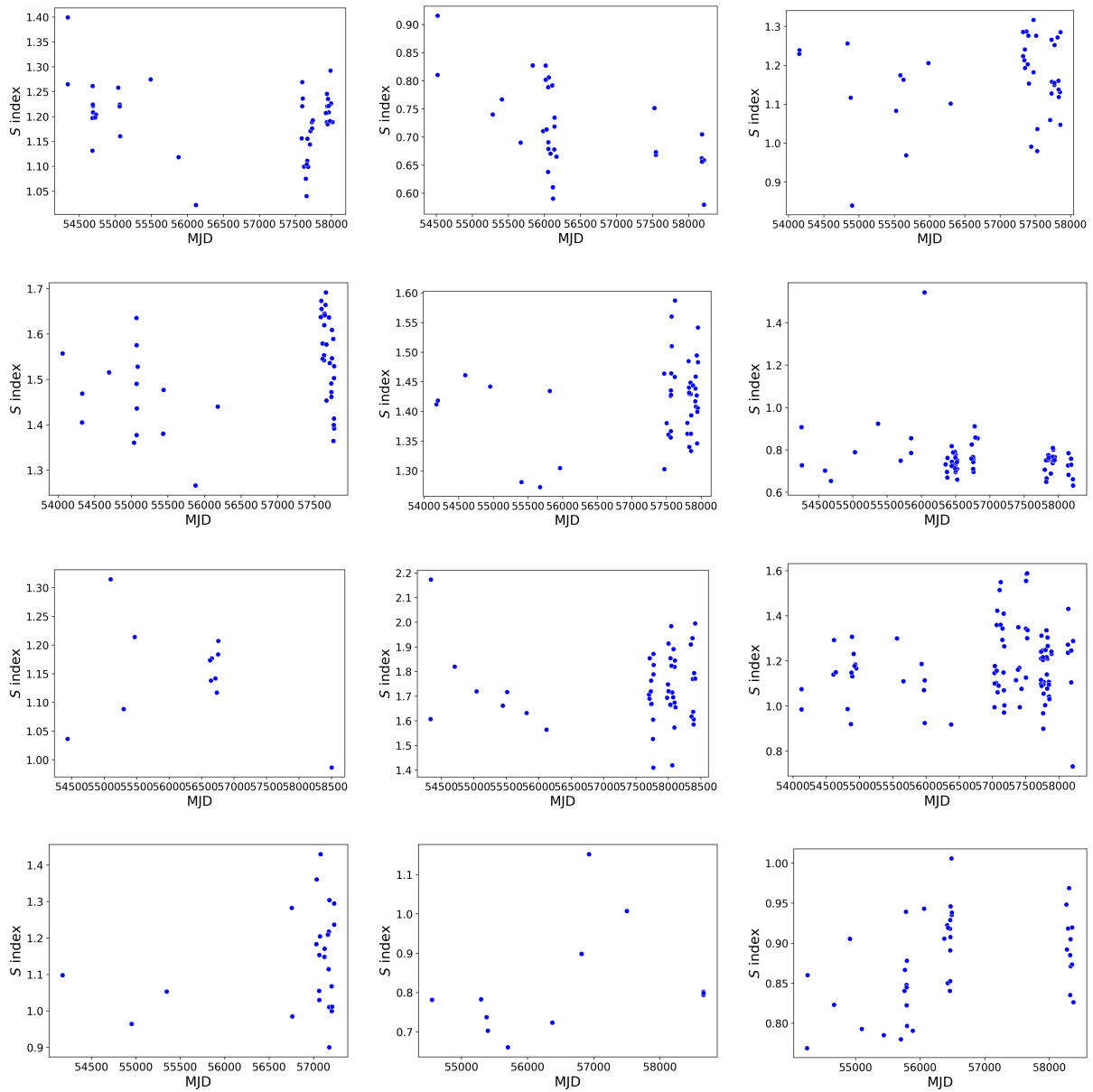
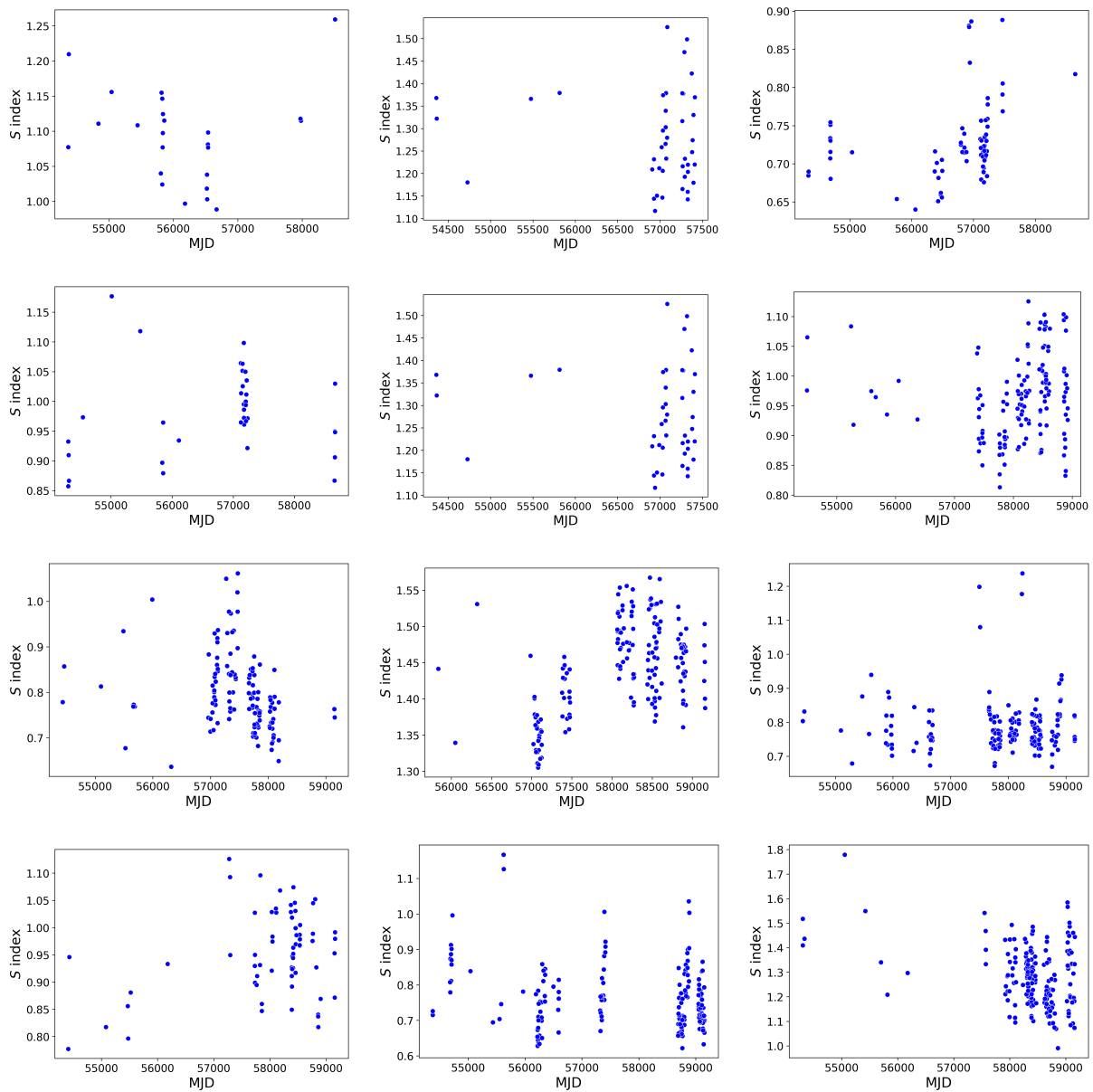
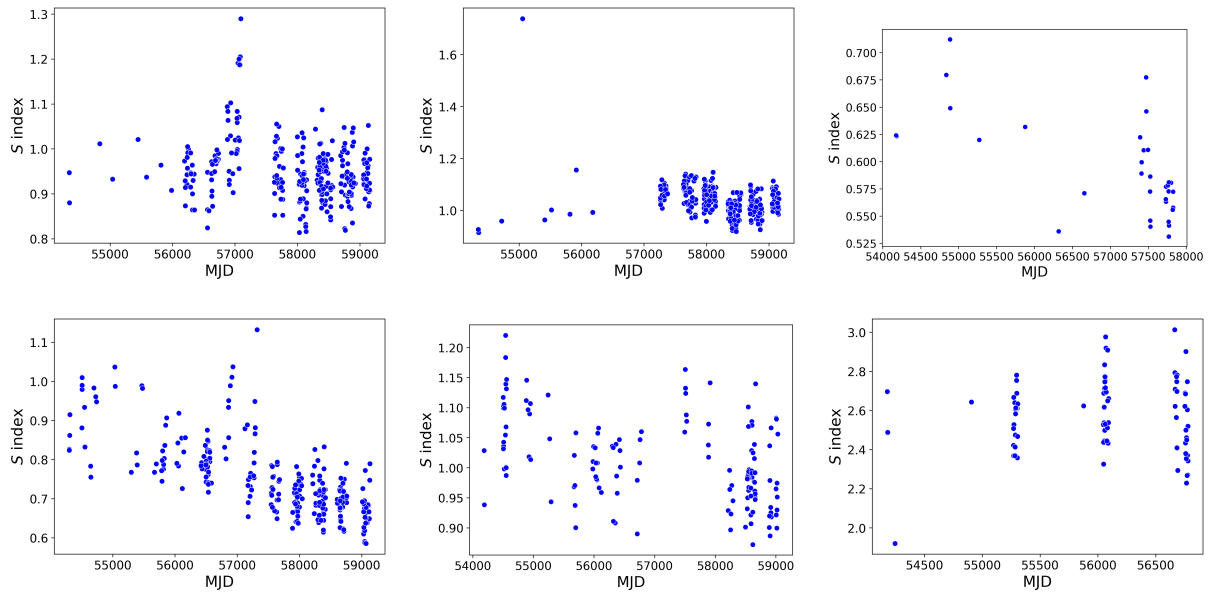


Figura A.6: Series temporales del índice  $S$  para objetos posiblemente cíclicos de la muestra.



**Figura A.7:** Series temporales del índice  $S$  para objetos posiblemente cíclicos de la muestra.



**Figura A.8:** Series temporales del índice  $S$  para objetos posiblemente cíclicos de la muestra.

## A.4. Dínamo estelar

Como se vio en la sección XX, las estrellas frías (típicamente de tipos espectrales F, G, K y M) poseen envolturas convectivas externas que juegan un papel central en la generación de campos magnéticos mediante procesos de dinamo. La interacción entre la convección y la rotación diferencial dentro de estas estrellas sostiene los campos magnéticos que emergen en la superficie en diversas manifestaciones de actividad estelar.

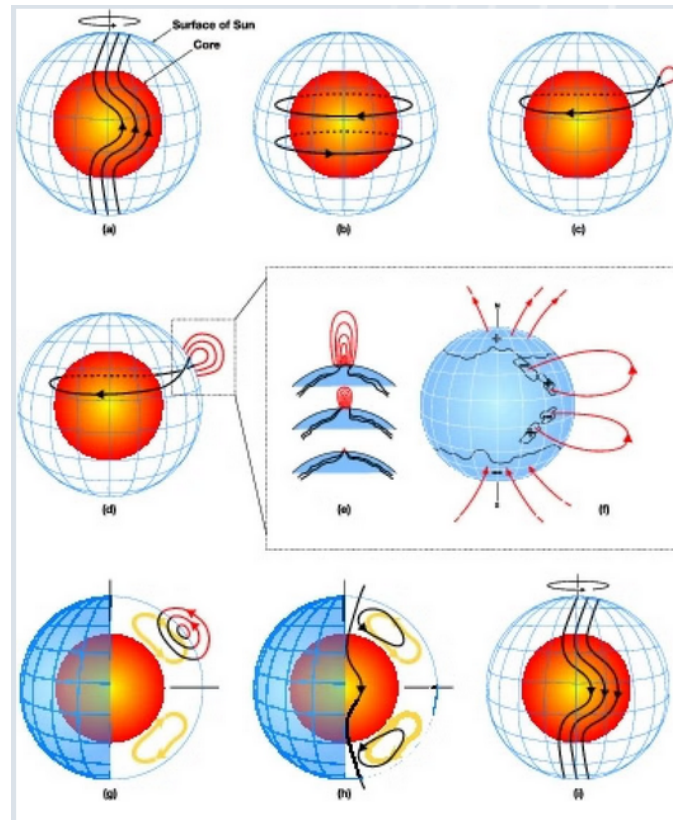
### A.4.1. Generación del Campo Magnético

La actividad magnética de las estrellas frías se origina en el dinamo estelar, que convierte la energía cinética de los movimientos convectivos y la rotación en energía magnética. Siguiendo a E. N. Parker (1955), el campo magnético  $\mathbf{B}$  se genera debido al campo de velocidad de las partículas de plasma en movimiento  $\mathbf{v}$  a causa de la convección, obedeciendo a la ecuación:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}$$

donde  $\sigma$  es la conductividad y  $\mu$  es la permitividad magnética del espacio libre. Los campos magnéticos modulan la estructura y la emisión de las atmósferas estelares.

En la (Fig. A.9) se muestra un esquema típico de los procesos involucrados en el dinamo estelar responsable de la generación y variación del campo medio.



**Figura A.9:** Esquema de los procesos de dínamo solar tipo *flux-transport*. La esfera interna en rojo representa el núcleo radiativo del Sol y la malla azul su superficie. Entre ambas se encuentra la zona convectiva, donde opera el mecanismo de dínamo. (a) Cizallamiento del campo poloidal por la rotación diferencial del Sol cerca de la base de la zona convectiva; el Sol rota más rápido en el ecuador que en los polos. (b) Generación del campo toroidal como consecuencia de dicho cizallamiento. (c) Cuando el campo toroidal alcanza suficiente intensidad, la flotabilidad magnética da lugar al ascenso de bucles hacia la superficie, los cuales se tuercen durante su emergencia debido a la rotación; la aparición de manchas solares (dos puntos negros) se asocia a estos bucles. (d,e,f) Emergencia adicional de flujo magnético (d,e) y su posterior dispersión (f) en latitud y longitud a partir del decaimiento de las manchas. (g) El flujo meridional (circulación amarilla con flechas) transporta el flujo magnético superficial hacia los polos, provocando la inversión del campo polar. (h) Parte de este flujo es luego transportado hacia capas más profundas, hacia la base de la zona convectiva, y dirigido hacia el ecuador. Estos campos poloidales presentan signo opuesto respecto de los iniciales en (a). (i) Finalmente, este flujo poloidal invertido vuelve a ser cizallado por la rotación diferencial en la base, produciendo un nuevo campo toroidal de signo opuesto al mostrado en (b).

# Bibliografía

- Alonso-Floriano, F. J. (nov. de 2015). Tesis doct. Complutense University of Madrid, Department of Astronomy.
- Andretta, V. et al. (feb. de 2005). En: *A&A* 430, págs. 669-677.
- Astudillo-Defru, N. et al. (abr. de 2017). En: *A&A* 600, A13, A13.
- Baliunas, S. L. y A. H. Vaughan (ene. de 1985). En: *ARA&A* 23, págs. 379-412.
- Baliunas, S. L. et al. (ene. de 1995). En: *ApJ* 438, pág. 269.
- Barnes, Sydney A. (abr. de 2003). En: *ApJL* 586.2, págs. L145-L147.
- Basri, Gibor y Riya Shah (sep. de 2020). En: *ApJ* 901.1, 14, pág. 14.
- Bellotti, S. et al. (ene. de 2025). En: *A&A* 693, A269, A269.
- Bochanski, John J. et al. (jun. de 2010). En: *AJ* 139.6, págs. 2679-2699.
- Böhm-Vitense, Erika (mar. de 2007). En: *ApJ* 657.1, págs. 486-493.
- Boisse, I. et al. (nov. de 2010). En: *A&A* 523, A88, A88.
- Bonfils, X. et al. (oct. de 2007). En: *A&A* 474.1, págs. 293-299.
- Bonfils, X. et al. (ene. de 2013). En: *A&A* 549, A109, A109.
- Bonfils, X. et al. (sep. de 2015). En: *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII*. Ed. por Stuart Shaklan. Vol. 9605. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 96051L, pág. 96051L.
- Bouchy, F. y Sophie Team (feb. de 2006). En: *Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies*. Ed. por L. Arnold, F. Bouchy y C. Moutou, págs. 319-325.
- Bouchy, F. et al. (oct. de 2009). En: *A&A* 505.2, págs. 853-858.
- Bouchy, F. et al. (ene. de 2013). En: *A&A* 549, A49, A49.
- Bouchy, F. et al. (ene. de 2016). En: *A&A* 585, A46, A46.
- Brandenburg, Axel, Steven H. Saar y Christen R. Turpin (mayo de 1998). En: *ApJL* 498.1, págs. L51-L54.

- Buccino, Andrea P., Guillermo A. Lemarchand y Pablo J. D. Mauas (2006). En: *Icarus* 183, págs. 491-503.
- (dic. de 2007). En: *Icarus* 192.2, págs. 582-587.
- Buccino, Andrea P. et al. (feb. de 2011). En: *AJ* 141.2, 34, pág. 34.
- Buccino, Andrea P. et al. (ene. de 2014). En: *ApJL* 781.1, L9, pág. L9.
- Burke, Christopher J. et al. (ago. de 2015). En: *ApJ* 809.1, 8, pág. 8.
- Butler, R. Paul et al. (mayo de 2017). En: *AJ* 153.5, 208, pág. 208.
- Cannon, Annie J. y Edward C. Pickering (ene. de 1901). En: *Annals of Harvard College Observatory* 28, 129-P.6.
- Carolo, E. et al. (jul. de 2014). En: *A&A* 567, A48, A48.
- Chabrier, Gilles e Isabelle Baraffe (nov. de 1997a). En: *A&A* 327, págs. 1039-1053.
- (nov. de 1997b). En: *A&A* 327, págs. 1039-1053.
- (ene. de 2000). En: *ARA&A* 38, págs. 337-377.
- Charbonneau, Paul y Dmitry Sokoloff (ago. de 2023). En: *SSRv* 219.5, 35, pág. 35.
- Cifuentes, C. et al. (oct. de 2020). En: *A&A* 642, A115, A115.
- Cincunegui, C., R. F. Díaz y P. J. D. Mauas (jul. de 2007a). En: *A&A* 469.1, págs. 309-317.
- (jul. de 2007b). En: *A&A* 469.1, págs. 309-317.
- Courcol, B. et al. (sep. de 2015). En: *A&A* 581, A38, A38.
- Cox, Arthur N. y Catherine A. Pilachowski (oct. de 2000). En: *Physics Today* 53.10, pág. 77.
- Crivellari, Lucio, Sergio Simón-Díaz y María Jesús Arévalo (2019). Cambridge University Press.
- Cumming, Andrew (nov. de 2004). En: *MNRAS* 354.4, págs. 1165-1176.
- Dalal, S. et al. (jul. de 2021). En: *A&A* 651, A11, A11.
- Delrez, L. et al. (2021). En: *Astronomy & Astrophysics* 648, A59.
- Díaz, R. F. et al. (ene. de 2016). En: *A&A* 585, A134, A134.
- Díaz, R. F. et al. (mayo de 2019). En: *A&A* 625, A17, A17.
- Díaz, Rodrigo F. et al. (mayo de 2007). En: *ApJ* 660.1, págs. 850-857.
- Dittmann, Jason A. et al. (abr. de 2017). En: *Nature* 544.7650, págs. 333-336.

- Donati, J.-F. et al. (2018). En: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*. Vol. 10702. Proceedings of SPIE. SPIE, 107020O.
- Dotter, Aaron (ene. de 2016). En: *ApJS* 222.1, 8, pág. 8.
- Dotter, Aaron et al. (2008). En: *Astrophysical Journal Supplement Series* 178, págs. 89-101.
- Dressing, Courtney D. y David Charbonneau (jul. de 2015). En: *ApJ* 807.1, 45, pág. 45.
- Feiden, Gregory A. y Brian Chaboyer (sep. de 2012). En: *ApJ* 757.1, 42, pág. 42.
- Forveille, T. et al. (sep. de 2011). En: *arXiv e-prints*, arXiv:1109.2505, arXiv:1109.2505.
- Fraunhofer, Joseph von (1905). Ed. por Arthur von Oettingen. *Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften* 150. Leipzig: W. Engelmann.
- Fröhlich, Claus (nov. de 2000). En: *SSRv* 94, págs. 15-24.
- Gaia Collaboration et al. (jun. de 2023). En: *A&A* 674, A1, A1.
- Gaidos, E. et al. (abr. de 2016). En: *MNRAS* 457.3, págs. 2877-2899.
- Gatewood, G. (mayo de 1996). En: *American Astronomical Society Meeting Abstracts #188*. Vol. 188. American Astronomical Society Meeting Abstracts, 40.11, pág. 40.11.
- Gillon, Michaël et al. (mayo de 2016). En: *Nature* 533.7602, págs. 221-224.
- Gillon, Michaël et al. (feb. de 2017). En: *Nature* 542.7642, págs. 456-460.
- Gizis, John E., I. Neill Reid y Suzanne L. Hawley (jun. de 2002). En: *AJ* 123.6, págs. 3356-3369.
- Golub, Leon y Jay M. Pasachoff (2014).
- Gomes da Silva, J. et al. (oct. de 2011). En: *A&A* 534, A30, A30.
- Gomes da Silva, J. et al. (mayo de 2012). En: *A&A* 541, A9, A9.
- Gregory, Philip C. (ago. de 2011). En: *MNRAS* 415.3, págs. 2523-2545.
- Hara, N. C. et al. (abr. de 2020). En: *A&A* 636, L6, pág. L6.
- Hawley, Suzanne L., John E. Gizis e I. Neill Reid (dic. de 1996). En: *AJ* 112, pág. 2799.
- Hawley, Suzanne L. y Bjorn R. Pettersen (sep. de 1991). En: *ApJ* 378, pág. 725.
- Hébrard, G. et al. (abr. de 2016). En: *A&A* 588, A145, A145.
- Hempelmann, A. et al. (feb. de 2016). En: *A&A* 586, A14, A14.
- Henry, Todd J., J. Davy Kirkpatrick y Douglas A. Simons (oct. de 1994). En: *AJ* 108, pág. 1437.

- Henry, Todd J. et al. (ene. de 1996). En: *AJ* 111, pág. 439.
- Hertzprung, Ejnar (jul. de 1905). En: *Zeitschrift Fur Wissenschaftliche Photographie* 3, págs. 442-449.
- Hobson, M. J. et al. (oct. de 2018). En: *A&A* 618, A103, A103.
- Horne, J. H. y S. L. Baliunas (mar. de 1986). En: *ApJ* 302, pág. 757.
- Howell, Steve B. et al. (abr. de 2014). En: *PASP* 126.938, pág. 398.
- Hurt, Spencer A. et al. (mayo de 2022). En: *AJ* 163.5, 218, pág. 218.
- Ibañez Bustos, R. V. et al. (feb. de 2019a). En: *MNRAS* 483.1, págs. 1159-1167.
- Ibañez Bustos, R. V. et al. (ago. de 2019b). En: *A&A* 628, L1, pág. L1.
- Ibañez Bustos, R. V. et al. (dic. de 2020). En: *A&A* 644, A2, A2.
- Ibañez Bustos, R. V. et al. (mar. de 2025). En: *arXiv e-prints*, arXiv:2503.04364, arXiv:2503.04364.
- Ip, Wing-Huen, Andreas Kopp y Juei-Hwa Hu (feb. de 2004). En: *ApJL* 602.1, págs. L53-L56.
- J. J. Clariá, Hugo Levato (2009). Cambridge University Press.
- Jeffers, S. V. et al. (jun. de 2018). En: *A&A* 614, A76, A76.
- Jeffers, Sandra V., René Kiefer y Travis S. Metcalfe (oct. de 2023). En: *SSRv* 219.7, 54, pág. 54.
- Jehin, E. et al. (sep. de 2011). En: *The Messenger* 145, págs. 2-6.
- Kar, A. et al. (sep. de 2024).
- Kasting, James F., Daniel P. Whitmire y Ray T. Reynolds (ene. de 1993). En: *Icarus* 101.1, págs. 108-128.
- Kirkpatrick, J. D. (abr. de 2008). En: *14th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*. Ed. por G. van Belle. Vol. 384. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, pág. 85.
- Kopparapu, Ravi Kumar et al. (jun. de 2013). En: *ApJ* 770.1, 82, pág. 82.
- Labonte, B. J. (sep. de 1986). En: *ApJS* 62, pág. 229.
- Lafarga, M. et al. (jun. de 2021).
- Lafarga, M. et al. (jun. de 2023). En: *A&A* 674, A61, A61.
- Lee, Byeong-Cheol et al. (2023). En: *Journal of the Korean Astronomical Society* 56.2, págs. 195-199.

- Lehtinen, J. et al. (abr. de 2016). En: *A&A* 588, A38, A38.
- Linsenmeier, M., S. Pascale y V. Lucarini (2015). En: *Planetary and Space Science* 105, págs. 43-59.
- Lippincott, Sarah Lee (ago. de 1960). En: *AJ* 65, pág. 349.
- Livingston, W. et al. (mar. de 2007). En: *ApJ* 657.2, págs. 1137-1149.
- Lomb, N. R. (feb. de 1976). En: *Ap&SS* 39.2, págs. 447-462.
- Lovis, C. et al. (jul. de 2011). En: *arXiv e-prints*, arXiv:1107.5325, arXiv:1107.5325.
- Mahadevan, S. et al. (2014). En: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*. Vol. 9147. Proceedings of SPIE. SPIE, 91471G.
- Mauas, Pablo J. D. (ago. de 2000). En: *ApJ* 539.2, págs. 858-864.
- Mayor, M. et al. (ene. de 2009). En: *A&A* 493.2, págs. 639-644.
- Messina, S. y E. F. Guinan (oct. de 2002). En: *A&A* 393, págs. 225-237.
- Metcalf, Travis S., Ricky Egeland y Jennifer van Saders (jul. de 2016). En: *ApJL* 826.1, L2, pág. L2.
- Meunier, N. et al. (abr. de 2024). En: *A&A* 684, A106, A106.
- Mignon, L. et al. (jul. de 2023). En: *A&A* 675, A168, A168.
- Morales, J. C. et al. (dic. de 2010). En: *Binaries - Key to Comprehension of the Universe*. Ed. por A. Prša y M. Zejda. Vol. 435. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, pág. 141.
- Newton, Elisabeth R. et al. (abr. de 2016). En: *ApJ* 821.2, 93, pág. 93.
- Newton, Elisabeth R. et al. (ene. de 2017). En: *ApJ* 834.1, 85, pág. 85.
- Noyes, R. W. et al. (abr. de 1984). En: *ApJ* 279, págs. 763-777.
- Oláh, K., Z. Kolláth y K. G. Strassmeier (abr. de 2000). En: *A&A* 356, págs. 643-653.
- Oláh, K. et al. (jul. de 2009). En: *A&A* 501.2, págs. 703-713.
- Oláh, K. et al. (jun. de 2016). En: *A&A* 590, A133, A133.
- Oviedo, C. G., A. P. Buccino y R. F. Díaz (jul. de 2022). En: *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* 63, págs. 92-94.
- (ago. de 2023). En: *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* 64, págs. 62-64.
- Oviedo, C. G. et al. (mar. de 2026). En: *arXiv e-prints*, arXiv:2603.03643, arXiv:2603.03643.

- Pepe, F. et al. (oct. de 2011). En: *A&A* 534, A58, A58.
- Perruchot, S. et al. (jul. de 2008). En: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*. Ed. por Ian S. McLean y Mark M. Casali. Vol. 7014. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 70140J, 70140J.
- Perruchot, S. et al. (oct. de 2011). En: *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*. Ed. por Stuart Shaklan. Vol. 8151. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 815115, pág. 815115.
- Pierrehumbert, R. y E. Gaidos (2011). En: *ApJL* 734, pág. L13.
- Priest, Eric y Terry Forbes (2000).
- Quirrenbach, A. et al. (2018). En: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VII*. Vol. 10702. Proceedings of SPIE. SPIE, 107020W.
- Ramírez, I. et al. (jun. de 2012). En: *ApJ* 752.1, 5, pág. 5.
- Rauer, H. et al. (2025). En: *Experimental Astronomy* 59, pág. 26.
- Rauer, H. et al. (nov. de 2014). En: *Experimental Astronomy* 38.1-2, págs. 249-330.
- Reid, I. Neill y Suzanne L. Hawley (2005).
- Reiners, A. y G. Basri (feb. de 2010a). En: *ApJ* 710.2, págs. 924-935.
- Reiners, A., M. Schüssler y V. M. Passegger (oct. de 2014). En: *ApJ* 794.2, 144, pág. 144.
- Reiners, A. et al. (feb. de 2010b). En: *ApJ* 710.1, págs. 432-443.
- Reiners, A. et al. (ene. de 2018). En: *A&A* 609, L5, pág. L5.
- Reiners, Ansgar, Nandan Joshi y Bertrand Goldman (abr. de 2012). En: *AJ* 143.4, 93, pág. 93.
- Reinhold, Timo, Robert H. Cameron y Laurent Gizon (jul. de 2017). En: *A&A* 603, A52, A52.
- Rey, J. et al. (mayo de 2017). En: *A&A* 601, A9, A9.
- Ribas, I. (abr. de 2006). En: *Astrophysics of Variable Stars*. Ed. por Conny Aerts y C. Sterken. Vol. 349. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, pág. 55.
- Ricker, George R. et al. (2014). En: *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. Vol. 9143. Proceedings of SPIE, pág. 914320.
- Robertson, Paul et al. (feb. de 2013). En: *ApJ* 764.1, 3, pág. 3.

- Robertson, Paul et al. (jul. de 2014). En: *Science* 345.6195, págs. 440-444.
- Rosenthal, Lee J. et al. (jul. de 2021). En: *ApJS* 255.1, 8, pág. 8.
- Russell, Henry Norris (abr. de 1914). En: *Nature* 93.2322, págs. 227-230.
- Saar, Steven H. y Axel Brandenburg (oct. de 1999). En: *ApJ* 524.1, págs. 295-310.
- Santos, N. C. et al. (jun. de 2014). En: *A&A* 566, A35, A35.
- Savanov, I. S. y E. S. Dmitrienko (feb. de 2012). En: *Astronomy Reports* 56.2, págs. 116-123.
- Scargle, J. D. (dic. de 1982). En: *ApJ* 263, págs. 835-853.
- Seager, S. y G. Mallén-Ornelas (mar. de 2003). En: *ApJ* 585.2, págs. 1038-1055.
- Selsis, F. et al. (dic. de 2007). En: *A&A* 476.3, págs. 1373-1387.
- Soderblom, David R., Douglas K. Duncan y Dean R. H. Johnson (jul. de 1991). En: *ApJ* 375, pág. 722.
- Stalport, M. et al. (oct. de 2023). En: *A&A* 678, A90, A90.
- Stock, S. et al. (nov. de 2020). En: *A&A* 643, A112, A112.
- Strassmeier, Klaus G. (sep. de 2009). En: *A&A Rv* 17.3, págs. 251-308.
- Suárez Mascareño, A., R. Rebolo y J. I. González Hernández (oct. de 2016). En: *A&A* 595, A12, A12.
- Tóth, Zs. e I. Nagy (jul. de 2014). En: *MNRAS* 442.1, págs. 454-461.
- Tuomi, M. (abr. de 2011). En: *A&A* 528, L5, pág. L5.
- Turbet, Martin et al. (nov. de 2023). En: *A&A* 679, A126, A126.
- Udry, S. et al. (jul. de 2007). En: *A&A* 469.3, págs. L43-L47.
- van de Kamp, Peter y Sarah Lee Lippincott (abr. de 1951). En: *AJ* 56, pág. 49.
- Vaughan, A. H., G. W. Preston y O. C. Wilson (jun. de 1978). En: *PASP* 90, págs. 267-274.
- Vida, K., K. Oláh y R. Szabó (jul. de 2014). En: *MNRAS* 441.3, págs. 2744-2753.
- von Bloh, W. et al. (dic. de 2007). En: *A&A* 476.3, págs. 1365-1371.
- Walkowicz, Lucianne M. y Gibor S. Basri (dic. de 2013). En: *MNRAS* 436.2, págs. 1883-1895.
- West, Andrew A. et al. (jul. de 2004). En: *AJ* 128.1, págs. 426-436.
- White, O. R. y W. C. Livingston (oct. de 1981). En: *ApJ* 249, págs. 798-816.
- Wildi, F. et al. (2017). En: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*. Vol. 10400. Proceedings of SPIE. SPIE, pág. 1040018.
- Wilson, O. C. (dic. de 1978). En: *ApJ* 226, págs. 379-396.

---

Yang, J., N. B. Cowan y D. S. Abbot (2013). En: *ApJL* 771, pág. L45.

Zechmeister, M. y M. Kürster (mar. de 2009a). En: *A&A* 496, págs. 577-584.

– (mar. de 2009b). En: *A&A* 496.2, págs. 577-584.