



UNIVERSIDAD
DE LOS ANDES

Universidad de los Andes

Facultad de Ciencias

Departamento de Física

**LAS PROPIEDADES DE LA ACRECIÓN
MAGNETOSFÉRICA EN ESTRELLAS T TAURI EN
LUPUS. ANÁLISIS DE MÚLTIPLES SERIES DE LÍNEAS
DE EMISIÓN DE HIDRÓGENO.**

*Trabajo Especial de Grado como requisito para optar
al Título de Licenciado en Física*

Autor:

María José Colmenares Díaz

Tutor Académico:

Prof. Félix Aguirre

Tutor Externo:

Prof. Nuria Calvet

Mérida, 2023

Índice general

Agradecimientos	3
1. Introducción	4
2. Marco Teórico	7
2.1. Formación del disco estelar	7
2.2. Estrellas T Tauri	12
2.3. Acreción magnetosférica	13
3. Modelos	20
3.1. Cálculo de los modelos	21
3.2. Parámetros de los modelos	25
3.3. Variación de parámetros y efecto en los perfiles	28
3.4. Diagnóstico de flujos	32
4. Observaciones	36
4.1. Muestra	36
4.2. Espectros y perfiles	39
4.3. Flujos integrados	43
5. Resultados y discusión	46
5.1. Métodos de Montecarlo basados en cadenas de Markov (MCMC)	46
5.2. Derivación de parametros	48
5.3. Resumen de resultados	63
5.4. Implicación de resultados	67
5.4.1. Relación entre el radio magnetosférico y la tasa de acreción	67
5.4.2. Relación entre el radio magnetosférico y el radio de co-rotación	70

6. Sumario y conclusiones	74
A. Resultados del MCMC	77
Bibliografía	90

www.bdigital.ula.ve

Agradecimientos

Por su amor, comprensión, y apoyo incondicional

A mis padres, Noris Diaz y Carlos Colmenares

Por su cariño y aliento

A toda mi familia, mis tíos, primos, hermano y madrina.

Por toda su guía, ayuda, paciencia, y el conocimiento que me dieron

A mis mentores, Nuria Calvet, Gladis Magris, Alberto Patiño.

Por todos los buenos momentos que vivimos juntos

A mis amigos, Naiara Patiño, Marbely Micolta, Jesus Díaz,
y a todos con los que compartí mis años en la universidad

Por las contribuciones a este trabajo

Al Dr. Thanawuth (Atom) Thanathibodee, Dr. Juan Manuel Alcalá,
Dra. Karina Maucó, Dr. Jesús Hernández, Dr. Ramiro Franco Hernández.

Por las oportunidades brindadas.

Centro de Investigaciones de Astronomía (CIDA),
Models and Observations of Disk Evolution in Latin America (MODELA).

Por siempre animarme y estar a mi lado

A Brandy y Benito

Las palabras no son suficientes para agradecerles a todos. Gracias por creer en mi y por mantenerme motivada incluso cuando el camino se ponía difícil. Este trabajo no hubiese sido posible sin su ayuda. Los apreciaré siempre

Capítulo 1

Introducción

La existencia de la vida en la Tierra es una coincidencia de muchas condiciones que son difíciles de replicar en otro sistema, una de las más importantes es la ubicación de nuestro planeta en el Sistema Solar. La distancia a la que el planeta Tierra se encuentra del Sol permite que en la Tierra ocurran fenómenos naturales como la fotosíntesis, producto de la radiación solar, la cual indirectamente influyó el proceso de creación de vida orgánica. Es por esto que conocer la historia del Sistema Solar no solo es la clave para comprender la historia del ser humano, sino también para extenderla a sistemas más lejanos en la galaxia y en el Universo entero. Sin embargo, la formación y evolución estelar y planetaria son procesos que incluyen múltiples mecanismos y se extienden por un periodo de millones de años, lo cual dificulta conocer con precisión todos sus componentes. Este trabajo se enfocará en las ultimas fases del proceso de transferencia de masa del disco protoplanetario a la estrella.

El Sol y el resto de las estrellas han sido asunto de interés desde la época prehistórica para muchas culturas antiguas, usualmente representadas como deidades o entidades sobrenaturales, pero también han sido estudiadas por astrónomos alrededor del mundo desde los años 2000 a.e.c. Por simplicidad, en este trabajo se resaltara únicamente las contribuciones que afectan de manera directa la investigación aquí descrita.

A pesar de que la ubicación de las estrellas en el cielo nocturno parece aleatoria, las estrellas son miembros de otros sistemas más grandes llamados galaxias. Entre las estrellas de la mayoría de las galaxias, se encuentra un medio de gas y polvo, denominado medio interestelar. Este medio no está distribuido uniformemente, por lo que genera nubes moleculares gaseosas de mayor densidad formadas en su mayoría de hidrógeno molecular (H_2), helio y una mínima cantidad de metales pesados, similar a la composición del Sol. Estas nubes están sujetas a perturbaciones producto

de, por ejemplo, la interacción con ondas de propagación de la explosión de una supernova en otro sistema o incluso colisiones entre nubes. Estas perturbaciones provocan un cambio en la distribución espacial del gas, haciendo a su vez que cambie el campo de atracción gravitacional. Es en esta etapa que comienza el proceso de formación estelar.

Regiones de gas y polvo empiezan a condensarse en la nube, alterando el balance que poseía anteriormente entre la energía potencial producida por la fuerza gravitacional y energía cinética producto de la presión térmica del gas. Si la región tiene suficiente masa, eventualmente el desbalance de fuerzas producirá un colapso gravitacional en la nube. Es importante resaltar que el colapso es más propenso a suceder en nubes densas y frías, donde la fuerza gravitacional sobrepasa fácilmente la presión del gas. Este proceso también sucede a menor escala dentro del colapso "general", por lo que se generan concentraciones más pequeñas (o embriones estelares) que eventualmente se convierten en estrellas. Por el principio de conservación de energía, como estas concentraciones están liberando energía potencial deben irradiarla en forma de energía electromagnética, pero ya que la densidad del sistema está aumentando este se vuelve opaco. Al ser opaco, la energía no se puede radiar tan eficazmente, así que la mitad de la energía gravitacional se va en calentar el sistema, aumentando la presión y eventualmente frenando el colapso. En la situación adecuada, este mecanismo hace que el embrión de estrella llegue nuevamente a equilibrio hidrostático y se convierta en una protoestrella.

La protoestrella aún posee una envoltura de gas y polvo, la cual eventualmente se condensa en un disco aproximadamente plano a su alrededor. El material del disco rota rápidamente en la zona más cercana a la estrella y más lentamente a medida que aumenta el radio, debido a que sigue órbitas circulares Keplerianas una vez que la mayor parte de la masa está en el centro y se tiene la situación de un potencial central. El material del disco está compuesto mayormente de gas, siendo solo 1 % el polvo que se concentra en el plano medio y experimenta fenómenos de coagulación y fragmentación para formar planetas. Por conservación de momento angular, a un tiempo dado, el material más interno al disco se mueve hacia la estrella mientras que el material externo se extiende hacia afuera en el disco; la mayor parte de la masa se traslada hacia adentro y es acretada a la estrella. El mecanismo de transporte de material del disco a la estrella ha sido debatido extensamente y sigue siendo un tema de interés ya que no solo define la evolución subsecuente de la estrella sino también el destino del disco protoplanetario y por lo tanto la formación planetaria.

Este trabajo se enfocará en estudiar el mecanismo de acreción estelar ampliamente aceptado, la acreción magnetosférica. Este propone que el campo magnético de la estrella define el camino

de acreción de masa; la estrella posee una magnetosfera asociada en la cual las partículas cargadas son afectadas por el campo magnético de la estrella. Sin embargo, el campo magnético trunca el disco alrededor de ella, definiendo el radio de truncamiento. Cuando la materia llega hasta el punto donde la magnetosfera conecta con el disco, esta es canalizada siguiendo las líneas de campo magnético, creando columnas de acreción que llegan hasta a la superficie de la estrella. La materia genera un choque de acreción y eventualmente es agregada a la masa total de la estrella. La relación entre la tasa de acreción de la estrella y el radio interno de la magnetosfera, ha sido estudiado anteriormente para estrellas con baja tasa de acreción ([Thanathibodee et al., 2022](#)), donde se consigue una relación similar a la predicción teórica. Esta relación predice que las estrellas con mayor tasa de acreción tienen una magnetosfera con un menor radio interno, es decir, más cercano a la estrella. El objetivo de este trabajo es ampliar el estudio de esta relación a estrellas con mayores tasas de acreción.

El modelo de acreción magnetosférica enmarcado dentro del escenario de formación estelar es explicado en detalle en el [Capítulo 2](#). Para esta investigación serán de particular interés las características generadas en el espectro de emisión de la estrella, ya que sirven de herramienta para determinar las propiedades físicas de la magnetosfera. En los flujos magnetosféricos se generan líneas de emisión fuertes de hidrógeno, las cuales han ayudado a corroborar la teoría de acreción, por lo que se considerarán múltiples líneas de emisión de las series de hidrógeno para compararlas con modelos teóricos en el [Capítulo 3](#). Realizando un análisis estadístico se pueden determinar múltiples parámetros, como la tasa de acreción, temperatura y geometría, que ayudan a comprender la naturaleza de estos flujos, y permitirán determinar si existe una relación entre los parámetros de mayor interés: la tasa de acreción y el radio interno de la magnetosfera. La muestra estará basada en estrellas jóvenes de la región de formación estelar Lupus, la cual se describe en el [Capítulo 4](#), y para el análisis se usará el método de Montecarlo basados en cadenas de Markov (MCMC por sus siglas en inglés), explicado en el [Capítulo 5](#), para muestrear una distribución de probabilidad y finalmente obtener estimados de los parámetros magnetosféricos. Finalmente en el [Capítulo 6](#) se presentan las conclusiones e implicaciones de los resultados.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Formación del disco estelar

En el capítulo anterior se mencionó el mecanismo de formación a través del colapso de una nube molecular densa y fría, bajo ciertas condiciones. Los núcleos de nubes moleculares pueden existir mientras haya un gradiente de presión que se oponga a la gravedad ([Hartmann, 2000](#)), esto se puede expresar con la ecuación de equilibrio hidrostático como

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} \longrightarrow \frac{P}{R} \sim \frac{GM\rho}{R^2}. \quad (2.1)$$

donde P es la presión, R el radio, ρ la densidad, M la masa y G la constante de gravitación universal. Usando la ecuación de estado para la presión del gas, podemos obtener

$$\frac{\rho kT}{\mu m_h R} \sim \frac{GM\rho}{R^2} \longrightarrow \frac{kT}{\mu m_h} \sim \frac{GM}{R}, \quad (2.2)$$

donde μ es el peso molecular medio, T es la temperatura, m_h la masa del átomo de hidrógeno y k la constante de Boltzmann. Esto indica la temperatura necesaria para poder mantener el núcleo en equilibrio, pero también permite saber la masa máxima que puede tener para evitar el colapso, denominada la masa de Jeans

$$M_J = \frac{\rho k}{\mu m_h G} T R. \quad (2.3)$$

Si aproximamos el núcleo a una esfera, se puede reemplazar el radio

$$R = \left(\frac{M}{(4\pi/3)\rho} \right)^{1/3} \longrightarrow M_J = \left(\frac{k}{\mu m_h G} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}}. \quad (2.4)$$

Si se consideran los valores típicos se obtiene un estimado de

$$M_J \sim 2M_\odot \left(\frac{T}{10K} \right)^{3/2} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2}. \quad (2.5)$$

También, para tener una aproximación del tiempo en el que el núcleo en la nube colapsa, se puede considerar el caso más sencillo de una nube esférica que no experimenta presión por el gas de modo que colapse en escalas de caída libre definidas por

$$t_{cl} \sim \frac{1}{G\rho} \sim 1.5 \times 10^5 \left(\frac{n_H}{2 \times 10^5 \text{cm}^{-3}} \right) \text{yrs}. \quad (2.6)$$

Ahora, se sabe que al colapsar por la gravedad los núcleos también están rotando en la dirección del momento angular neto de la nube molecular. Por conservación de momento angular a medida que el radio del núcleo disminuye su rotación aumenta, creando considerables fuerzas centrífugas que afectan únicamente la componente radial del sistema, permitiendo que la nube colapse verticalmente y se extienda radialmente en la dirección del plano de rotación para formar un disco. Suponiendo que los núcleos rotan como cuerpos rígidos, se puede calcular la extensión radial del disco si se considera una partícula ubicada a una distancia r_0 del núcleo, con velocidad angular Ω y formando un ángulo $\theta = \pi/2$ con el eje de rotación, tal que su momento angular es

$$L = r_0^2 \Omega \sin \theta = r_0^2 \Omega = R_c v(R_c) \quad (2.7)$$

donde R_c es el radio centrífugo y $v(R_c)$ la velocidad de las partículas en ese radio, que tienen velocidad Kepleriana definida por

$$v(R_c) = \left(\frac{GM}{R_c} \right)^{1/2}, \quad (2.8)$$

donde M es la masa del núcleo. Así que el radio centrífugo ([Hartmann, 2009](#)) es

$$R_c = \frac{r_0^4 \Omega^2}{GM}. \quad (2.9)$$

Como $R_c \sim R_d$, donde R_d es el radio del disco, se pueden evaluar para valores típicos de la extensión del núcleo de la nube molecular, su masa y su velocidad angular tal que se obtiene un aproximado de

$$R_d \sim 100 \text{AU} \left(\frac{r_0}{10^4 \text{AU}} \right)^4 \left(\frac{\Omega}{2 \times 10^{-14} \text{s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1}. \quad (2.10)$$

Sin embargo, este disco no es completamente plano. El polvo de mayor tamaño tiende a asentarse en el plano medio del disco y cerca de la estrella central, mientras no sea agitado por otro mecanismo, ya que es frenado por la velocidad sub-Kepleriana del gas haciendo que pierda momento angular. Pero las observaciones indican que el gas en el disco está curvado hacia arriba. Como la escala de altura en el disco varía tal que

$$\frac{H}{R} \propto c_s R^{1/2}, \quad (2.11)$$

donde H es la escala de altura, c_s la velocidad del sonido y R el radio del disco, cualquier disco con una distribución de temperatura que disminuya menos rápido con el radio que $T \propto R^{-1}$, hace que el disco sea más grueso a medida que el radio incrementa, debido a la dependencia de la velocidad del sonido con la temperatura, $c_s \propto T^{1/2}$. Esto es importante para explicar la forma de las distribuciones espectrales de energía, como se evidenciará más adelante.

Conociendo la forma y las dimensiones aproximadas del disco, se pueden discutir los mecanismos de transporte de materia y su subsecuente evolución. Luego del colapso del núcleo de la nube, sigue una fase más larga denominada “acreción estelar”. A pesar de no conocer con precisión su causa, en el disco está presente el mecanismo fundamental de transporte de momento angular. Como el sistema siempre busca minimizar su energía, puede lograrlo moviendo el material que está más cerca de la estrella hacia adentro y el material más lejano hacia afuera, lo cual también conserva el momento angular orbital del sistema. Si además se asume que el sistema intercambia masa entre sí, se encuentra que la energía se puede minimizar mucho más si una parte de la masa más externa se transfiere a la parte interna del disco. Esto resulta en un sistema que transporta una gran cantidad de masa cerca de la estrella y una pequeña cantidad hacia afuera del disco, conservando el momento angular. En teoría, la masa que se extiende hacia afuera puede extenderse infinitamente, pero la masa que se mueve hacia la estrella debe ser agregada de alguna manera a la estrella; es aquí donde sucede la acreción estelar.

El mecanismo exacto de acreción del disco a la estrella será descrito luego, pero el principio básico reside en que la masa del disco es transportada a la estrella hasta que la masa se agote. Existen otros medios además de la acreción que permiten reducir la masa del disco, como los vientos del disco o la formación de planetas, que condensa el material sólido en cuerpos orbitando alrededor de la estrella. Luego de dispersar la masa restante en el disco, se obtiene un sistema similar al Sistema Solar, con la estrella central rodeada de planetas y cuerpos menores como los asteroides. Con todos los pasos de la formación del disco en mente, se puede observar un diagrama esquemático de este proceso en la [Figura 2.1](#), junto a las escalas de tiempo y tamaño típicos.

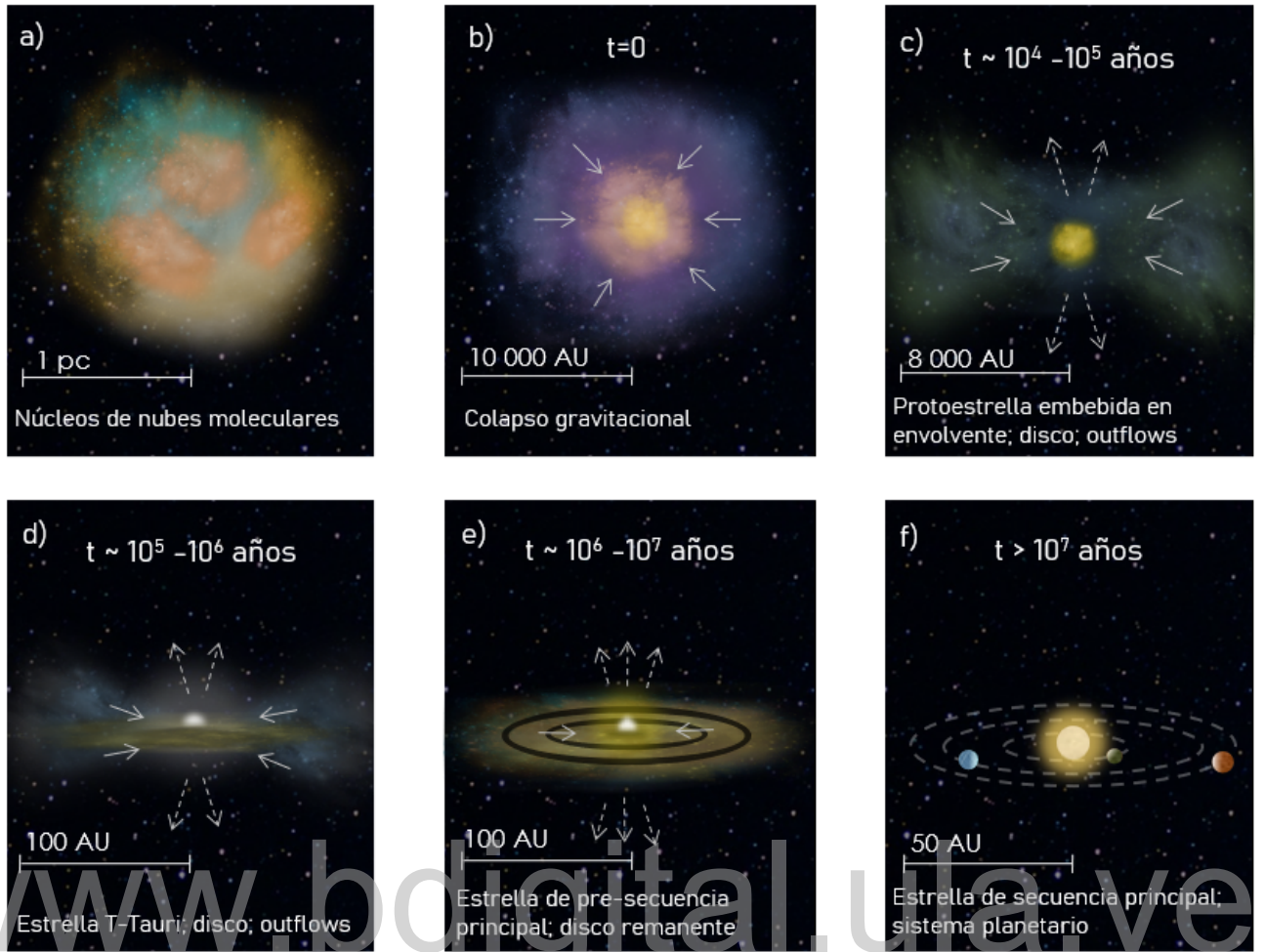


Figura 2.1: Proceso de formación de un sistema planetario.

Afortunadamente, la mayoría de estas etapas de evolución son posibles de analizar a través de observaciones, por lo que se clasifican según la forma y las características de la distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés). La [Figura 2.2](#) muestra las cuatro clases consideradas, definidas por la pendiente de la distribución en longitudes de onda del infrarrojo medio (entre $\sim 2 - 20\mu m$) como

$$\alpha_{IR} = \frac{d \log(\lambda F_{\lambda})}{d \log \lambda} \quad (2.12)$$

Las SEDs que no poseen emisión en el óptico ni en el infrarrojo cercano se consideran Clase 0, correspondiente a los paneles b y c de la [Figura 2.1](#), cuando la nube está empezando a colapsar formando un núcleo más denso que la envoltente a su alrededor y un disco que se comienza a asentar en el plano medio. Cuando este núcleo forma una protoestrella central se considera Clase I, donde la pendiente de la SED es mayor a cero ya que tiene exceso de emisión en el infrarrojo por el remanente de la envoltente de gas y polvo. En este caso la SED es una suma de la emisión de la protoestrella y de la envoltente. La Clase II corresponde al caso donde la envoltente se ha

asentado completamente en el disco, por lo que la SED está compuesta de la estrella con emisión hasta el óptico y el disco que produce exceso de emisión en el infrarrojo. Este exceso genera una pendiente de aproximadamente $-2 < \alpha_{IR} < 0$. Finalmente la SED de la Clase III corresponde mayormente a la fotosfera estelar, con un poco de exceso infrarrojo por el disco que sigue siendo dispersado y una pendiente $\alpha < -2$. En este trabajo se consideran únicamente los objetos de Clase II, correspondientes usualmente a estrellas que están acretando activamente llamadas estrellas T Tauri clásicas (CTTS por sus siglas en inglés).

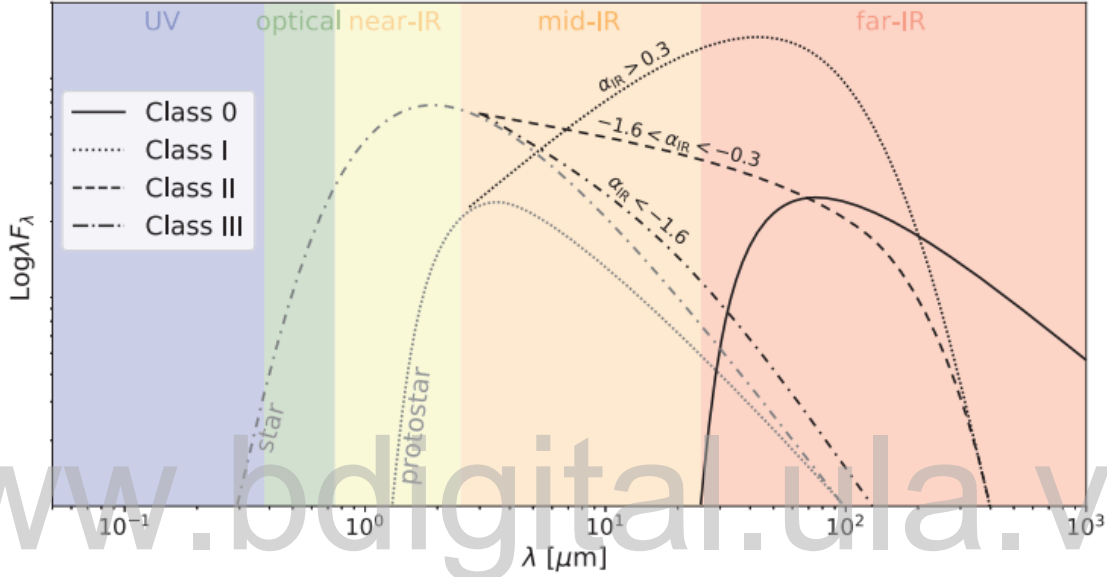


Figura 2.2: Distribuciones espectrales de energía de objetos estelares jóvenes. Figura tomada de [Eriksson \(2022\)](#)

Otras observaciones importantes en los últimos años se han realizado con el telescopio ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array), un instrumento que ha permitido obtener imágenes directas de los discos alrededor de las T Tauri. La [Figura 2.3](#) muestra la emisión del continuo a 1.25mm y líneas de emisión de ^{12}CO para doce discos protoplanetarios, obtenidos en el estudio Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP) ([Andrews et al., 2018](#)). Los discos se encuentran en múltiples regiones de formación estelar, incluyendo siete discos de la región utilizada en este trabajo. Estas observaciones abrieron la puerta a múltiples teorías de formación planetaria debido a las subestructuras observadas en el disco, proponiendo que las zanjas en la emisión son provocados por estos planetas en formación. Ya que los estudios fueron inicialmente realizados para determinar la forma y tamaño de los discos, fueron de gran ayuda para confirmar los estimados teóricos expuestos anteriormente.

Existen muchos otros mecanismos de interés que pueden ayudar a crear una imagen completa de la formación y evolución del disco estelar pero este trabajo se enfocará en la acreción en la zona

magnetosférica que une el disco a la estrella. Debido a que la tasa de acreción está estrechamente relacionada a las propiedades estelares, se describirán primero algunas de las características de las estrellas T Tauri

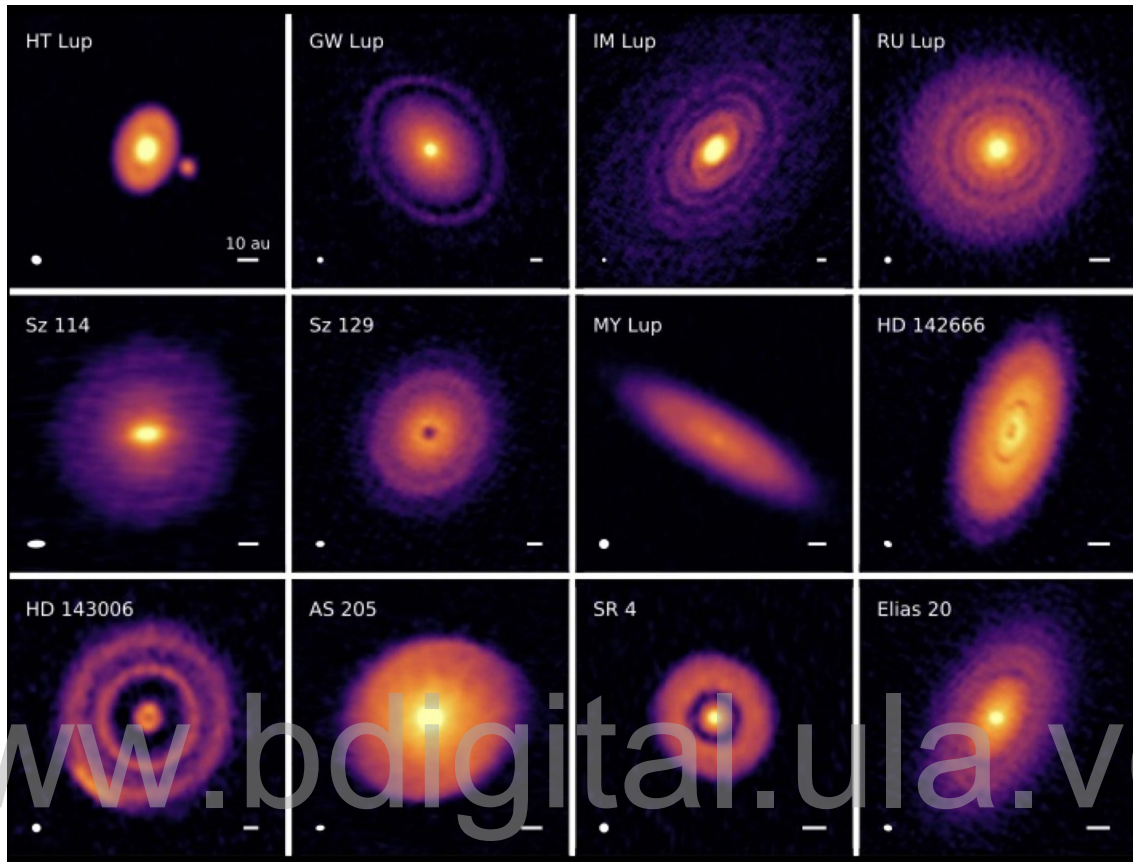


Figura 2.3: Emisión del continuo a 1.25mm y líneas de emisión de ^{12}CO para doce discos protoplanetarios observados con ALMA. Figura tomada de [Andrews et al. \(2018\)](#)

2.2. Estrellas T Tauri

Las estrellas T Tauri clásicas están acretando material del disco, este fenómeno permite que tengan ciertas características que las hace fáciles de identificar ([Strom et al., 1972](#)). La principal y más sencilla de observar es la fuerte emisión de $\text{H}\alpha$ en su espectro estelar. Estas estrellas tienen un rango de parámetros específicos: edades entre 1-10Myr, masas menores a $2M_{\odot}$, y tipos espectrales entre F y M. Son relativamente frías, su fuente de radiación es la energía de la contracción gravitacional ya que la temperatura en el núcleo no es lo suficientemente alta como para que ocurran las reacciones nucleares que convierten hidrógeno en helio. También tienen una clasificación, usualmente implementada para diferenciar las estrellas que están acretando material activamente de las que no están acretando, llamadas T Tauri Clásicas (CTTS) y T Tauri Débiles (WTTS)

respectivamente. Actualmente para diferenciarlas se utiliza el ancho al 10% del pico de emisión de $H\alpha$, si el ancho de la línea en la escala de velocidad es mayor a 270 km/s se considera que la estrella es CTTS, si el ancho es menor se clasifica como WTTS. Tradicionalmente se usaba el ancho equivalente $H\alpha$. En general, la diferencia en estas estrellas reside en la etapa evolutiva, las CTTS están en su etapa de mayor acreción mientras que las WTTS han perdido una gran parte de su disco por lo que no están acretando o tienen tasas de acreción muy bajas. Por esto, se suele considerar que las CTTS son objetos de Clase II y las WTTS son objetos de Clase III.

2.3. Acreción magnetosférica

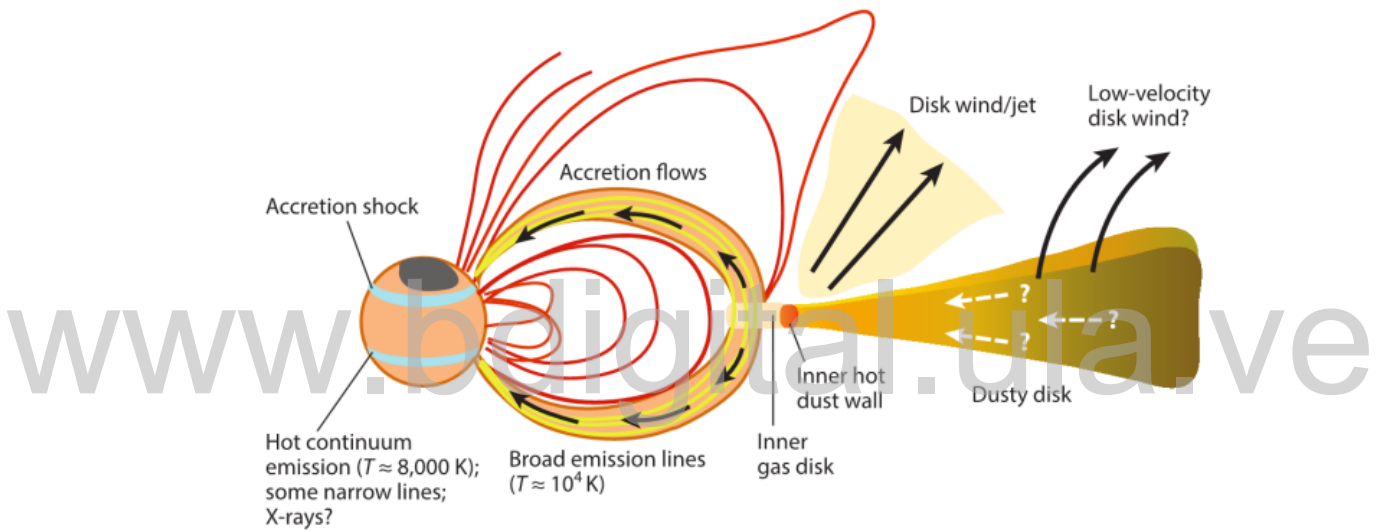


Figura 2.4: Esquema de acreción a través de las columnas magnetosféricas. Figura tomada de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

Como mencionamos en las secciones anteriores, las estrellas T Tauri clásicas muestran evidencia de la presencia de un disco circumestelar de gas y polvo del cual acretan material para aumentar su masa. Pero las observaciones también indican que estas estrellas poseen un campo magnético fuerte en su superficie; por lo tanto, se puede proponer un modelo que explique una acreción controlada por el campo magnético. Este modelo propone que el material presente en el disco es canalizado desde la parte interna del disco hacia la estrella siguiendo las líneas de campo magnético y creando columnas de acreción, como se muestra en la [Figura 2.4](#). Primero analizaremos los mecanismos físicos presentes en dicho sistema para luego entender los efectos que producen en el espectro de emisión de la estrella.

Las columnas de acreción parten desde el radio de truncamiento creado en el disco por la pre-

sencia del campo magnético a unos cuantos radios estelares. El radio de truncamiento se encuentra en esta ubicación debido a dos razones principales, la gran escala del campo magnético (10^2 - 10^3 G), y las tasas de acreción típicas ($\sim 10^{-7} - 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) que son clave en definir la extensión de la magnetosfera, como mostraremos más adelante. Sin embargo, en la parte interna del disco (dentro de $\sim 0.1 \text{ AU}$) la estrella irradia directamente el material, por lo que este se calienta y provoca la sublimación del polvo. Así, el único material que se acreta hacia la estrella es el gas presente en la parte más interna del disco dentro de la "pared de polvo", el cual se transporta en caída libre y al llegar a la estrella produce un choque de acreción, usualmente cerca de sus polos magnéticos.

A pesar de que el mecanismo de interacción entre la magnetosfera y el disco aun no está completamente entendido, podemos hacer una aproximación analítica si consideramos la acreción esférica. En el sistema se generan presiones tanto por la acreción ($P_{acc} = \frac{1}{2} \rho v^2$) como por el campo magnético ($P_B = B^2/8\pi$), si estas presiones se balancean obtenemos

$$B^2 = 4\pi\rho v^2 = \dot{M} \frac{v}{r^2} \quad (2.13)$$

donde B es la magnitud del campo magnético, ρ la densidad del gas, v la velocidad de caída, $\dot{M}$ la tasa de acreción de masa y r la coordenada radial. Así, el gas será desacelerado por la fuerza magnética; para conseguir el radio donde el campo magnético es lo suficientemente fuerte como para detener la caída del gas, asumimos que la estrella tiene campo magnético dipolar ($B \propto r^{-3}$) y que el gas está cayendo a la velocidad máxima de caída libre desde el infinito. Con estas suposiciones podemos conseguir que el radio magnetosférico en el disco es

$$\frac{r_M}{R_*} = \frac{B_*^{4/7} R_*^{5/7}}{\dot{M}^{2/7} (2GM_*)^{1/7}} = \frac{7.2 B_3^{4/7} R_2^{5/7}}{\dot{M}_{-8}^{2/7} M_{0.5}^{1/7}} \quad (2.14)$$

donde R_* es el radio estelar, G es la constante de gravitación universal, M_* la masa central, B_* el campo magnético superficial de la estrella, B_3 es el mismo parámetro pero en kG, $\dot{M}_{-8}$ es la tasa de acreción en función a $10^{-8} M_{\odot} / \text{yr}$, $M_{0.5}$ la masa central en unidades de $0.5 M_{\odot}$ y R_2 el radio estelar en unidades de $2 R_{\odot}$ (Hartmann et al., 2016). Con estos valores y asumiendo un campo magnético $B = 1 \text{ kG}$ obtenemos un radio magnetosférico de $r_M \approx 7 R_*$. El radio de truncamiento real en el disco es menor a este valor ya que las presiones de acreción del disco generalmente son mayores a la presión de caída libre considerada anteriormente, por lo que el radio de truncamiento es aproximadamente $r_T = 4 - 6 R_*$, dependiendo de la interacción disco-magnetosfera.

Ahora, desde este radio de truncamiento en el disco empieza a acretar el gas hacia la estrella.

El material debe perder momento angular para poder ser acretado en la estrella, lo cual se puede

lograr a través del campo magnético si consideramos la ubicación de las líneas de campo respecto al radio de co-rotación. Este radio se define como la ubicación donde la velocidad angular Kepleriana de rotación del disco es igual a la velocidad angular rotacional de la estrella. Si las líneas de campo magnético conectan con el disco fuera del radio de co-rotación se transferirá momento angular de la estrella al disco, moviendo el material hacia afuera. Si en cambio el radio de truncamiento está dentro del radio de co-rotación el transporte de momento angular será del disco a la estrella, permitiéndole al gas ser acretado en la estrella. No obstante, esto introduce una discrepancia con las observaciones ya que la transferencia de momento angular aceleraría la rotación de la estrella pero las CTTS presentan $R_{co} > R_*$, indicando que rotan lentamente. Por esto, se propone que deben existir mecanismos que detengan el aceleramiento de la estrella.

En general, los mecanismos de transporte de momento angular en los discos protoplanetarios no son comprendidos en su totalidad; la inestabilidad magnetorrotacional y la gravitacional son algunos de los mecanismos que están siendo estudiados actualmente para explicar este fenómeno. Una posible explicación para las bajas velocidades rotacionales de las CTTS es que algunas líneas de campo se conectan al disco por fuera del radio de co-rotación, transportando momento angular hacia afuera y efectivamente frenando la estrella. Otro mecanismo probable son los vientos o jets en el disco, que también empujan material y momento angular fuera del disco. Sin embargo, independientemente del mecanismo de transporte de momento angular presente en el disco, la evidencia observacional favorece la acreción a través de columnas magnetosféricas.

El material es transportado siguiendo las líneas de campo magnético hasta la estrella, llegando a la superficie con velocidades supersónicas y generando un choque de acreción, donde la energía cinética es disipada por completo. La [Figura 2.5](#) muestra un esquema del área donde se produce el choque.

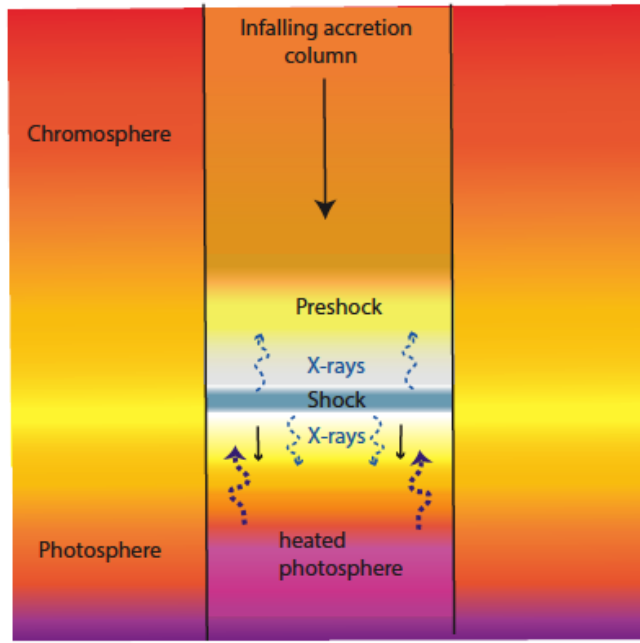


Figura 2.5: Esquema del choque de acreción. Figura tomada de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

La estructura del choque de acreción se puede asumir como una columna vertical delimitada por el campo magnético, con secciones plano-paralelas. La región de emisión es dividida en tres regiones, el pre-choque, el post-choque o región de enfriamiento, y la fotosfera estelar que es calentada por el choque. Aproximadamente la mitad de la energía del choque es emitida hacia abajo en la región de la fotosfera y el resto se emite hacia arriba en la región del pre-choque. Tanto la fotosfera y post-choque como la región del pre-choque reprocesan la energía del choque. Ya que no hay absorción en la zona de enfriamiento, la energía total que emite la columna está compuesta de $\sim \frac{1}{4}$ de la energía del pre-choque más $\sim \frac{3}{4}$ de la energía de la fotosfera calentada más post-choque. El choque, con una temperatura

$$T_s = 8.8 \times 10^5 M_{0.5} R_2^{-1} [K] \quad (2.15)$$

emite rayos X suaves. El espesor de la zona de choque es mucho más pequeña que el radio estelar, por lo que se justifica la suposición plano-paralela.

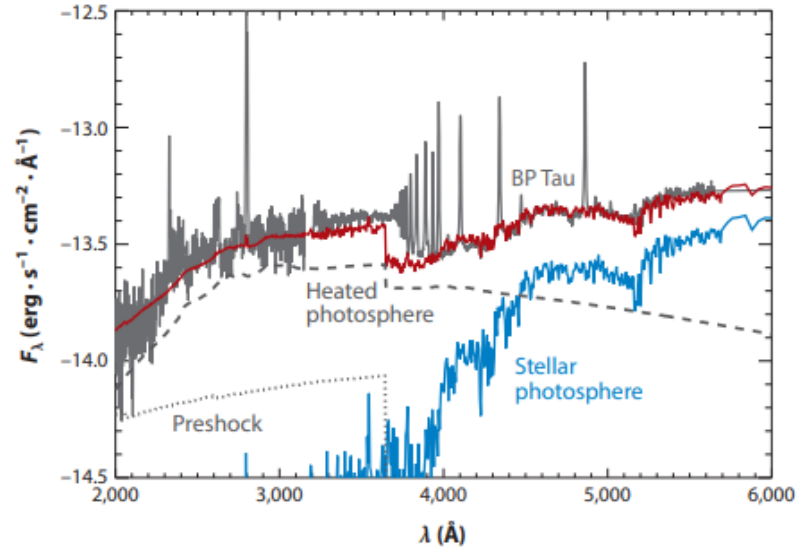


Figura 2.6: Espectro de emisión de una CTTS con las contribuciones de la fotosfera y del choque de acreción. Figura tomada de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

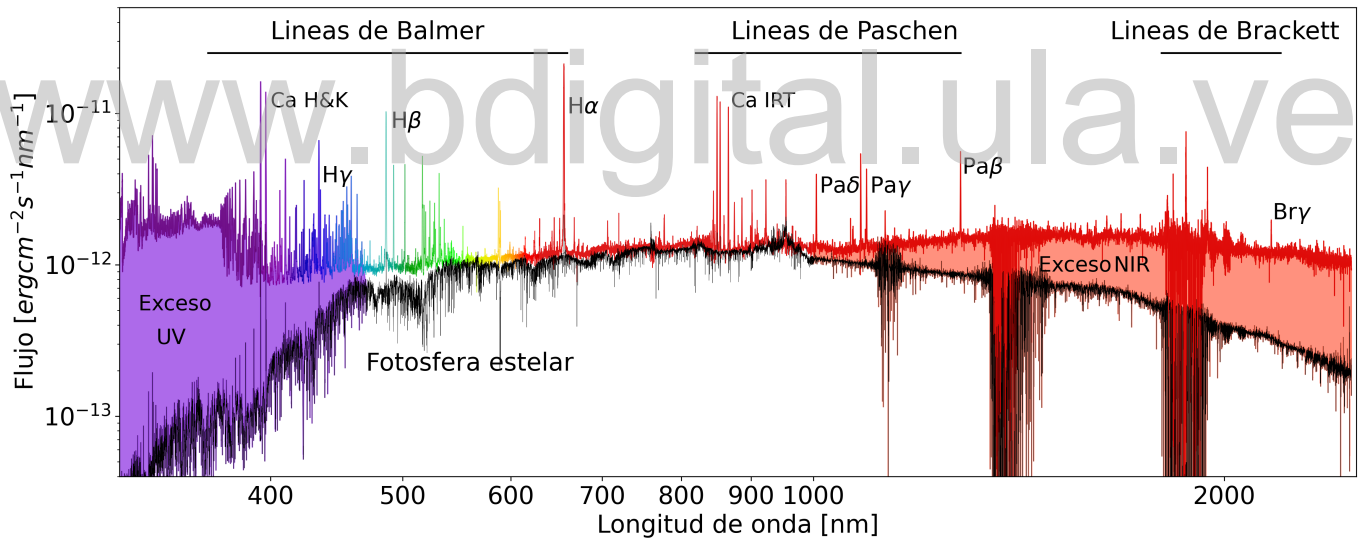


Figura 2.7: Espectro de emisión de una CTTS, comparado al espectro de emisión de una WTTS, aproximado a la fotosfera estelar.

Todos los mecanismos descritos anteriormente dejan una huella particular en diferentes partes del espectro de una estrella. En la [Figura 2.6](#) y la [Figura 2.7](#) podemos observar la presencia de algunos de estos efectos. La región ultravioleta, de menores longitudes de onda, tiene contribuciones de la fotosfera calentada y de la región del pre-choque. Debido a que la fotosfera en el choque tiene mayor temperatura que la fotosfera estelar “normal” (6000-8000K comparado a 3500-4500K), esta tiene su mayor contribución en longitudes de onda cortas. La región del pre-choque presenta tempe-

raturas incluso mayores (9000-20000K) debido a excitaciones por colisiones, por lo que contribuye en la región del salto de Balmer y del lejano ultravioleta. Al otro lado del espectro conseguimos un exceso en el infrarrojo cercano proveniente de la pared de polvo, ya que re-procesa la energía de radiación de la estrella y la emite a mayores longitudes de onda. Cuando detallamos las líneas de emisión, por ejemplo, $H\alpha$ en la [Figura 2.8](#), podemos ver que son líneas anchas ($v > 100\text{km s}^{-1}$) consistente con lo esperado de la emisión en las columnas magnetosféricas, como se verá en el [Capítulo 3](#)

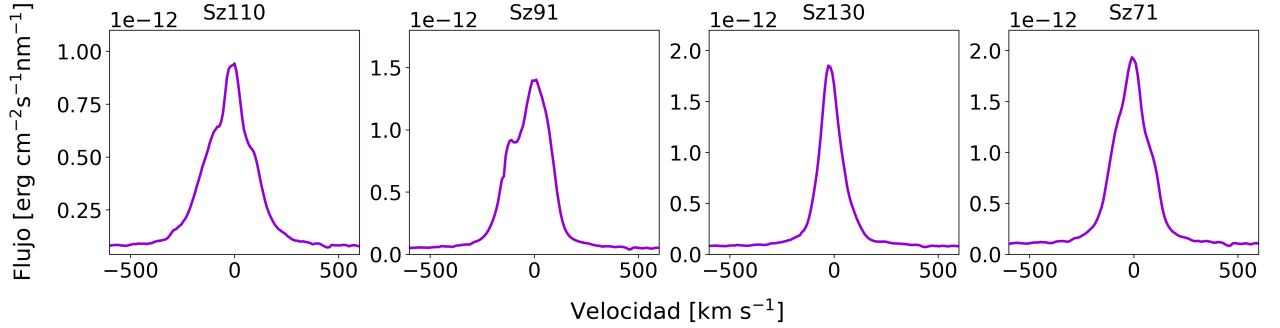


Figura 2.8: Líneas de emisión de $H\alpha$ en escala de velocidad para cuatro estrellas de la muestra estudiada. Las observaciones son descritas en el [Capítulo 4](#).

La concordancia entre las observaciones y el modelo teórico nos indica que la acreción magnetosférica es indudablemente una de las teorías más fuertes que se han presentado para explicar la acreción estelar. Sin embargo, esta presenta algunos desafíos. Como podemos ver en la [Figura 2.9](#) la morfología real del campo magnético no suele ser perfectamente dipolar ni simétrica y tampoco coincide exactamente con el eje de rotación estelar. Esto es un indicador de que la densidad y la temperatura de las columnas de acreción puede variar de forma azimutal en la magnetosfera. Sin embargo, a pesar de las complicaciones físicas que se puedan presentar, el modelo idealizado sigue teniendo similitudes con las observaciones, por lo que estudiaremos aquí su validez.

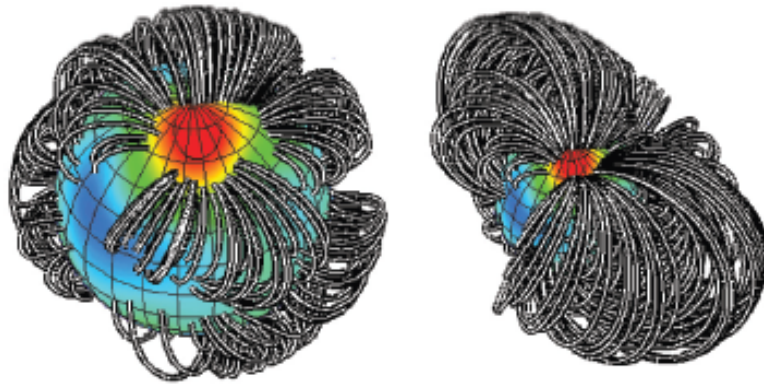


Figura 2.9: Morfología del campo magnético de V2119 Oph. Figura tomada de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

www.bdigital.ula.ve

Capítulo 3

Modelos

Todos los componentes físicos de la acreción magnetosférica fueron aplicados en el modelo de [Hartmann et al. \(1994\)](#), que luego fue modificado en [Muzerolle et al. \(2001\)](#), el cual utilizaremos para realizar nuestro análisis. El modelo considera una magnetosfera axisimétrica y con geometría dipolar, donde se toman el radio interno (R_{in}) y el radio externo (R_{out}) de esta como dos de los parámetros libres del sistema, que luego definirán el ancho y el alcance de la magnetosfera en el análisis estadístico; un esquema de estas columnas de acreción se presenta en la [Figura 3.1](#) con sus correspondientes parámetros para la geometría. Los otros parámetros utilizados en el modelo corresponden a la tasa de acreción $\dot{M}$, que define la densidad de las columnas de acreción y por lo tanto la cantidad de material que está siendo agregado a la estrella, T_{max} , que describe el valor máximo de la distribución de temperatura en las columnas de acreción, y la inclinación del disco i , correspondiente al ángulo entre la línea de visión y al eje de rotación estelar.

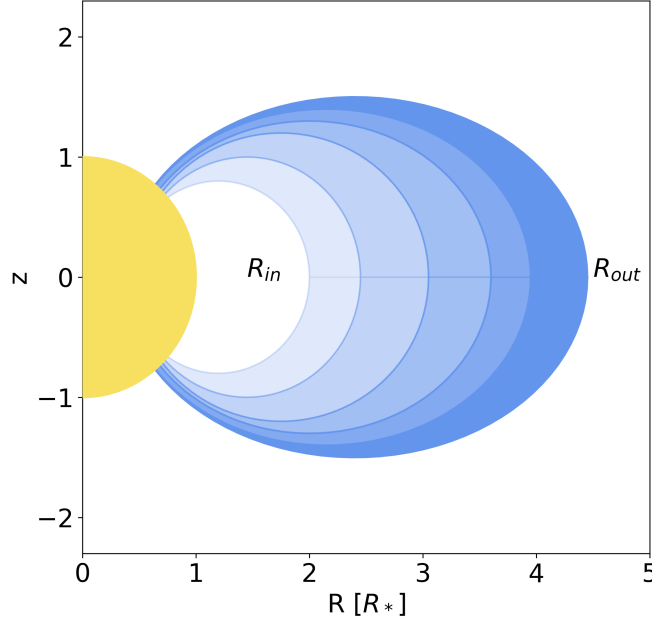


Figura 3.1: Geometría de la magnetosfera asumida en el modelo. Los parámetros R_{in} y R_{out} indican el radio interno y externo de la magnetosfera, respectivamente.

3.1. Cálculo de los modelos

El primer paso en el modelo es calcular las distribuciones de velocidad, densidad y temperatura. La distribución de velocidad se calcula conociendo la geometría del sistema y asumiendo que el material se acrece a la estrella en caída libre siguiendo las líneas de campo magnético, ignorando los efectos de rotación debido a la lenta velocidad de rotación de las estrellas T Tauri, y que la presión del gas ($P_{gas} = \rho c_s^2$) es pequeña comparada a la presión dinámica ($P_{din} = \rho v_{ff}^2$). Asumiendo un eje de coordenadas donde z es el eje de simetría polar, r la distancia desde el centro de la estrella y θ el ángulo que r forma con z , se obtiene que el campo de velocidad es

$$v_p = \left[\frac{2GM}{R_*} \left(\frac{R_*}{r} - \frac{R_*}{R_{out}} \right) \right]^{1/2}, \quad (3.1)$$

donde R_{out} el radio de donde parte el material. La densidad $\rho(z, r)$ se puede calcular utilizando la velocidad e incluyendo otro parámetro libre que sera la tasa de acreción a la estrella ($\dot{M}$), el cual describe la cantidad de material que es depositado en la estrella por unidad de tiempo. Para el caso de la densidad del gas se puede tomar el resultado de un flujo estable y axisimétrico que se obtiene al considerar la condición ideal de magnetohidrodinámica, donde el gas esta acoplado fuertemente a las líneas de campo magnético. Relacionando la densidad con el flujo total depositado en la

estrella se obtiene que esta será

$$\rho = \frac{\dot{M}R_*}{4\pi(R_*/R_{in} - R_*/R_{out})} \frac{r^{-5/2}}{(2GM)^{1/2}} \left(\frac{4-3y}{1-y} \right)^{1/2}. \quad (3.2)$$

donde $y = \sin^2 \theta$ (Hartmann et al., 1994). Finalmente, se asume una tasa de calentamiento proporcional a r^{-3} , la cual se balancea con las tasas de enfriamiento usadas en (Hartmann & MacGregor, 1982). Con esto, la distribución de la temperatura es determinada de forma semi-empírica, la forma es determinada por la distribución de la temperatura mientras que el máximo es determinado según la tasa de calentamiento. Las distribuciones de velocidad, densidad, y temperatura que caracterizan la radiación del choque de acreción en la superficie estelar para parámetros típicos se pueden observar en la Figura 3.2.

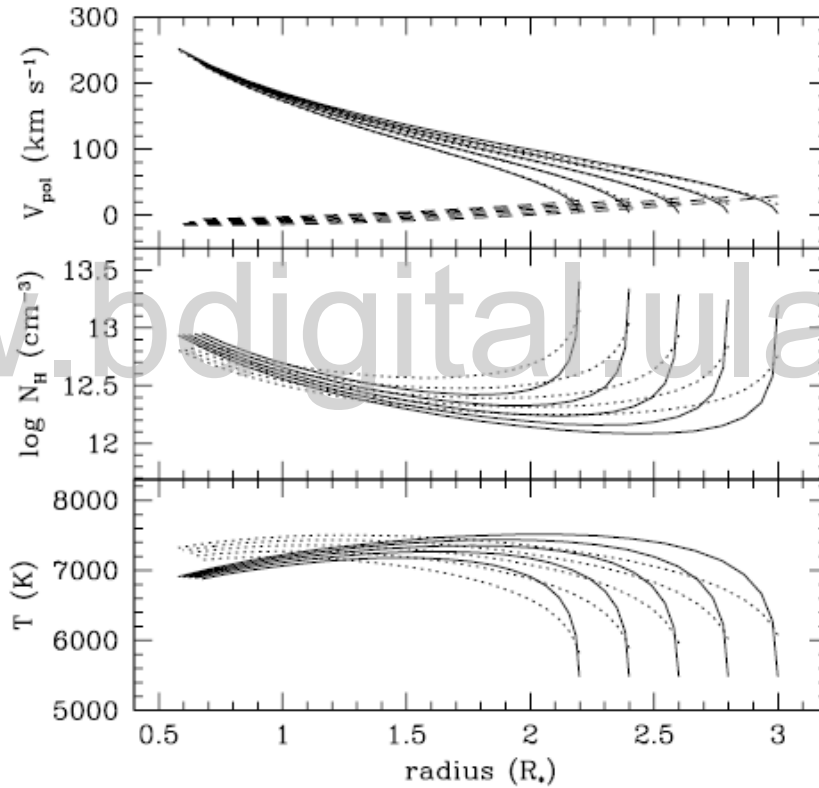


Figura 3.2: Distribuciones de velocidad, densidad y temperatura. Figura tomada de Muzerolle et al. (1998)

Ahora, para describir cómo se transporta la energía en la magnetosfera en forma de radiación electromagnética se debe resolver la ecuación de transporte radiativo. Existen múltiples formas de resolver la ecuación, en este caso se utilizará la aproximación de Sobolev (Rybicki & Hummer, 1978). Esta puede ser usada cuando el sistema presenta un conjunto específico de condiciones, como un gradiente de altas velocidades. En las observaciones de las estrellas T Tauri se observan anchos en las líneas de emisión que corresponden a los cientos de km/s; además, como se muestra

en la [Figura 3.2](#), las velocidades de caída son alrededor de 200 – 300km/s; esto permite utilizar el método de Sobolev para obtener las función fuente de cada línea.

En esencia, la aproximación indica que para altos gradientes de velocidad la solución del transporte radiativo es dominado por interacciones atómicas locales. Los átomos que emiten energía por una transición electrónica específica solo interactúan con átomos que tienen velocidades similares a lo largo de la línea de visión, pero en el caso de altas velocidades esta área de interacción ocupa un volumen y rango de velocidades limitado debido que la velocidad de regiones adyacentes al punto cambia más que un ancho de Doppler, por lo que el fotón emitido en un punto rápidamente escapa. La aproximación asume que estas superficies son lo suficientemente delgadas como para que las propiedades físicas del medio sean constantes en las capas resonantes. Así, se puede considerar únicamente la radiación local en un punto y su interacción con las superficies resonantes con la misma velocidad.

Para hacer uso de la aproximación, primero se obtiene la intensidad media para varias transiciones en el átomo, con lo que se obtienen las tasas radiativas de las transiciones. Estas se utilizan en las ecuaciones de equilibrio estadístico para calcular las poblaciones de todos los niveles, y seguidamente calcular la función fuente de la transición a estudiar. Así, se puede describir la radiación en un punto específico r en la atmósfera estelar a través de la intensidad media integrada de la línea como

$$\bar{J} = [1 - \beta(r)]S(r) + \beta_c(r)I_c + F(r), \quad (3.3)$$

donde β es la probabilidad de escape local y del continuo, I_c la intensidad proveniente de emisión de la fotosfera y el choque del continuo, $F(r)$ es el término no-local que describe interacciones con otras superficies del medio que tienen la misma velocidad y $S(r)$ es la función fuente definida por

$$S_{ul} = \frac{2h\nu_{ul}^3}{c^2} \left[\left(\frac{N_l g_u}{N_u g_l} \right) - 1 \right]^{-1}, \quad (3.4)$$

para una transición de línea particular, donde h es la constante de Planck, ν_{ul} la frecuencia de emisión de la transferencia electrónica, es decir de la línea espectral bajo estudio, c la velocidad de la luz, y N_l , N_u , g_l y g_u son las poblaciones y pesos estadísticos del nivel superior e inferior de la transición. Combinando las dos ecuaciones previas se puede resolver la función fuente de la línea si se conoce la población del nivel inferior. El proceso se hace de forma iterativa, pero ya que el término $F(r)$ depende de $S(r)$ primero se asume $F = 0$ y se calcula la función fuente, la cual se utiliza en $F(r)$ en la siguiente iteración, hasta que las soluciones converjan. En este estudio se utiliza un átomo de hidrógeno de 20 niveles.

Para poder explicar los anchos observados en las líneas de emisión de las CTTS se debe incluir otros efectos además de las velocidades de caída, ya que los anchos son más grandes que estas. Así que para el cálculo de los flujos se utiliza además la aproximación de rayo a rayo, donde se calculan las intensidades específicas de una red de rayos paralela a la línea de visión, en la cual unos rayos intersectan a la estrella y otros no. La intensidad de estos rayos, si se encuentran paralelos al eje z , esta dada por

$$I_v = I_0 e^{-\tau_{tot}} + \int_{-\infty}^{z_0} [\eta_c(z) + \eta_l(z)] e^{-\tau(z)} dz, \quad (3.5)$$

donde I_0 es la radiación incidente de la estrella, η_c y η_l son las emisividades del continuo y de la línea a una frecuencia específica, y la integración va desde $-\infty$, que es la posición del observador a z_0 , que es la superficie de la estrella si el rayo intersecta la estrella, o infinito, si no la intersecta. El espesor óptico $\tau(z)$ esta dado por

$$\tau(z) = - \int_{-\infty}^z [\chi_c(z) + \chi_l(z)] dz, \quad (3.6)$$

donde χ_c y χ_l son las opacidades del continuo y de la línea, respectivamente, tal que τ_{tot} ocurre a $z = z_0$. Finalmente los flujos se obtienen al integrar las intensidades de cada rayo sobre la superficie definida por el plano coordenado del disco. Para poder integrar las funciones se debe conseguir también los valores de la opacidad y la emisividad, en este caso se sigue el enfoque de (Mihalas, 1978) y se define la opacidad de la línea como

$$\chi_l = \frac{\pi e^2}{m_e c} f N_l \left(1 - \frac{g_l N_u}{g_u N_l} \right) \frac{H(a, y)}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D}, \quad (3.7)$$

donde m_e es la masa del electrón, f la fuerza del oscilador armónico amortiguado, $\Delta \nu_D$ es el ancho Doppler de la línea y $H(a, y)$ es la función de Voigt definida como

$$H(a, y) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(v - y)^2 + a^2}, \quad (3.8)$$

donde $a = \Gamma/4\pi\Delta\nu_D$, $v = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ y $y = \Delta\nu/\Delta\nu_D$, considerando que la constante de amortiguamiento es

$$\Gamma = C_{rad} + C_{vdW} \left(\frac{N_{HI}}{10^{16} cm^{-3}} \right) \left(\frac{T}{5000 K} \right)^{0.3} + C_{Stark} \left(\frac{N_e}{10^{12} cm^{-3}} \right)^{2/3}. \quad (3.9)$$

Aquí C_{rad} , C_{vdW} y C_{Stark} son los anchos medios por radiación, efecto van der Waals y Stark, respectivamente, medidos en angstroms.

3.2. Parámetros de los modelos

Como se indicó anteriormente, este modelo posee cinco parámetros. La tasa de acreción en la estrella ($\dot{M}$), el ancho ($\Delta R = R_{out} - R_{in}$) y radio interno (R_{in}) de los flujos magnetosféricos (Figura 3.1), el valor máximo de la distribución de la temperatura (T_{max}), y finalmente la inclinación del disco respecto a la línea de visión (i).

La base de datos de los modelos fueron calculados y suministrados por el Dr. Thanawuth Thanathibodee, siguiendo la prescripción de Muzerolle et al. (2001). El rango de parámetros es escogido de modo que abarque el rango de las observaciones descritas en el Capítulo 4; para esto se consideran cinco estrellas, cuyos parámetros estelares se muestran en la Tabla 3.1 y su ubicación en el diagrama HR se ilustra en la Figura 3.3 sobre la isocrona de 3 Myr, consistente con la edad de la región de Lupus, donde se utilizaron los caminos evolutivos y las isocronas de PARSEC (Bressan et al., 2012)

Tabla 3.1: Parámetros estelares de las estrellas modelo

SpT	Teff	L	R	M
	[K]	[$L_{\odot}$]	[$R_{\odot}$]	[$M_{\odot}$]
K5	4350	0.745	1.519	0.872
K7	4060	0.515	1.451	0.726
M1	3705	0.345	1.426	0.614
M3	3415	0.215	1.327	0.465
M5	3125	0.117	1.171	0.306

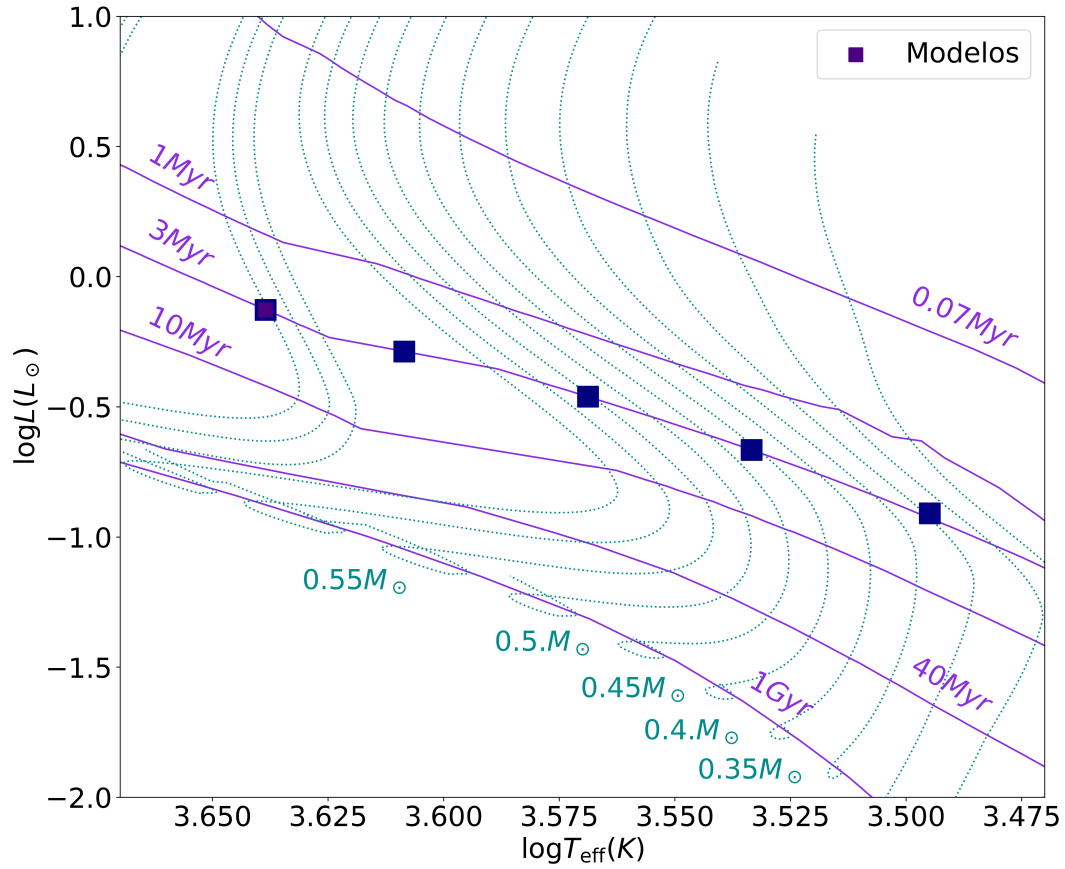


Figura 3.3: Diagrama HR de las cinco estrellas utilizadas para los modelos magnetosféricos. Los caminos evolutivos (líneas verdes) e isocronas (líneas moradas) fueron obtenidos de PARSEC (Bressan et al., 2012).

Basado en esto se escogió una red de perfiles de línea de emisión para las transiciones electrónicas en un átomo de hidrógeno. Se utilizaron tres líneas en la serie de Balmer ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$) y tres en la serie de Paschen ($Pa\beta$, $Pa\gamma$, $Pa\delta$), la longitud de onda de cada línea se muestra en la Tabla 3.2.

Tabla 3.2: líneas de emisión de hidrógeno utilizadas

línea	Transición	λ [nm]	Brazo X-shooter
$H\alpha$	2-3	656,279	VIS
$H\beta$	2-4	486,135	UVB
$H\gamma$	2-5	434,047	UVB
$Pa\beta$	3-5	1281,807	NIR
$Pa\gamma$	3-6	1093,809	NIR
$Pa\delta$	3-7	1004,937	VIS

Para cada línea se calculó el perfil variando las combinaciones de parámetros¹; se consideraron

¹Los perfiles de emisión fueron calculados por el Dr. Thanawuth Thanatibodee (Boston University)

36 geometrías diferentes con radios internos desde $R_{in} = 2R_*$ hasta $R_{in} = 6R_*$ y anchos de $\Delta R = 0.5R_*, 1R_*, 1.5R_*$ y $2R_*$. También se consideraron cinco inclinaciones con valores $i = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ y 75° . Además, se usaron 13 tasas de acreción con valores entre $\log \dot{M}(M_\odot/\text{yr}) = -7$ hasta $\log \dot{M}(M_\odot/\text{yr}) = -10$ con una separación de $\log \dot{M}(M_\odot/\text{yr}) = 0.25$, y temperatura máxima con valores entre $T_{max} = 6500K$ y $T_{max} = 14000K$.

Sin embargo, no todas las combinaciones de parámetros son viables. Muzerolle et al. (2001) describieron un rango óptimo para las temperaturas del gas en función de la tasa de acreción, basándose en restricciones por la forma del perfil, la emisión del continuo y las razones de líneas infrarrojas. Las zonas de parámetros óptimos se muestran en la Figura 3.4

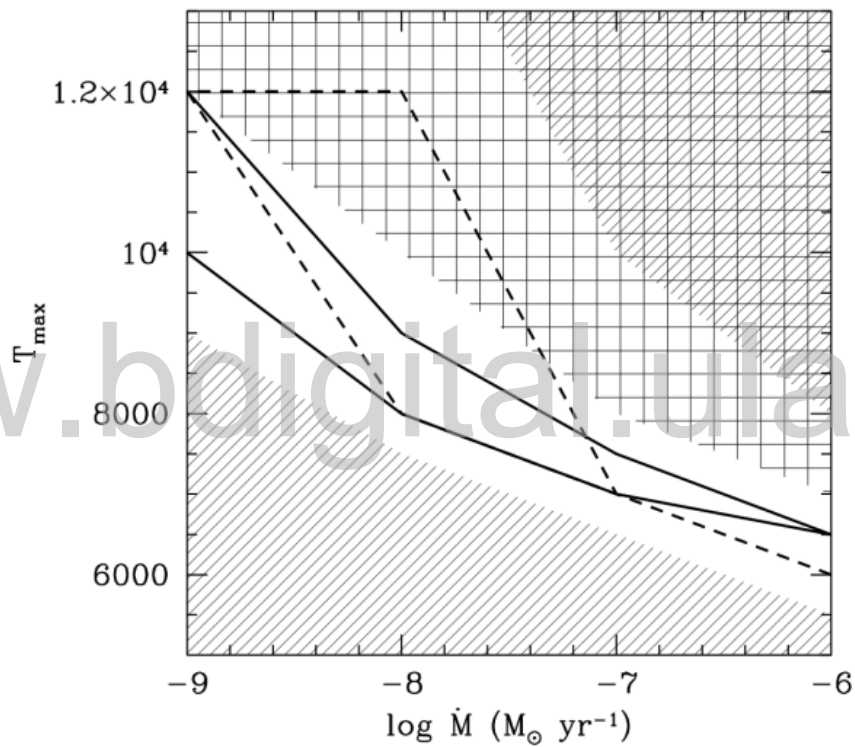


Figura 3.4: Rangos óptimos y excluidos de temperatura en función de la tasa de acreción. Figura tomada de Muzerolle et al. (2001).

En la Figura 3.4 las regiones sombreadas con cuadros representan el rango de temperaturas que son inviables debido a las diferencias respecto a los perfiles de emisión del hidrógeno. Las regiones sombreadas con líneas diagonales muestran los rangos descartados porque la magnetosfera produce un exceso de emisión en el continuo. Las líneas sólidas y punteadas muestran los modelos que reproducen las razones $\text{Pa}\beta/\text{Br}\gamma$ de las observaciones y los modelos que no muestran emisión de líneas de Na D.

Considerando esto, se generan combinaciones de parámetros que abarquen únicamente la zona

no sombreada del gráfico, obteniendo las combinaciones que se muestran en la [Figura 3.5](#). Estas combinaciones nos permiten obtener un total de 734400 perfiles que luego serán reducidos en el [Capítulo 5](#) dependiendo del tipo espectral para ser consistentes con las observaciones. En la siguiente sección se mostrarán algunos de los perfiles que se obtienen de los modelos.

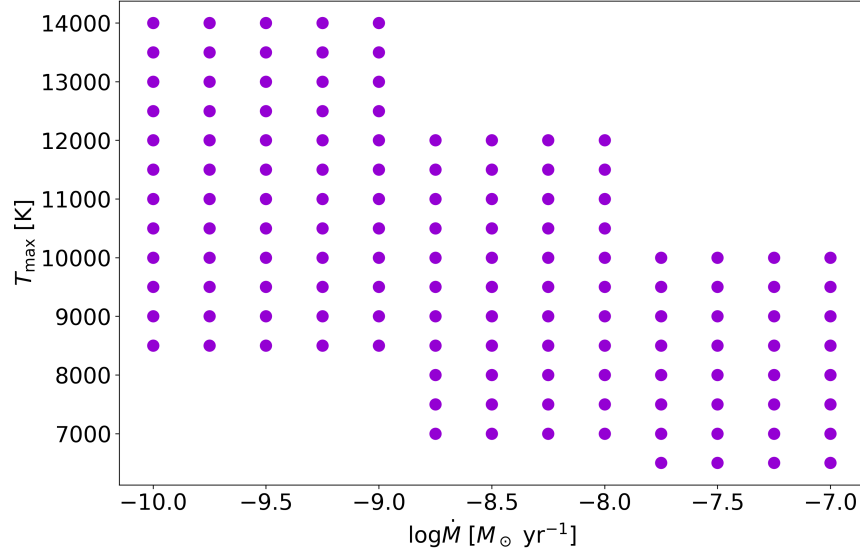


Figura 3.5: Distribucion de combinaciones de temperatura máxima y tasa de acreción utilizadas en los modelos.

3.3. Variación de parámetros y efecto en los perfiles

Cada combinación de parámetros genera un perfil de línea diferente. El análisis fundamental de los flujos integrados se realizará más adelante, ya que estos serán los necesarios para comparar con las observaciones. Sin embargo, aquí exploraremos brevemente las variaciones que se generan en el perfil al cambiar un parámetro mientras se dejan los otros fijos.

Primero, estudiemos el efecto del incremento de la tasa de acreción y T_{max} fijándonos en la [Figura 3.6](#). Aquí se muestran los perfiles normalizados para la línea $H\alpha$, con una inclinación fija de $i = 45^\circ$ y una geometría definida por $R_{in} = 5R_*$ y $\Delta R = 0.5R_*$. Cada panel muestra una temperatura diferente y cada línea en el panel muestra una tasa de acreción especificada en la leyenda. Podemos observar que a medida que aumenta la temperatura y la tasa de acreción, el flujo del perfil también aumenta. Esto se debe a que estos parámetros poseen mayores espesores ópticos y funciones fuente, haciendo que la emisión también sea mayor. En el primer panel se puede observar que los modelos con menor temperatura y menor tasa de acreción muestran una fuerte absorción corrida al rojo. Esto se debe a que el término de absorción de la radiación estelar - el primero del término de la derecha en la [Ecuación 3.5](#) - es más importante que la emisión local,

dada por el segundo término de la derecha de la ecuación, pues la emisividad η es baja. Pero a medida que ambos parámetros aumentan desaparece la componente de absorción y el ancho de las líneas también aumenta, ya que la emisión local en la [Ecuación 3.5](#) domina. En general, al haber más material siendo acretado habrá mas flujo, como podemos ver en el siguiente caso.

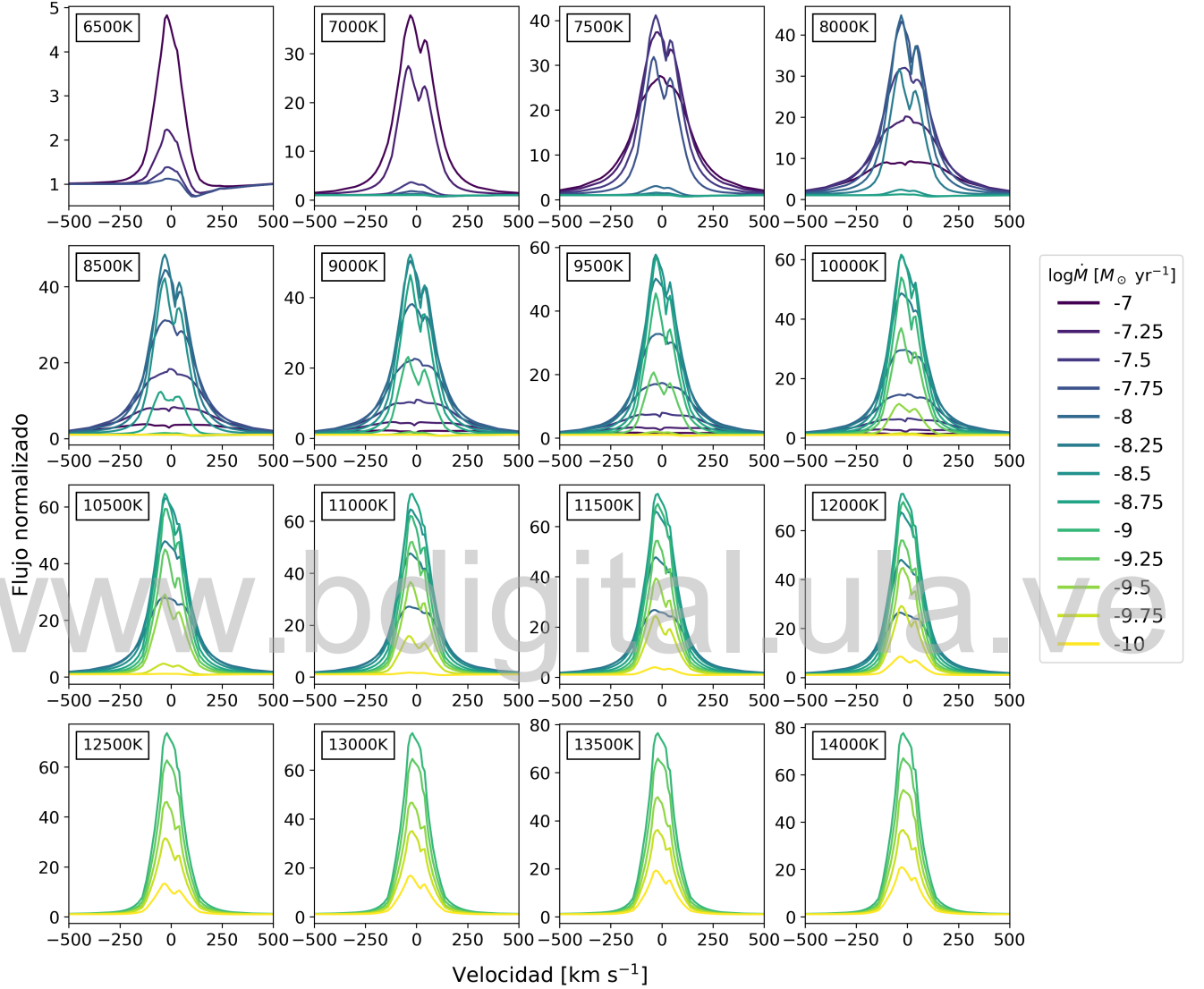


Figura 3.6: Perfiles de emisión de $H\alpha$, generados con los modelos magnetosféricos. Se varía la tasa de acreción y la temperatura máxima. Cada panel corresponde a una temperatura y las líneas corresponden a las tasas de acreción según la leyenda. La geometría esta fija con $R_{\text{in}} = 5R_*$ y $R_{\text{out}} = 5.5R_*$, y una inclinación de $i = 45^\circ$.

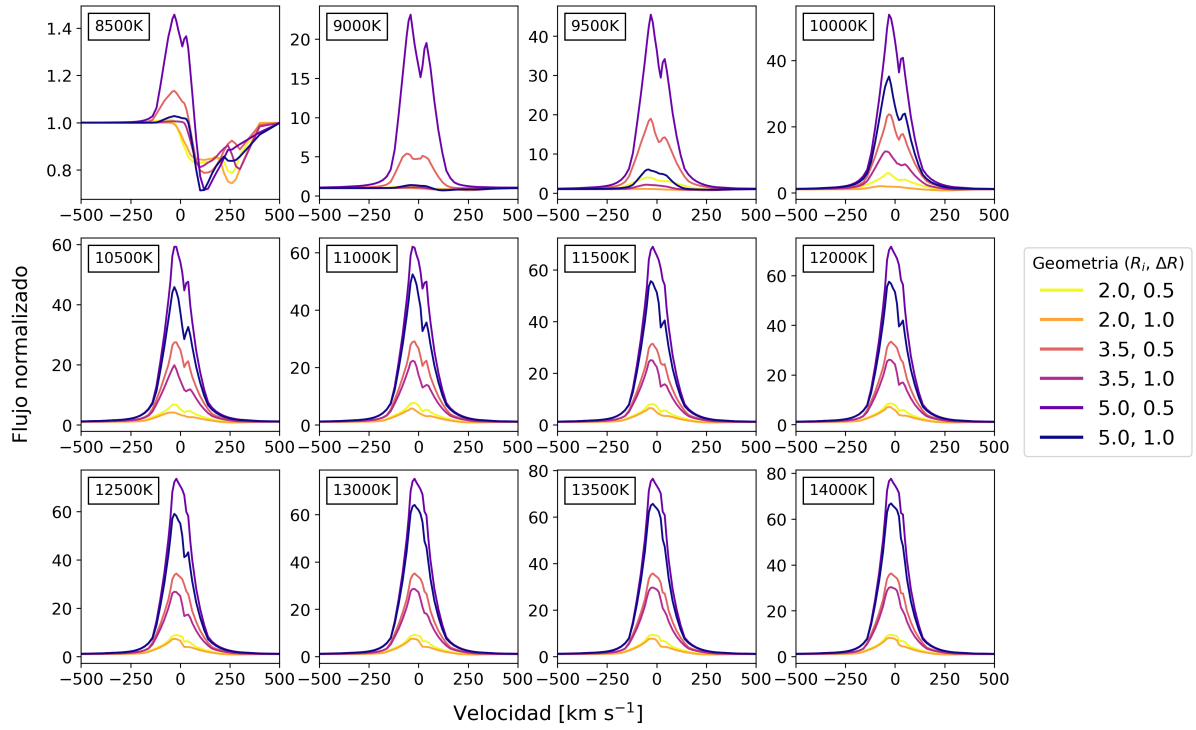


Figura 3.7: Perfiles de emisión de $H\alpha$, generados con los modelos magnetosféricos. Se varía la geometría y la temperatura máxima. Cada panel corresponde a una temperatura y las líneas corresponden a la geometría según la leyenda. La tasa de acreción esta fija en $\log \dot{M}(M_{\odot}/yr) = -9$ y la inclinación es $i = 45^{\circ}$.

La Figura 3.7 muestra los perfiles de la línea $H\alpha$ generados al cambiar la geometría y la temperatura, dejando los demás parámetros fijos ($i = 45^{\circ}$, $\log \dot{M}(M_{\odot}/yr) = -9$). En este caso, cada panel muestra una temperatura diferente y las líneas representan un subconjunto de geometrías, especificadas en la leyenda. Podemos ver que a medida que aumenta el radio interno el flujo en emisión también aumenta debido a que la magnetosfera ocupa un mayor volumen. En cambio, al estudiar el ancho podemos notar que al disminuir el alcance de la magnetosfera el flujo de la línea aumenta. Esto se debe a la densidad en las columnas de acreción, ya que mantenemos la tasa de acreción constante en cada caso, la cantidad de masa que se transporta debe ser la misma, sin embargo, esta masa esta distribuida sobre un área mayor en las magnetosferas anchas en comparación a las delgadas, lo que las obliga a tener una mayor densidad. Esto hace que a su vez tengan espesores ópticos más altos y que las “alas” de la línea crezcan más rápido, aumentando el flujo total de la emisión.

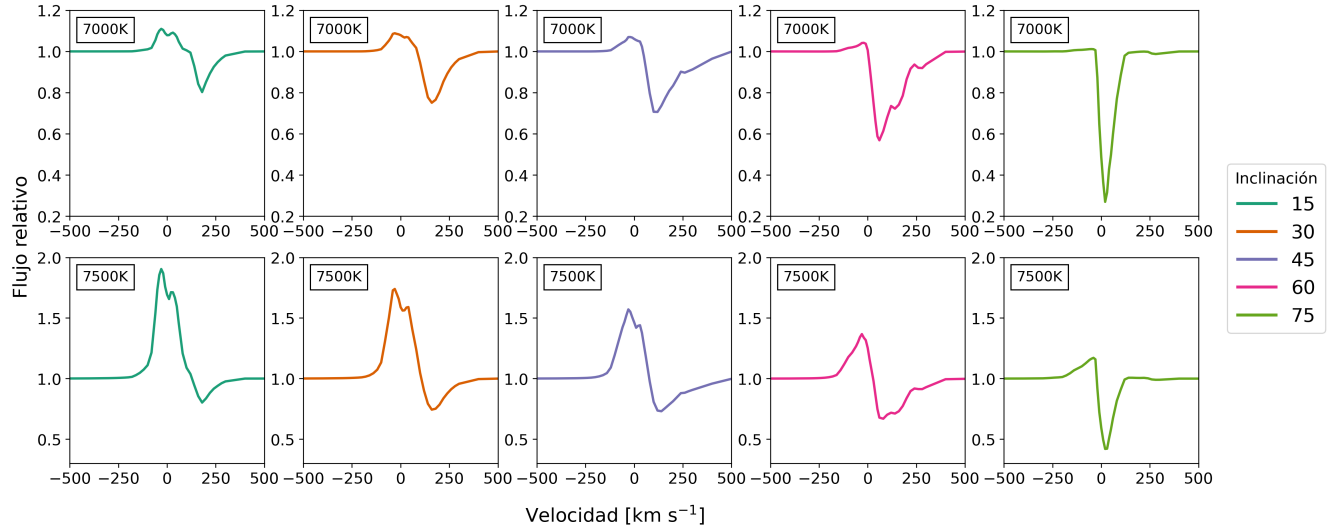


Figura 3.8: Perfiles de emisión de $H\alpha$, generados con los modelos magnetosféricos. Se varía la inclinación y la temperatura máxima. Cada fila corresponde a una temperatura y los paneles a cada inclinación, indicada en la leyenda. La tasa de acreción esta fija en $\log \dot{M}(M_{\odot}/yr) = -8.25$ y la geomtería en $R_{in} = 5R_*$ y $R_{out} = 5.5R_*$.

El efecto final lo podemos observar en la [Figura 3.8](#), donde variamos la inclinación del disco y la temperatura dejando los demás parámetros constantes ($\log \dot{M}(M_{\odot}/yr) = -8.25$, $R_{in} = 5R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$). Las líneas muestran más absorción corrida al rojo a medida que aumenta la inclinación pero el efecto disminuye al aumentar la temperatura, lo cual vimos anteriormente está relacionado a la [Ecuación 3.5](#). Pero, la componente de absorción también se produce ya que hay más material de alta velocidad alejándose de la línea de visión a medida que aumentamos la inclinación, como se puede observar en el esquema de la [Figura 3.9](#).

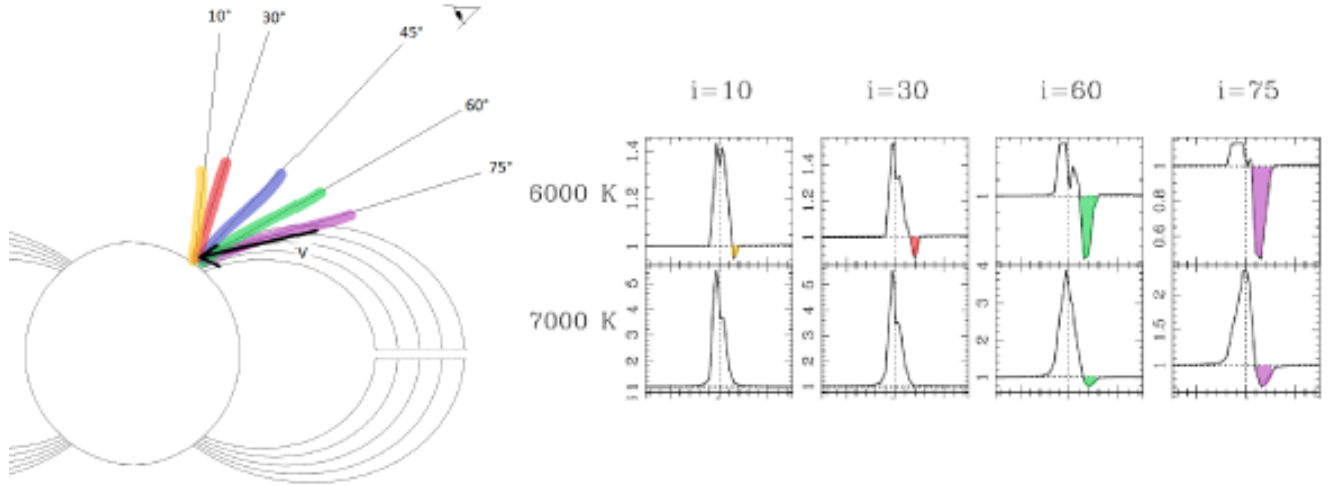


Figura 3.9: Efectos de la línea de visión en los perfiles magnetosféricos de $H\beta$ para un modelo con $R_{\text{in}} = 2.2R_*$, $R_{\text{out}} = 0.8R_*$, y $\log \dot{M} = -7$. Los paneles con las líneas de emisión fueron tomados de [Muzerolle et al. \(2001\)](#).

Otro efecto importante que influye en este resultado es que, al tener grandes inclinaciones, la estrella cubre una parte de la magnetosfera y esta se ve oculta detrás de la estrella, como se observa en la [Figura 3.10](#). Esto produce una disminución en el flujo de emisión que se detecta.

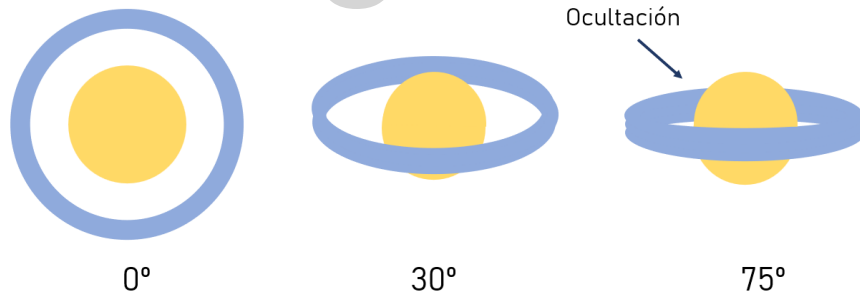


Figura 3.10: Efectos de ocultación en los perfiles magnetosféricos.

3.4. Diagnóstico de flujos

Los modelos producidos generan perfiles de las líneas de emisión, sin embargo, debido a la abundancia de modelos es difícil poder compararlos con las observaciones porque estas poseen algunas componentes de absorción que pueden ser producto de vientos del disco, además de componentes por la cromosfera. Por esto, en este trabajo el análisis estará enfocado en comparar los flujos integrados de los perfiles simultáneamente para seis líneas de emisión. Para obtener el valor

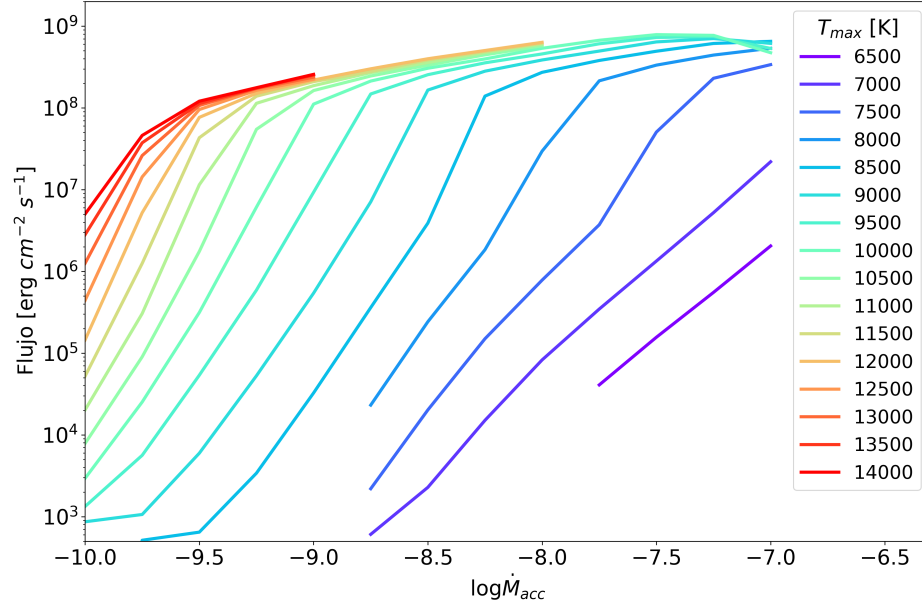


Figura 3.11: Flujos de emisión de $H\alpha$ en función de la tasa de acreción para una estrella K7 con una geometría de $R_{in} = 3.5R_*$ y $R_{out} = 4.5R_*$, y una inclinación de $i = 45^\circ$.

de los flujos calculamos el nivel de su continuo y se lo restamos al flujo absoluto, luego integramos el flujo contenido en el perfil. Esto genera una tabla de valores, donde cada combinación posible de parámetros produce un flujo para cada línea de emisión de hidrógeno estudiada.

La [Figura 3.11](#) muestra los valores del flujo de $H\alpha$ correspondiente a los modelos para una estrella K7, con una geometría de $R_i = 3.5R_*$ y $\Delta R = 1R_*$, y una inclinación de $i = 45^\circ$, en función de la tasa de acreción, para diferentes valores de T_{max} . Al igual que en el análisis de los perfiles, podemos ver que el flujo aumenta con la temperatura y la tasa de acreción. Sin embargo, también podemos ver que se llega a un plateau para flujos mayores a 10^8 erg/cm/s , ya que el flujo de la línea se satura para altos espesores ópticos.

En la [Figura 3.12](#) podemos observar la variación para la misma estrella y la misma línea de emisión, $H\alpha$, respecto a la tasa de acreción y a la geometría, dejando fijas la temperatura máxima de la distribución en $T_{max} = 10^4 K$ y la inclinación en $i = 30^\circ$. Cada conjunto de líneas de colores corresponde a un radio interno, especificado en la leyenda, para cada conjunto se varía el ancho de la magnetosfera. Similar a lo observado en los perfiles, las geometrías más grandes y más delgadas tienen mayor flujo debido a su densidad, pero también muestran segmentos donde los flujos se saturan, independientemente del ancho, ya que el flujo disminuye a tasas de acreción altas.

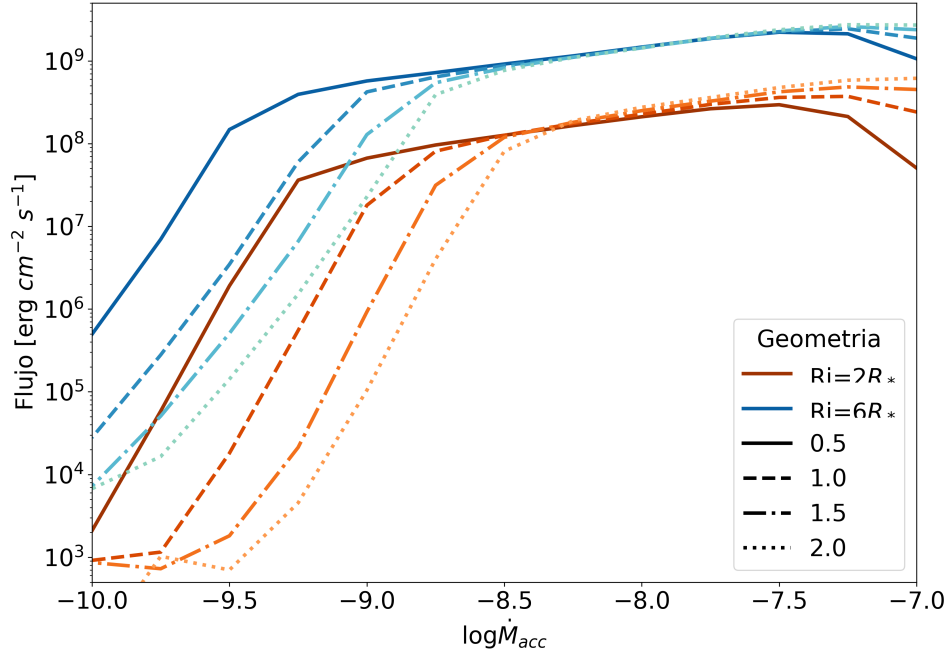


Figura 3.12: Flujos de emisión de $H\alpha$ en función de la tasa de acreción para una estrella K7 con una temperatura máxima de $T_{\max} = 10^4 \text{K}$, y una inclinación de $i = 30^\circ$.

Finalmente, la [Figura 3.13](#) muestra la variación de los flujos respecto a la inclinación, la tasa de acreción y la temperatura, dejando fija la geometría ($R_i = 2.5 R_*$, $\Delta R = 1 R_*$). Se escogieron dos temperaturas representadas por las líneas sólidas y punteadas, $T_{\max} = 10^4 \text{K}$ y $T_{\max} = 8500 \text{K}$ respectivamente. Como es de esperar, independientemente de la temperatura, el flujo está inversamente relacionado con la inclinación, tanto por la dirección de movimiento del gas como por efectos de ocultamiento explicados anteriormente.

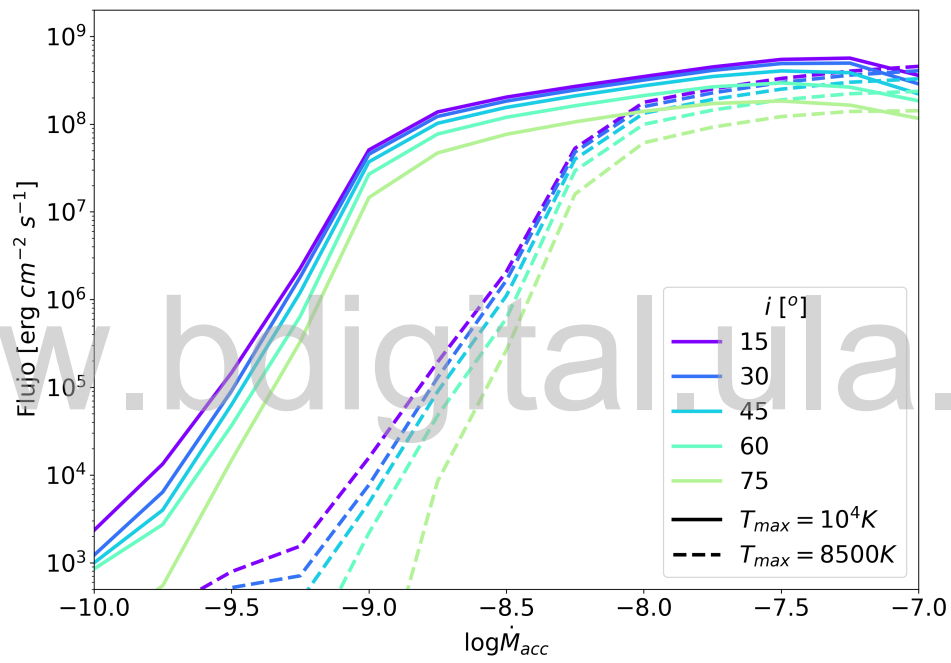


Figura 3.13: Flujos de emisión de H α en función de la tasa de acreción para una estrella K7 con una geometría fija en $R_{in} = 2.5R_*$ y $R_{out} = 3.5R_*$.

Capítulo 4

Observaciones

4.1. Muestra

El análisis de este trabajo se enfocará en la región de formación estelar Lupus. La región es una concentración de aproximadamente 9 nubes principales que contienen estrellas de baja masa en la fase de pre-secuencia principal; está ubicada aproximadamente a 140-200pc del Sol, por lo que es una de las regiones de formación estelar más cercana. Cada nube en el conjunto posee una tasa de formación estelar distinta, en este estudio consideraremos las nubes Lupus I, II, III y IV, donde se observa formación estelar activa.

La muestra utilizada consta de un subconjunto de 24 estrellas CTTS proveniente de las 96 estudiadas previamente en [Alcalá et al. \(2014, 2017\)](#) a través de observaciones del VLT/X-shooter ([Vernet et al., 2011](#)) realizadas entre el 30 de Abril de 2010 y el 30 de Septiembre de 2016, las cuales fueron escogidas por su baja extinción, baja masa, y disponibilidad de datos fotométricos. La selección de esta muestra presenta una ventaja clave en el estudio debido al amplio rango espectral que cubre el instrumento, desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano. Este rango nos permite observar líneas en ambos extremos del espectro, los cuales poseen excesos que se pueden explicar con el modelo de acreción magnetosférica como vimos en la Figura 2.7. En este estudio reducimos esa muestra según una serie de criterios, sólo se incluyen estrellas con tasa de acreción mayor a $\log \dot{M} > -10$, tipos espectrales entre K5 y M5, y espectros con poco ruido de fondo tal que al menos cinco de las seis líneas de emisión estudiadas se consideren una detección válida, es decir, que el valor medido sea menor a 3σ . La muestra se reduce a 16 objetos ya que en esta región las estrellas son en su mayoría bajas acretoras, para las cuales las líneas de Paschen son difíciles de detectar, como se muestra en la Figura 4.6.

Los parámetros estelares de la muestra se indican en la [Tabla 4.1](#), donde SpT es el tipo espectral, A_v la extinción, T_{eff} la temperatura efectiva, L_* la luminosidad, R_* el radio, M_* la masa, $\log \dot{M}$ la tasa de acreción, $v \sin i$ la proyección de la velocidad rotacional, e i la inclinación. La mayoría fueron obtenidos de [Alcalá et al. \(2014, 2017\)](#), con excepción de las proyecciones de velocidad que fueron obtenidas de [Frasca et al. \(2017\)](#), e inclinaciones cuyas referencias están indicadas en la última columna. En [Alcalá et al. \(2014\)](#) se realiza un promedio de los tipos espectrales conseguidos usando los índices espectrales en el rango visual de la emisión para determinar el SpT final. Para la extinción se utilizaron espectros plantillas de objetos clase III que fueron enrojecidos artificialmente hasta combinar con los espectros de la muestra. Las temperaturas efectivas fueron determinadas según el tipo espectral, usando la calibración de [Luhman et al. \(2003\)](#) para las estrellas de tipo M y de [Kenyon & Hartmann \(1995\)](#) para las estrellas K. El radio fue determinado a partir de una relación con la distancia y el flujo del continuo de la fotosfera en la superficie de la estrella, descrito en [Alcalá et al. \(2011\)](#). La masa y la edad fueron calculadas usando los caminos evolutivos e isocronas de [Baraffe et al. \(2015\)](#) para estrellas de pre-secuencia principal. La ubicación de estas estrellas en el diagrama HR se muestra en la [Figura 4.1](#), usando las isocronas y caminos evolutivos de PARSEC. Las proyecciones de velocidad rotacional se calcularon utilizando los espectros de X-shooter en el VLT, asumiendo espectros sintéticos y ensanchándolos hasta coincidir con el espectro observado, como se describe en [Frasca et al. \(2015\)](#). Finalmente, la tasa de acreción fue determinada por [Alcalá et al. \(2014\)](#), modelando el exceso de emisión del ultravioleta al infrarrojo, comparándolo con la emisión generada por una capa homogénea e isoterma de hidrógeno.

En todas las referencias, las inclinaciones se determinaron a través del modelado de las observaciones de ALMA en el continuo de $860\mu m$ y las líneas de los isótopos ^{13}CO y C^{18}O , asumiendo que los discos tienen estructuras circulares. Ya que algunas estrellas se consiguen en varios de estos estudios, se seleccionaron las inclinaciones mejor determinadas y más recientes para cada estrella.

Tabla 4.1: Parámetros estelares de la muestra final de CTTS

Nombre	SpT	A_v mag	T_{eff} K	$L_\star$ $L_\odot$	$R_\star$ $R_\odot$	$M_\star$ $M_\odot$	$\log \dot{M}$ $M_\odot \text{yr}^{-1}$	$v \sin i$ km s^{-1}	i $^\circ$	Ref
Sz129	K7	0.9	4060	0.372	1.23	0.79	-8.4	10	70^{+5}_{-10}	(1)
Sz73	K7	3.5	4060	0.419	1.35	0.79	-8.16	31.0	<50	(1)
Sz83	K7	0	4060	1.313	2.39	0.67	-7.14	8.5	35^{+5}_{-15}	(1)
Sz90	K7	1.8	4060	0.661	1.64	0.73	-8.64	≤ 8	60^{+5}_{-5}	(1)
Sz98	K7	1	4060	2.512	3.2	0.7	-7.23	≤ 8	50^{+5}_{-15}	(1)
Sz88A	M0	0.25	3850	0.488	1.61	0.56	-8.13	≤ 8	50^{+5}_{-15}	(1)
Sz123A	M1	1.25	3705	0.203	1.1	0.51	-8.86	12.3	40^{+5}_{-15}	(1)
Sz91	M1	1.2	3705	0.311	1.36	0.47	-8.73	≤ 8	51.7	(2)
Sz71	M1.5	0.5	3632	0.309	1.43	0.42	-9.06	≤ 8	<30	(1)
Sz72	M2	0.75	3560	0.252	1.29	0.37	-8.65	≤ 8	75^{+5}_{-5}	(1)
Sz66	M3	1	3415	0.200	1.29	0.29	-8.54	≤ 8		
Sz110	M4	0	3270	0.276	1.61	0.22	-8.53	≤ 8	$50^{\pm 7}$	(3)
160927.0-383628	M4.5	2.2	3200	0.115	1.1	0.19	-7.93	≤ 8		
Sz113	M4.5	1	3197	0.064	0.83	0.2	-8.87	≤ 8	$10.78^{\pm 9.19}$	(4)
Sz81A	M4.5	0	3200	0.224	1.54	0.19	-8.98	≤ 8		
161344.1-373646	M5	0.6	3125	0.069	0.9	0.16	-8.94	≤ 8		

Nota. El nombre completo de las estrellas 160927.0-383628 y 161344.1-373646 es SSTc2dJ160927.0-383628 y SSTc2dJ161344.1-373646, respectivamente. La última columna indica la referencia utilizada para la inclinación, según (1) [Yen et al. \(2018\)](#), (2) [Ansdell et al. \(2018\)](#), (3) [Ansdell et al. \(2016\)](#), (4) [Tazzari et al. \(2017\)](#)

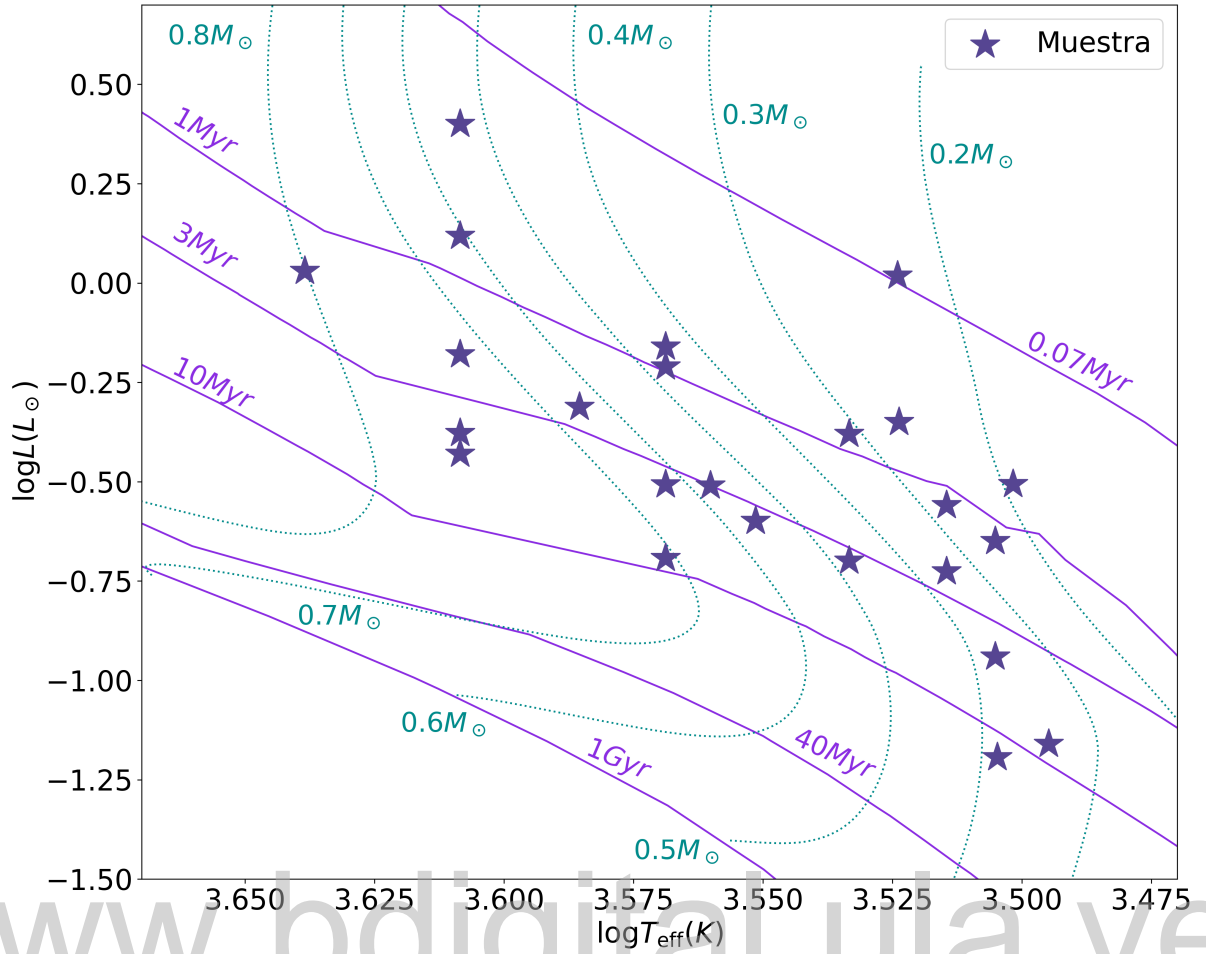


Figura 4.1: Diagrama HR de las 24 estrellas de la muestra inicial. Los caminos evolutivos (líneas verdes) e isocronas (líneas moradas) fueron obtenidos de PARSEC (Bressan et al., 2012).

4.2. Espectros y perfiles

El espectrógrafo X-shooter utiliza 3 brazos diferentes que cubren simultáneamente tres regiones del espectro electromagnético, para maximizar la sensibilidad y precisión en cada rango. Estos se dividen en el brazo UVB (UV-Blue) que cubre el rango 300-559.5nm, el VIS (Visual) que cubre 559.5-1024nm y finalmente el NIR (Near-IR) que cubre 1024-2480nm. Cada brazo posee su propio conjunto de rendijas para observación, dependiendo de la luminosidad del objeto. La resolución dependerá de la rendija utilizada, la mayoría de los objetos de la muestra fueron observados con las rendijas 1.0/0.9/0.9" (UVB/VIS/NIR respectivamente), por lo que tienen poder de resolución de 5100/8800/5600. Los objetos más brillantes se observaron con las rendijas de 0.5/0.4/0.4", correspondientes a poderes de resolución de 9100/17400/10500. Sin embargo, en algunos objetos las observaciones iniciales se realizaron con rendijas muy estrechas, por lo que había pérdida de flujos que posteriormente fueron corregidas, los espectros utilizados en este trabajo incluyen estas

correcciones ¹.

Ya que las regiones de formación estelar suelen contener cantidades considerables de polvo que en algunos casos puede ocasionar que se subestime el flujo, los espectros también fueron corregidos por extinción. Esta corrección fue realizada utilizando las curvas de extinción de O'Donnell (1994) y las extinciones en la Tabla 4.1. Luego, se realizó la corrección de velocidad heliocéntrica; ya que la velocidad radial de la estrella es medida con respecto al observador, por lo que no se considera corrimiento debido al movimiento intrínseco de la Tierra, por lo que la longitud de onda se debe calibrar a través de

$$\lambda = \lambda_{\text{obs}} \left(1 + \frac{v_{\text{hel}}}{c} \right) \quad (4.1)$$

donde c es la velocidad de la luz en km/s, λ_{obs} es la longitud de onda observada y v_{hel} la velocidad heliocéntrica, ambos datos se obtienen de las observaciones del X-shooter. El espectro corregido para una de las estrellas se muestra en la Figura 4.2. Cabe destacar que la fotosfera estelar no contribuye considerablemente a la emisión en las líneas de hidrógeno utilizadas, por lo que no la consideramos en este estudio.

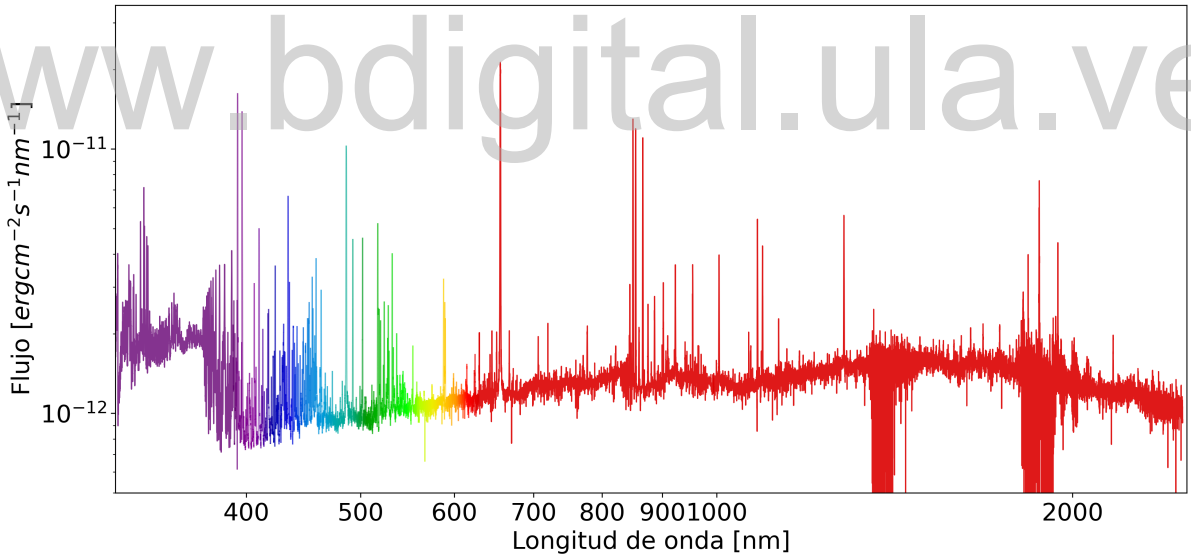


Figura 4.2: Espectro de emisión de Sz83 tomado con VLT/X-shooter, corregido por extinción.

Para este estudio se escogieron 6 líneas de emisión de hidrógeno en 2 series diferentes, cubriendo el mayor rango espectral posible desde el ultravioleta hasta el infrarrojo cercano; las longitudes de onda para cada línea se indican en la Tabla 3.2, al igual que el nivel superior e inferior de la transición y el brazo del X-shooter donde se observan. Las líneas de hidrógeno no incluidas en

¹Los espectros corregidos fueron proporcionados por el Dr. Juan Manuel Alcalá (Istituto Nazionale di Astrofisica)

este estudio tienen longitudes de onda ubicadas en las bandas telúricas o son muy débiles para ser detectadas con precisión.

Con esto, se ubicaron las líneas de emisión para la muestra total. En la [Figura 4.3](#) se grafican los perfiles de emisión de $H\alpha$ en escala de velocidad, ordenados por tasa de acreción. Se puede observar que casi todas presentan anchos mayores a 400km/s y que el flujo disminuye con la tasa de acreción, debido a las bajas densidades en la columna de acreción. Algunos perfiles muestran clara absorción en el centro de la línea, esto se puede deber a la inclinación respecto a la línea de visión o a vientos del disco.

La [Figura 4.4](#) muestra las 6 líneas de emisión para la estrellas estrellas con la mayor y menor tasa de acreción. El panel superior muestra a la estrella Sz83, con tasa de acreción $\log \dot{M} = -7.14$, y el panel inferior muestra a Sz95, con tasa de acreción $\log \dot{M} = -9.09$ (no incluida en la muestra final). Como mencionamos anteriormente, se puede apreciar que las líneas son más fuertes y se pueden resolver en la estrella con mayor tasa de acreción. Sin embargo, todas presentan las características de emisión de las CTTS, como anchos que alcanzan velocidades similares a la velocidad de caída libre y absorción corrida al rojo. En el caso de la estrella con menor tasa de acreción, no se pueden resolver las líneas de emisión en la serie de Paschen.

www.bdigital.ula.ve

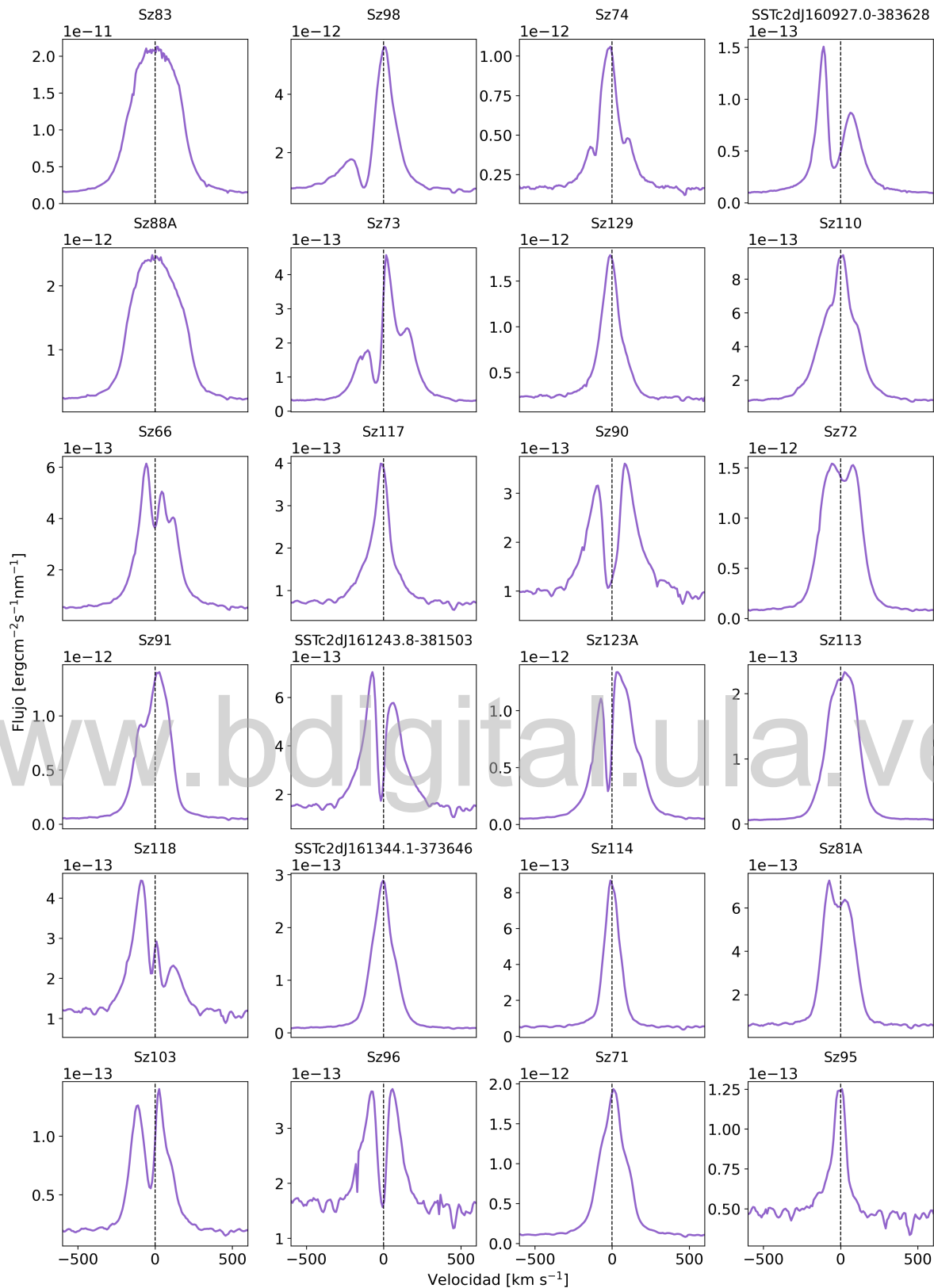


Figura 4.3: Perfiles de emisión de H α en escala de velocidad para la muestra inicial de 24 estrellas, corregidos por extinción

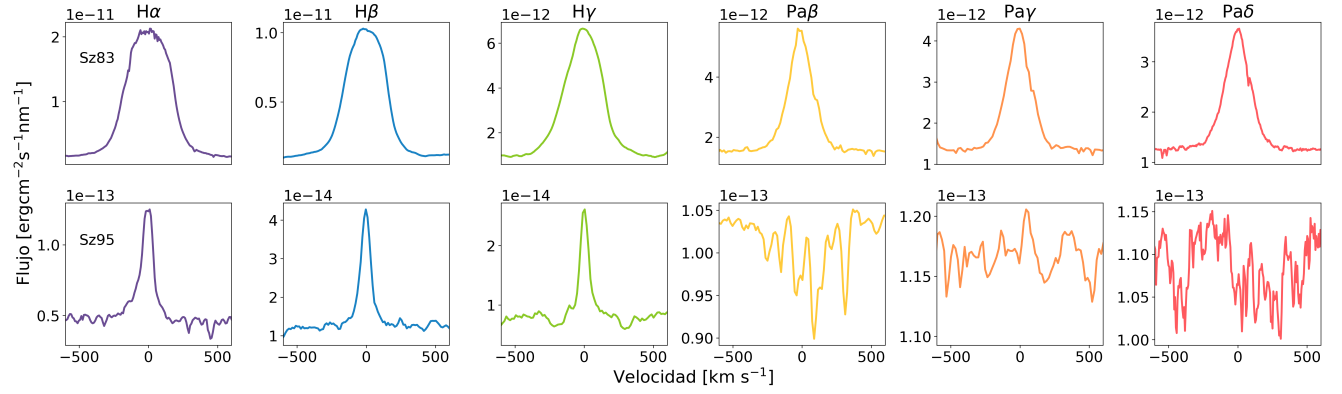


Figura 4.4: Perfiles de emisión para 6 líneas de Hidrógeno en escala de velocidad para dos estrellas de la muestra (Sz83 y Sz95) con alta y baja tasa de acreción, respectivamente.

4.3. Flujos integrados

Debido a la dificultad que implica modelar los perfiles de las líneas de emisión, en este estudio se modelarán los flujos integrados de los perfiles. Para esto, se consideró un área de $\pm 2\text{nm}$ alrededor del centro de la línea como los límites de integración, y se sumó el área sobre el continuo de emisión. El continuo se calculó con el modulo *fit_generic_continuum* del paquete *Specutils* en Python, tomando el área de aproximadamente $\pm 10\text{nm}$ alrededor de cada línea. Luego, se ubicaron dos continuos más, por debajo y por encima del original tal que cubrieran todo el nivel de ruido del continuo local. Por lo tanto, se calcularon tres flujos respecto a los tres continuos; el promedio de estos valores se tomó como el valor absoluto del flujo y la desviación estándar entre los valores es el error. En los casos donde el flujo fuese menor a 3σ , donde σ es el nivel del continuo alrededor de la línea, se tomó el valor calculado como un límite superior del flujo. La [Tabla 4.1](#) muestra los valores del flujo de las 6 líneas a estudiar para para todas las estrellas de la muestra.

Para comprobar los cálculos se comparan los flujos calculados con los reportados en [Alcalá et al. \(2014, 2017\)](#) en la [Figura 4.5](#). Se puede observar como los flujos son aproximadamente iguales, teniendo algunas diferencias en los flujos más bajos de las líneas más altas de hidrógeno. Como se discutió anteriormente, estas líneas son difíciles de detectar con precisión, por lo que su medición se ve influenciada por el nivel de ruido del continuo.

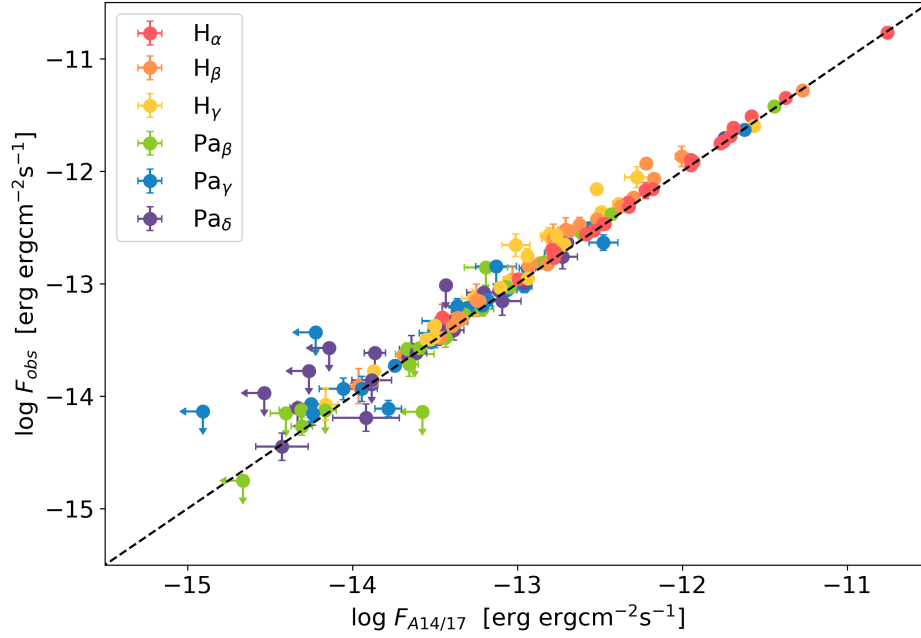


Figura 4.5: Comparación de los flujos medidos en este trabajo para las 6 líneas de Hidrógeno en las estrellas de toda la muestra, respecto a los flujos reportados en [Alcalá et al. \(2014\)](#) y [Alcalá et al. \(2017\)](#). Las flechas indican el valor del límite superior para el flujo.

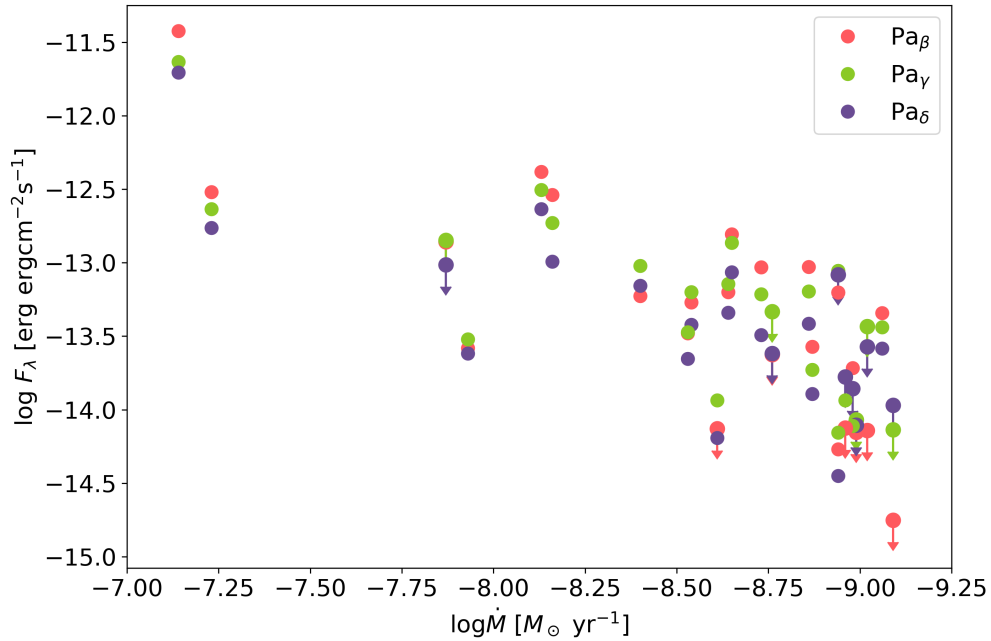


Figura 4.6: Flujos de emisión medidos en 3 líneas de Paschen en función de la tasa de acreción para las estrellas de la muestra inicial. Las flechas representan los valores que corresponden a límites superiores.

Tabla 4.2: Flujos (F) y anchos (W) obtenidos para las CTTS

Name	$F_{H\alpha}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	$W_{H\alpha}$ (km s ⁻¹)	$F_{H\beta}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	$F_{H\gamma}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	$F_{Pa\beta}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	$F_{Pa\gamma}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	$F_{Pa\delta}$ (erg s ⁻¹ cm ⁻²)
Sz129	(1.13 ± 0.07)e-12	130.95 ± 13.10	(5.83 ± 0.67)e-13	(5.10 ± 0.54)e-13	(5.95 ± 0.93)e-14	(9.52 ± 1.37)e-14	(6.98 ± 2.32)e-14
Sz73	(3.07 ± 0.14)e-12	140.10 ± 14.01	(1.17 ± 0.12)e-12	(6.95 ± 0.73)e-13	(2.89 ± 0.43)e-13	(1.87 ± 0.28)e-13	(1.02 ± 0.14)e-13
Sz83	(1.70 ± 0.04)e-11	374.60 ± 37.46	(5.24 ± 0.20)e-12	(2.52 ± 0.24)e-12	(3.77 ± 0.22)e-12	(2.33 ± 0.17)e-12	(1.97 ± 0.18)e-12
Sz90	(6.73 ± 1.18)e-13	328.88 ± 32.89	(2.52 ± 0.86)e-13	(2.20 ± 0.56)e-13	(6.31 ± 0.84)e-14	(7.19 ± 0.98)e-14	(4.58 ± 1.50)e-14
Sz98	(4.48 ± 0.49)e-12	130.94 ± 13.09	(1.35 ± 0.31)e-12	(8.84 ± 2.14)e-13	(3.02 ± 0.52)e-13	(2.32 ± 0.40)e-13	(1.73 ± 0.49)e-13
Sz88A	(2.43 ± 0.05)e-12	402.01 ± 40.20	(8.58 ± 0.23)e-12	(4.32 ± 0.26)e-13	(4.15 ± 0.23)e-13	(3.13 ± 0.32)e-13	(2.32 ± 0.12)e-13
Sz123A	(2.05 ± 0.01)e-12	268.01 ± 26.8	(3.75 ± 0.07)e-13	(2.08 ± 0.05)e-13	(9.37 ± 0.68)e-14	(6.39 ± 0.86)e-14	(3.86 ± 0.88)e-14
Sz91	(1.77 ± 0.01)e-12	237.56 ± 23.76	(2.00 ± 0.07)e-13	(1.05 ± 0.05)e-13	(9.32 ± 0.42)e-14	(6.10 ± 0.74)e-14	(3.22 ± 0.42)e-14
Sz71	(1.21 ± 0.03)e-12	188.82 ± 18.88	(1.52 ± 0.14)e-14	(9.03 ± 0.10)e-13	(4.54 ± 0.77)e-14	(3.64 ± 0.96)e-14	(2.61 ± 0.84)e-14
Sz72	(1.83 ± 0.02)e-12	301.51 ± 30.15	(4.86 ± 0.06)e-13	(2.23 ± 0.05)e-13	(1.56 ± 0.11)e-13	(1.37 ± 0.14)e-13	(8.61 ± 0.92)e-14
Sz66	(6.93 ± 0.12)e-13	261.92 ± 26.19	(1.45 ± 0.09)e-13	(9.19 ± 0.74)e-14	(5.36 ± 0.73)e-14	16.30 ± 1.04e-14	(3.79 ± 0.67)e-14
Sz110	(4.81 ± 0.17)e-13	237.55 ± 23.76	(1.49 ± 0.12)e-13	(1.11 ± 0.10)e-13	(3.31 ± 0.73)e-14	(3.37 ± 0.83)e-14	(2.22 ± 0.48)e-14
SSTc2dJ160927.0-383628	(3.40 ± 0.05)e-13	255.80 ± 25.58	(2.94 ± 0.07)e-13	(2.70 ± 0.06)e-13	(2.63 ± 0.34)e-14	(3.01 ± 0.36)e-14	(2.42 ± 0.29)e-14
Sz113	(2.73 ± 0.25)e-13	228.42 ± 22.84	(6.99 ± 0.14)e-14	(3.20 ± 0.17)e-14	(2.69 ± 0.15)e-14	(1.87 ± 0.12)e-14	(1.28 ± 0.16)e-14
Sz81A	(3.39 ± 0.10)e-13	237.52 ± 23.75	(3.32 ± 0.25)e-14	(1.37 ± 0.17)e-14	(1.92 ± 0.53)e-14	(7.76 ± 1.40)e-15	<1.39 e-14
SSTc2dJ161344.1-373646	(1.69 ± 0.01)e-13	146.17 ± 14.62	(4.21 ± 0.07)e-14	(3.38 ± 0.05)e-14	(5.38 ± 1.06)e-15	(7.01 ± 1.90)e-15	(3.55 ± 1.13)e-15

Capítulo 5

Resultados y discusión

En este capítulo, se expondrá el método de análisis escogido para el estudio, además de los resultados obtenidos al aplicar dicho método. Primero, se expondrán individualmente los resultados de seis estrellas, analizando el ajuste entre los modelos y las observaciones. Esta descripción permitirá poner en contexto los resultados generales de la muestra. Seguidamente se hará la comparación entre los dos casos utilizados en cada estrella, los cuales varían según las líneas de emisión que se escojan. Se analizarán los valores obtenidos en función de las estimaciones reportadas en la literatura para la tasa de acreción y las inclinaciones, además de contrastar las tendencias generales de los parámetros. Finalmente se estudiará la relación de mayor interés para este trabajo: la dependencia de la tasa de acreción y el radio interno de la magnetosfera. Adicionalmente se incluirá un estudio de la relación entre el radio de corrotación y el radio magnetosferico, que permitirá comentar los posibles regímenes de acreción.

5.1. Métodos de Montecarlo basados en cadenas de Markov (MCMC)

El método principal de análisis en este estudio se realizará siguiendo la estadística Bayesiana, la cual esta basada en el concepto de probabilidad, en este caso interpretada como una cantidad que se asigna para el propósito de representar un estado de conocimiento. Este enfoque permite combinar información previa de una población de parámetros con evidencia para guiar el proceso de inferencia estadística; su ventaja principal es que permite incorporar de manera directa la incertidumbre, además de obtener resultados que son intuitivos y cuyo significado es fácil de interpretar. La aplicación de este método se basa primero en especificar la distribución de probabilidad previa o

"prior", luego se obtiene y combina la evidencia observacional y aplicando el teorema de Bayes se obtiene una distribución de probabilidad posterior para el parámetro. Con esta distribución se puede realizar el análisis estadístico del parámetro. El teorema de Bayes es

$$P(M|O) = \frac{P(O|M) \times P(M)}{P(O)}, \quad (5.1)$$

donde $P(M|O)$ es distribución posterior, es decir, la probabilidad de que un modelo, M , sea cierto dadas las observaciones, O , $P(M)$ es el prior, $P(O)$ una constante de normalización, no considerada en esta investigación, y $P(O|M)$ es la *likelihood* o función de mérito, que indica que tan probable es conseguir las observaciones, O , dados los modelos, M . En este caso nuestra función de mérito será

$$\log \mathcal{L} \propto -\frac{1}{2} \left(\frac{(W_{H\alpha,obs} - W_{H\alpha,mod})^2}{\sigma_{W_{H\alpha}}^2} + \sum_i \frac{(F_{i,obs} - F_{i,mod})^2}{\sigma_i^2} \right), \quad (5.2)$$

donde i son las líneas de emisión a estudiar, $F_{i,obs}$ es el flujo de la línea de emisión i de la estrella, $F_{i,mod}$ el flujo del modelo, $\sigma_{i,obs}$ el error de medición del flujo, $W_{H\alpha,obs}$ y $W_{H\alpha,mod}$ los anchos de $H\alpha$ para las observaciones y el modelo, respectivamente, y $\sigma_{W_{H\alpha}}$ el error de medición del ancho de $H\alpha$. Para cada estrella se selecciona un modelo correspondiente al tipo espectral más cercano y se escala su flujo según la distancia y luminosidad de la observación, a través de

$$F_{mod,esc} = \frac{L_{\star}}{L_{mod}} \left(\frac{R_{mod}}{d_{\star}} \right)^2 \times F_{mod}, \quad (5.3)$$

donde $L_{\star}$ es la luminosidad de la estrella estudiada, L_{mod} la luminosidad de la estrella modelo y R_{mod} su radio, F_{mod} el flujo de la línea considerada, y $d_{\star}$ la distancia a la cual se encuentra la estrella de la Tierra. En este caso se asume para todas las estrellas una distancia de $d = 160pc$, correspondiente a la distancia promedio de las estrellas en Lupus.

Ahora, la herramienta que se utilizará para aplicar el análisis bayesiano serán los métodos de Montecarlo basados en cadenas de Markov (MCMC), la cual permite explorar el espacio de parámetros de forma eficiente ya que las muestras consideradas están basadas en muestras previas. Primero, el algoritmo calcula la distribución posterior para un conjunto de parámetros dados, es decir, calcula la probabilidad de que el modelo pueda explicar la observación utilizando la función de mérito, las observaciones y el prior. Basado en esta probabilidad el algoritmo decide si seguir muestreando por la misma zona de parámetros o si se extiende a otra zona, por lo que toma decisiones que favorezcan la convergencia de la distribución.

De manera práctica se asignan 100 cadenas de muestreo iniciales en las cuales se realizan 5000 iteraciones independientemente por cadena, lo cual permite explorar el espacio de parámetros 5×10^5 veces para garantizar convergencia. Cada cadena explora una quintupla de valores diferentes correspondientes a los parámetros del problema: tasa de acreción, valor máximo de la distribución de temperatura, radio interno y espesor de la magnetosfera, e inclinación del disco. Con estos cinco valores se consigue el valor del flujo de las líneas a utilizar, basados en los modelos. Los modelos están calculados en una red discreta de parámetros, por lo que se extiende esta red al generar funciones de interpolación basados en los valores disponibles. La función `scipy.linearNDInterpolator` permite crear una función cuyo valor de entrada es la quintupla de parámetros y la salida es el valor de los flujos de emisión para todas las líneas. Por lo tanto, en cada cadena se pueden generar una cantidad arbitraria de quintuplas pseudo-aleatorias a las cuales se les calcula la probabilidad de replicar las observaciones y así determinar cual combinación de parámetros es más efectiva.

En este caso, la prior esta determinada por los modelos ya que esto indica cual rango de parámetros, además de las combinaciones de tasas de acreción y temperaturas, son consistentes con las observaciones. Al considerar un conjunto de parámetros que estén fuera de los rangos permitidos la probabilidad de la existencia de dicho modelo es nula. Los parámetros iniciales para las cadenas se determinan aleatoriamente alrededor del valor medio para cada parámetro, en el caso de la tasa de acreción los valores se generan cercanos a la tasa de acreción referencial para cada estrella indicada en la [Tabla 4.1](#). Con estos datos, se utiliza el algoritmo *emcee* en Python ([Foreman-Mackey et al., 2013](#)) para realizar el muestreo, y el paquete *corner* ([Foreman-Mackey, 2016](#)) para visualizar la distribución de los parámetros.

5.2. Derivación de parametros

Para derivar los parámetros estelares se realizan dos casos para cada estrella según los datos que se utilizan, en el primer caso se utilizan todos los valores de los flujos de las líneas de emisión ($H\alpha, H\beta, H\gamma, Pa\beta, Pa\gamma$, y $Pa\delta$) y el ancho de $H\alpha$, y en el segundo caso se utilizan solo las líneas de emisión de la serie de Balmer y el ancho de $H\alpha$. Este análisis nos permite estudiar la posibilidad de una correlación de las líneas de emisión y las columnas de acreción magnetosféricas al comparar los parámetros obtenidos para cada caso. En todos los casos se utilizarán los resultados considerando el último 40 % de los valores de los parámetros muestreados en la cadena ya que reflejan la convergencia de los valores y facilitan su interpretación. Para cada estrella se mostrarán dos figuras:

las distribuciones posteriores marginalizadas en gráficos de esquina (corner plots) y los ajustes a las observaciones:

- Los gráficos de esquina muestran la relación entre las distribuciones de los parámetros, y también poseen líneas indicando los percentiles 16, 50 (mediana) y 84. Se considera que los modelos cuyos parámetros se encuentran entre los percentiles 16 y 84 están en el “intervalo creíble”. Los valores reportados en la parte superior de la distribución de cada parámetro corresponden a la mediana obtenida utilizando todas las líneas.
- Para las figuras de los ajustes se reduce la distribución posterior marginalizada a los modelos cuyos parámetros se encuentran dentro de los intervalos creíbles. Seguidamente, de esta selección se escogen aleatoriamente 200 quintuplas de modelos (líneas de colores) para mostrar junto a las observaciones (puntos).

En el análisis de las relaciones entre los parámetros, se tomarán los valores de la mediana de la distribución como los parámetros obtenidos. Estos valores son reportados en la [Tabla 5.1](#), para los ajustes con todas las líneas de emisión, y en la [Tabla 5.2](#) para los ajustes usando solo las líneas de Balmer. La [Figura 5.1](#) muestra la distribución de los valores de temperatura máxima y geometría obtenidos.

Por simplicidad, en esta sección se describirán los resultados de un subconjunto limitado de estrellas. Primero, se describirán tres ejemplos donde los ajustes son los más cercanos a las observaciones, y seguidamente se analizarán tres casos donde los resultados varían sustancialmente respecto a las observaciones. Los ajustes y los gráficos de esquina para el resto de la muestra se encuentran en el [Apéndice A](#).

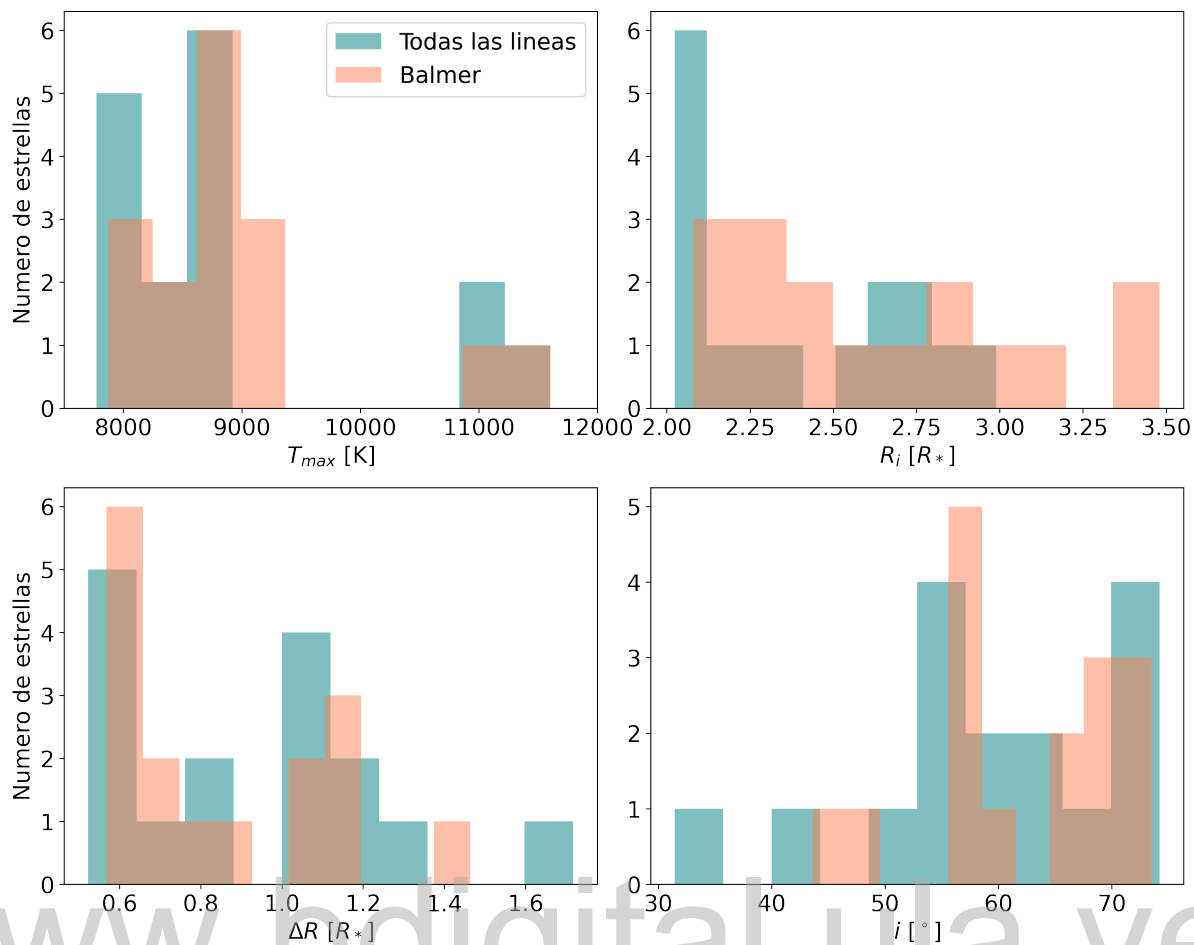


Figura 5.1: Histogramas de los valores obtenidos para la temperatura máxima, radio interno y ancho de la magnetosfera, e inclinación.

Tabla 5.1: Parámetros obtenidos para los ajustes de todas las líneas

Name	$\log \dot{M} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}]$	$T_{max} [\text{K}]$	$R_{in} [R_{*}]$	$\Delta R [R_{*}]$	$\cos i$
Sz129	$-8.883^{+0.383}_{-0.148}$	$11602.545^{+2092.002}_{-2664.941}$	$2.094^{+2.406}_{-0.076}$	$0.546^{+0.987}_{-0.04}$	$0.443^{+0.376}_{-0.063}$
Sz73	$-8.667^{+0.198}_{-0.108}$	$10846.414^{+925.921}_{-1347.213}$	$2.084^{+0.163}_{-0.062}$	$0.641^{+0.144}_{-0.092}$	$0.853^{+0.082}_{-0.097}$
Sz83	$-7.099^{+0.073}_{-0.169}$	$8050.286^{+290.327}_{-171.768}$	$2.053^{+0.091}_{-0.04}$	$0.544^{+0.088}_{-0.033}$	$0.748^{+0.121}_{-0.166}$
Sz90	$-8.431^{+0.6}_{-0.358}$	$8882.706^{+529.568}_{-649.409}$	$2.628^{+2.172}_{-0.609}$	$1.08^{+0.512}_{-0.523}$	$0.511^{+0.179}_{-0.238}$
Sz98	$-7.505^{+0.05}_{-0.158}$	$8043.946^{+206.499}_{-508.828}$	$2.743^{+0.237}_{-0.714}$	$1.717^{+0.206}_{-0.722}$	$0.431^{+0.24}_{-0.056}$
Sz88A	$-7.047^{+0.032}_{-0.145}$	$7978.624^{+203.346}_{-48.95}$	$2.037^{+0.106}_{-0.028}$	$0.523^{+0.043}_{-0.016}$	$0.274^{+0.034}_{-0.01}$
Sz123A	$-7.995^{+0.34}_{-0.296}$	$8559.442^{+667.574}_{-528.373}$	$2.358^{+0.291}_{-0.23}$	$0.703^{+0.259}_{-0.141}$	$0.359^{+0.151}_{-0.07}$
Sz91	$-8.114^{+0.113}_{-0.419}$	$8809.088^{+520.525}_{-407.887}$	$2.54^{+0.846}_{-0.146}$	$1.152^{+0.382}_{-0.1}$	$0.539^{+0.14}_{-0.079}$
Sz71	$-9.063^{+0.24}_{-0.234}$	$10928.051^{+437.794}_{-1147.493}$	$2.859^{+0.546}_{-0.591}$	$1.076^{+0.496}_{-0.52}$	$0.544^{+0.123}_{-0.149}$
Sz72	$-7.348^{+0.026}_{-0.744}$	$7826.678^{+925.736}_{-49.15}$	$2.042^{+0.078}_{-0.032}$	$0.622^{+0.067}_{-0.041}$	$0.272^{+0.023}_{-0.009}$
Sz66	$-8.295^{+0.323}_{-0.493}$	$8609.368^{+445.993}_{-471.189}$	$2.221^{+0.652}_{-0.195}$	$1.081^{+0.642}_{-0.53}$	$0.563^{+0.101}_{-0.282}$
Sz110	$-8.326^{+0.02}_{-0.491}$	$8428.402^{+676.825}_{-49.121}$	$2.683^{+0.315}_{-0.547}$	$1.104^{+0.1}_{-0.488}$	$0.612^{+0.04}_{-0.261}$
160927.0-383628	$-7.883^{+0.391}_{-0.272}$	$7773.101^{+273.583}_{-120.623}$	$2.024^{+0.1}_{-0.019}$	$0.787^{+0.729}_{-0.228}$	$0.312^{+0.076}_{-0.038}$
Sz113	$-8.687^{+0.51}_{-0.233}$	$8513.431^{+769.991}_{-518.744}$	$2.178^{+2.301}_{-0.155}$	$0.799^{+0.874}_{-0.242}$	$0.324^{+0.188}_{-0.052}$
Sz81A	$-8.818^{+0.334}_{-0.795}$	$8801.315^{+2520.416}_{-449.563}$	$2.989^{+0.68}_{-0.415}$	$1.296^{+0.345}_{-0.456}$	$0.552^{+0.09}_{-0.063}$
161344.1-373646	$-8.821^{+0.499}_{-0.738}$	$8846.601^{+2015.404}_{-525.772}$	$2.717^{+0.788}_{-0.36}$	$1.135^{+0.266}_{-0.423}$	$0.573^{+0.065}_{-0.147}$

Nota. El nombre completo de las estrellas 160927.0-383628 y 161344.1-373646 es SSTc2dJ160927.0-383628 y SSTc2dJ161344.1-373646, respectivamente.

Tabla 5.2: Parámetros obtenidos para los ajustes de las líneas de Balmer

Name	$\log \dot{M} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}]$	$T_{max} [\text{K}]$	$R_{in} [R_{*}]$	$\Delta R [R_{*}]$	$\cos i$
Sz129	$-8.573^{+0.326}_{-0.521}$	$9070.705^{+4599.467}_{-246.082}$	$2.869^{+1.597}_{-0.823}$	$0.853^{+0.677}_{-0.339}$	$0.529^{+0.331}_{-0.191}$
Sz73	$-8.749^{+0.263}_{-0.263}$	$11604.853^{+1269.076}_{-2498.565}$	$2.249^{+1.928}_{-0.199}$	$0.605^{+0.657}_{-0.083}$	$0.724^{+0.128}_{-0.145}$
Sz83	$-7.454^{+0.299}_{-0.252}$	$8796.641^{+737.502}_{-576.819}$	$2.281^{+0.3}_{-0.203}$	$0.734^{+0.262}_{-0.171}$	$0.386^{+0.143}_{-0.089}$
Sz90	$-8.72^{+0.372}_{-0.254}$	$9038.367^{+839.985}_{-575.875}$	$2.605^{+0.839}_{-0.578}$	$1.072^{+0.378}_{-0.559}$	$0.374^{+0.192}_{-0.103}$
Sz98	$-7.694^{+0.206}_{-0.317}$	$8002.329^{+96.076}_{-493.675}$	$2.989^{+0.533}_{-0.51}$	$1.464^{+0.232}_{-0.51}$	$0.679^{+0.206}_{-0.198}$
Sz88A	$-7.095^{+0.058}_{-0.49}$	$7874.954^{+472.732}_{-82.169}$	$2.097^{+0.251}_{-0.073}$	$0.568^{+0.128}_{-0.047}$	$0.284^{+0.045}_{-0.017}$
Sz123A	$-8.092^{+0.378}_{-0.321}$	$8723.093^{+766.035}_{-582.689}$	$2.309^{+0.31}_{-0.22}$	$0.681^{+0.319}_{-0.135}$	$0.337^{+0.132}_{-0.057}$
Sz91	$-8.335^{+0.293}_{-0.447}$	$8915.935^{+924.005}_{-548.919}$	$2.882^{+0.356}_{-0.433}$	$1.182^{+0.592}_{-0.46}$	$0.503^{+0.093}_{-0.1}$
Sz71	$-9.293^{+0.234}_{-0.259}$	$10879.688^{+470.531}_{-576.487}$	$3.159^{+0.289}_{-0.628}$	$1.061^{+0.061}_{-0.503}$	$0.564^{+0.093}_{-0.196}$
Sz72	$-8.199^{+0.766}_{-0.412}$	$8536.542^{+748.604}_{-747.553}$	$2.141^{+0.203}_{-0.107}$	$0.634^{+0.166}_{-0.101}$	$0.299^{+0.068}_{-0.029}$
Sz66	$-8.672^{+0.392}_{-0.263}$	$8880.986^{+364.51}_{-482.876}$	$2.421^{+0.481}_{-0.383}$	$0.596^{+0.539}_{-0.063}$	$0.367^{+0.248}_{-0.097}$
Sz110	$-8.846^{+0.257}_{-0.459}$	$8888.461^{+1958.745}_{-157.25}$	$2.771^{+0.299}_{-0.177}$	$0.613^{+0.657}_{-0.034}$	$0.553^{+0.081}_{-0.209}$
160927.0-383628	$-8.052^{+0.174}_{-0.187}$	$7895.678^{+214.27}_{-365.132}$	$2.079^{+0.412}_{-0.064}$	$0.61^{+0.389}_{-0.091}$	$0.31^{+0.132}_{-0.039}$
Sz113	$-8.869^{+0.703}_{-0.673}$	$8605.538^{+2288.095}_{-590.068}$	$2.452^{+1.354}_{-0.409}$	$0.805^{+0.276}_{-0.279}$	$0.402^{+0.151}_{-0.128}$
Sz81A	$-9.064^{+0.569}_{-0.642}$	$8873.087^{+1973.105}_{-429.466}$	$3.48^{+0.355}_{-0.643}$	$1.132^{+0.299}_{-0.316}$	$0.543^{+0.132}_{-0.056}$
161344.1-373646	$-9.051^{+0.554}_{-0.521}$	$9247.578^{+1602.723}_{-735.698}$	$3.35^{+0.411}_{-0.534}$	$1.127^{+0.377}_{-0.464}$	$0.561^{+0.081}_{-0.061}$

Nota. El nombre completo de las estrellas 160927.0-383628 y 161344.1-373646 es SSTc2dJ160927.0-383628 y SSTc2dJ161344.1-373646, respectivamente.

Sz123A

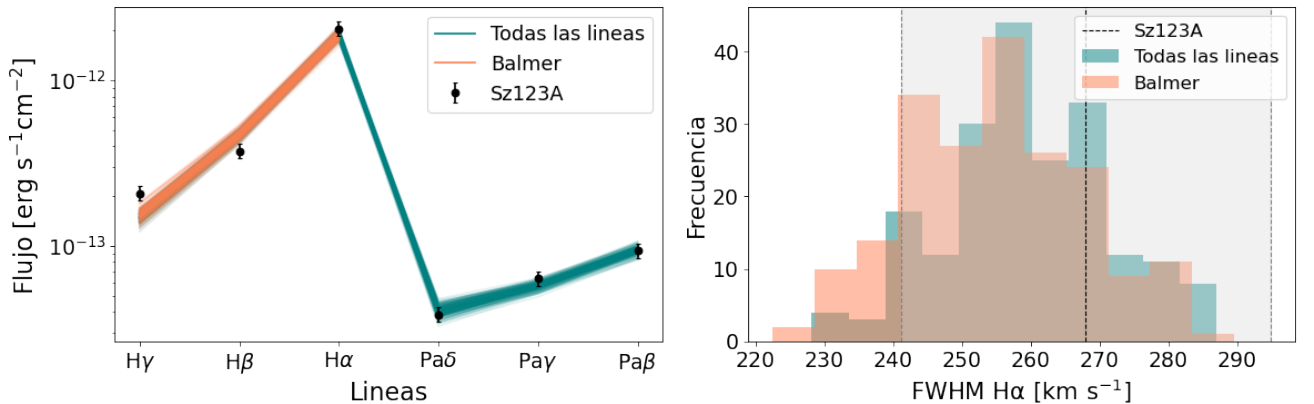


Figura 5.2: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz123A.

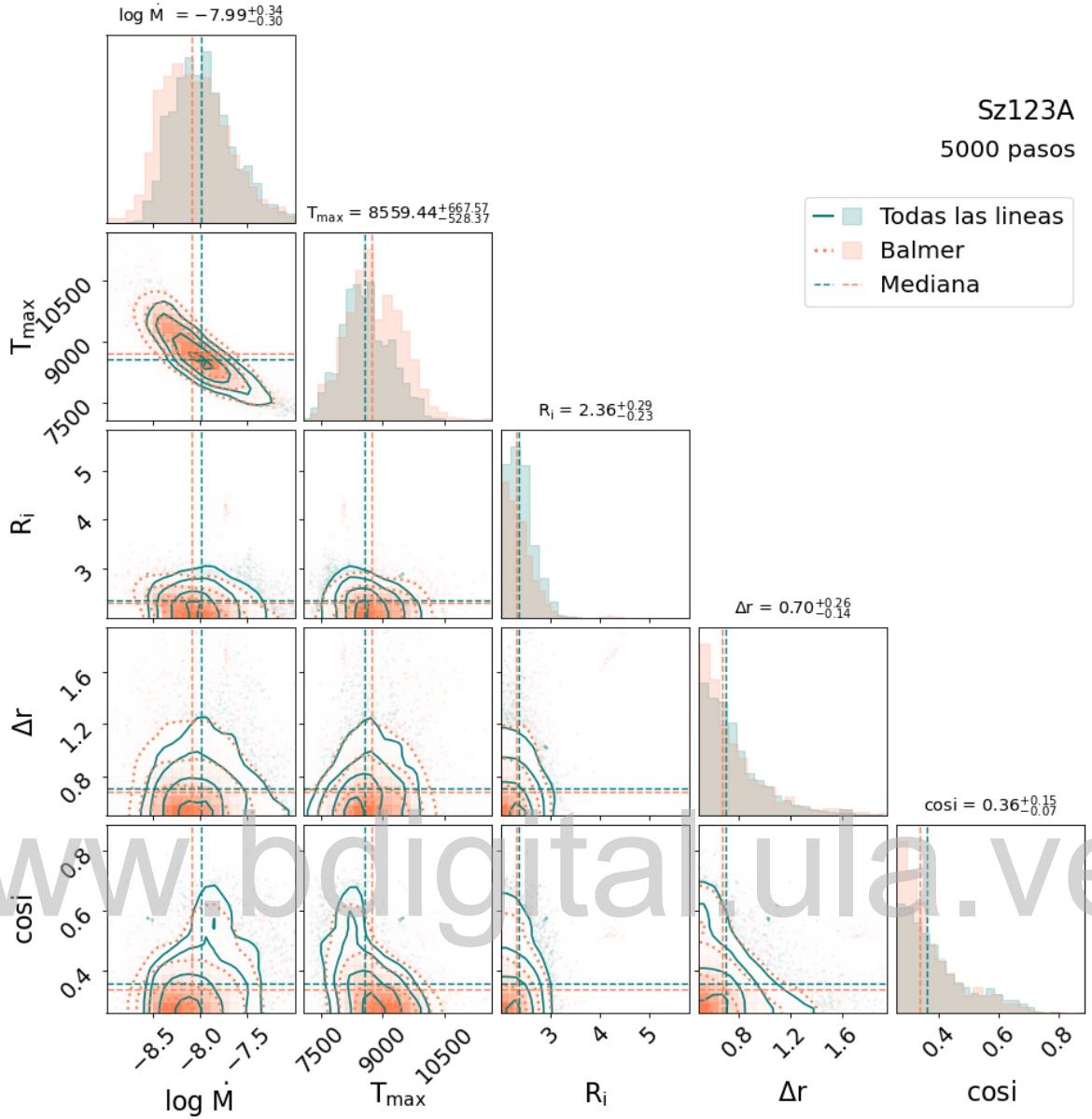


Figura 5.3: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz123A.

De toda la muestra, la estrella Sz123A es la que presenta el mejor ajuste de los flujos y el ancho de $H\alpha$, ilustrado en la Figura 5.2. Tanto los modelos usando todas las líneas como los modelos usando únicamente las líneas de Balmer ajustan dentro del rango de error. Esto se traduce a distribuciones posteriores marginalizadas de parámetros similares para ambos casos, como se evidencia en la Figura 5.3, donde todos los parámetros presentan distribuciones con un pico definido. La tasa de acreción obtenida con todas las líneas está indicada en la figura, correspondiendo a $\log \dot{M} = -7.99$, mientras que el valor obtenido solo con las líneas de Balmer es $\log \dot{M} = -8.09$. Sin embargo, ambos valores difieren significativamente respecto al valor encontrado por Alcalá et al.

(2014), $\log \dot{M} = -8.86$. El valor obtenido para la inclinación corresponde a $i = 68.9^\circ$ y $i = 70.3^\circ$ para los análisis con todas las líneas y sólo las de Balmer, respectivamente. El valor reportado en la Tabla 4.1 corresponde a $i = 40^\circ$, por lo que los resultados en este caso también difieren de la literatura a pesar de conseguir ajustes cercanos a las observaciones. Sin embargo, en el caso del radio interno R_{in} , ancho de la magnetosfera Δ_r , e inclinación ($\cos i$), las distribuciones tienden a los extremos de los parámetros, por lo que solo se pueden describir la tendencia de los valores. En este caso la geometría de la magnetosfera indica que es cercana a la estrella y delgada, con temperaturas relativamente bajas alrededor de $T_{max} \approx 8500$ K.

Sz73

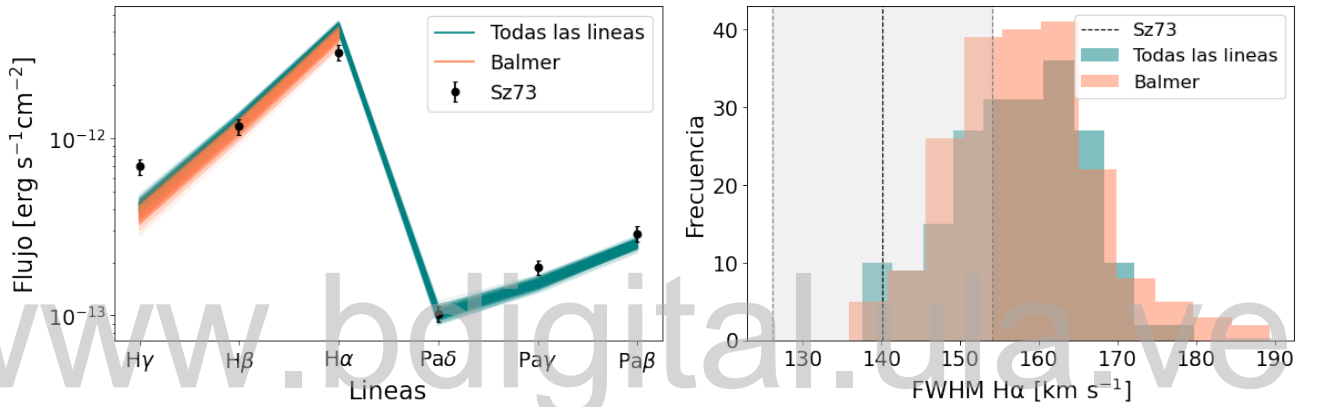


Figura 5.4: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz73.

En el caso de la estrella Sz73, se puede evidenciar en la Figura 5.4 que los ajustes de los flujos corresponden al rango de error de las observaciones, excepto en el caso de $H\gamma$, para la cual los modelos consiguen flujos con valores menores al flujo observado. También se puede observar que el ancho de $H\alpha$ tiende a valores mayores que los observados, tanto al usar todas las líneas como al usar solo las de Balmer. En el caso de la distribución posterior marginalizada (Figura 5.5), los valores para cada parámetro concuerdan entre los casos con todas las líneas y solo las líneas de Balmer. La distribución de la tasa de acreción ($\dot{M}$) tiende a valores menores, pero la mediana en ambos casos es cercana. En ambos casos las tasas de acreción son menores que el valor referencial $\log \dot{M} = -8.16$. La mayor variación entre los casos se consigue en la inclinación, donde las líneas de Balmer producen inclinaciones mayores, sin embargo, ambos valores encontrados, $i = 31.46^\circ$ para todas las líneas y $i = 43.60^\circ$ para las líneas de Balmer, son menores al límite superior reportado en la literatura $i < 50^\circ$. La temperatura máxima de las columnas magnetosféricas está aproximadamente en el medio del rango posible de parámetros, con la temperatura calculada con

todas las líneas correspondiente a $T_{max,H} \approx 10850$ K y la obtenida solo con las líneas de Balmer alrededor de $T_{max,Ba} \approx 11604$ K. En ambos casos el radio interno y el ancho de la magnetosfera tienden a los menores valores posibles.

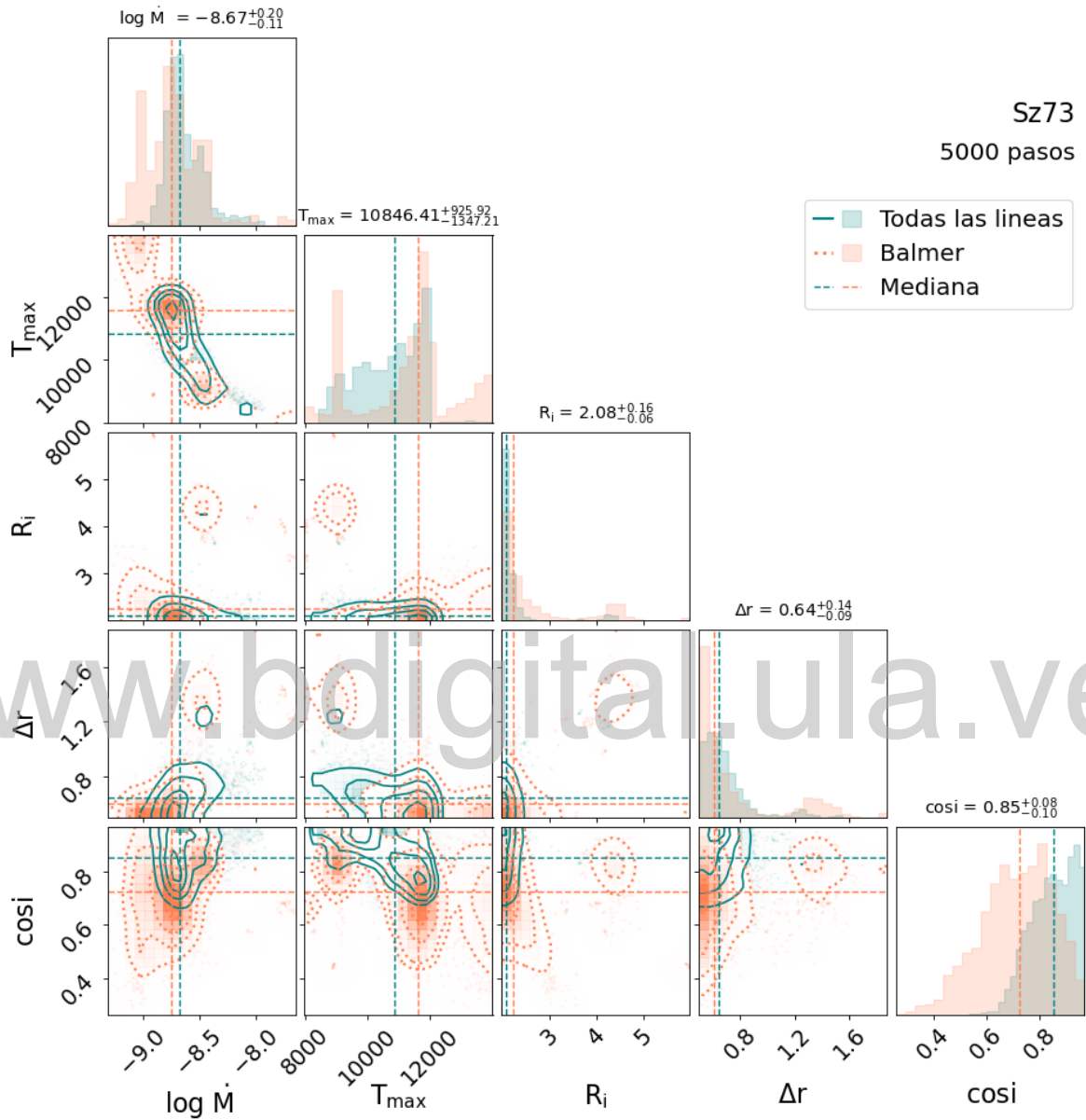


Figura 5.5: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz73.

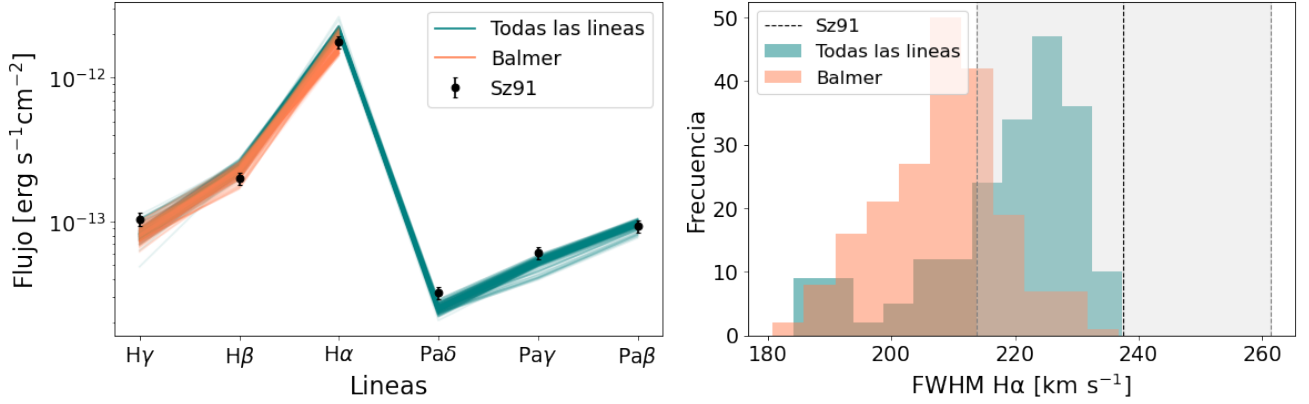


Figura 5.6: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz91.

En la [Figura 5.6](#), se puede evidenciar que se obtienen ajustes dentro del rango de error para el flujo de la estrella Sz91, tanto en el caso que se usan todas las líneas como en el caso donde se usan solo las líneas de Balmer. Sin embargo, es más factible reproducir el ancho de $H\alpha$ observado cuando se utilizan todas las líneas de emisión para el análisis. Como se puede observar en la figura, la mayoría de los modelos se encuentran en el rango de error de la observación. Para esta estrella, las distribuciones se muestran en la [Figura 5.7](#), donde es claro que las distribuciones son similares entre los dos casos, pero no coinciden perfectamente. Esto es más evidente al observar la distribución de la temperatura máxima, donde se consiguen tres picos con similar probabilidad al usar sólo las líneas de Balmer, mientras que usando todas las líneas se consigue un valor más definido. A pesar de esto, las medianas de ambas distribuciones son están dentro del rango de error. La mayor diferencia se encuentra en la tasa de acreción y el radio interno. La tasa de acreción obtenida con todas las líneas ($\log \dot{M} = -8.114$) esta más alejada del valor referencial ($\log \dot{M} = -8.73$) que la tasa de acreción obtenida sólo con las líneas de Balmer ($\log \dot{M} = -8.335$). Ambos valores obtenidos para la inclinación, $i_H = 57.4^\circ$ para todas las líneas y $i_{Ba} = 59.8^\circ$ para las líneas de Balmer, son cercanos al valor medido en la literatura de $i = 51.7^\circ$. La temperatura corresponde a valores alrededor de $T_{max} \approx 8800$ K en ambos casos, mientras que el radio interno se encuentra entre $R_{i,H} = 2.54R_*$ y $R_{i,Ba} = 2.88R_*$ para el análisis con todas las líneas y solo las líneas de Balmer, respectivamente. Se obtiene un ancho de la magnetosfera alrededor de $\Delta R \approx 1.15R_*$ en ambos casos.

En los tres casos mostrados hasta ahora, los flujos predichos por los modelos coinciden con al menos 4 de las 6 líneas de hidrógeno en el análisis donde se incluyen las seis líneas. Sin embargo, este no es el caso para la mayoría de las estrellas estudiadas. Por esto, ahora se describirán los resultados

para tres objetos donde los modelos no pueden replicar los flujos observados, independientemente del número de líneas que se use en el análisis.

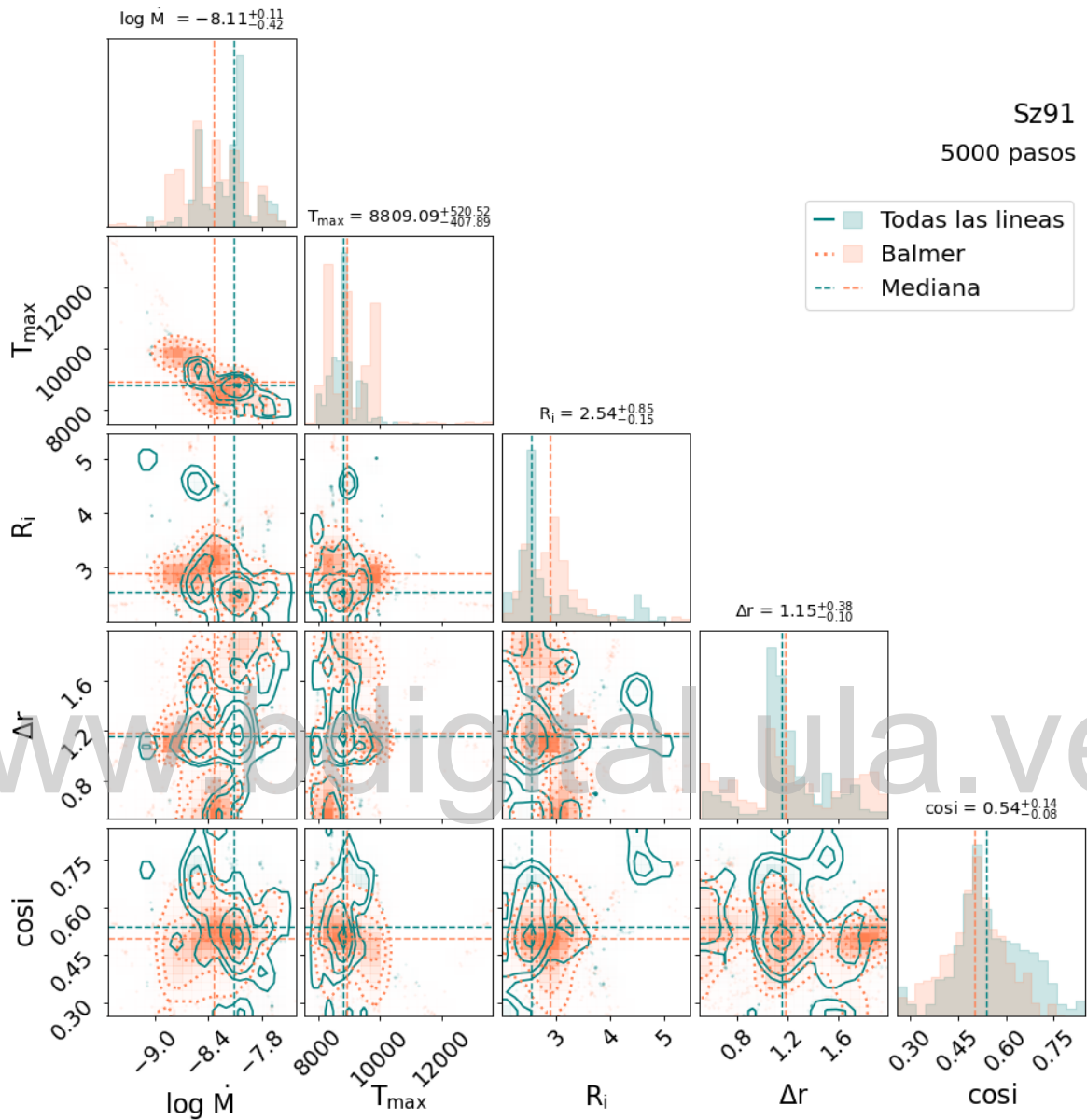


Figura 5.7: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz91.

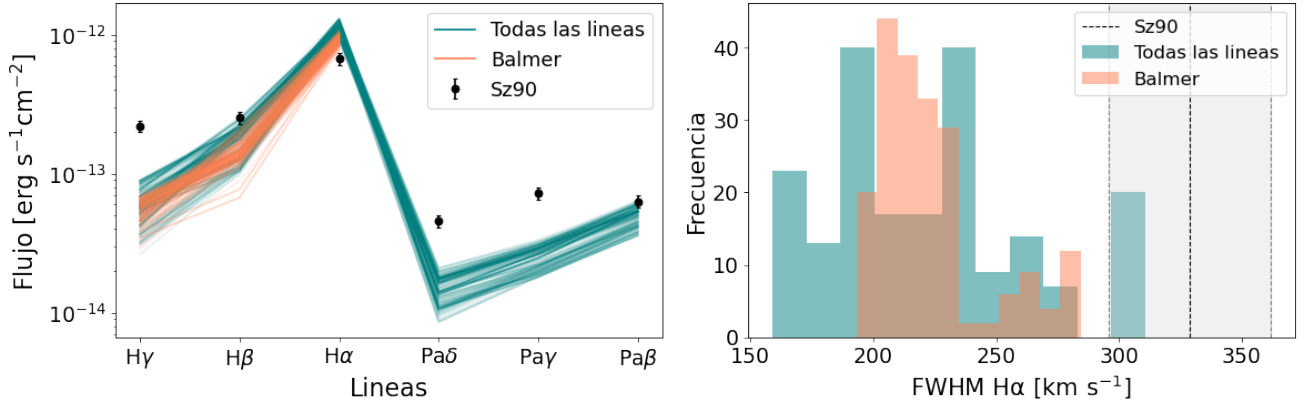


Figura 5.8: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz90.

Primero, se puede observar en el ajuste para Sz90 (Figura 5.8), que la mayoría de los modelos no son capaces de reproducir los flujos de las líneas observadas, tanto en el caso de las líneas de la serie de Balmer como las líneas de la serie de Paschen. En el caso de $H\gamma$, los modelos subestiman la emisión producida, al igual que sucede con $Pa\delta$ y $Pa\gamma$. Sin embargo, los modelos sobrestiman el flujo de emisión de $H\alpha$ y subestiman el ancho del perfil. Las distribuciones posteriores marginalizadas en la Figura 5.9 tampoco siguen una tendencia clara, varios parámetros, como el radio interno de la magnetosfera, el ancho, y la inclinación, tienen distribuciones con múltiples valores con alta probabilidad de reproducir los modelos, por lo que los valores de la mediana reportados en este caso no son representativos de la distribución. El parámetro con mayor definición es la temperatura máxima de la distribución, seguido por la tasa de acreción. A pesar de esto, las tasas de acreción obtenidas, $\log \dot{M}_H = -8.431$ y $\log \dot{M}_{Ba} = -8.720$, concuerdan con el valor obtenido en Alcalá et al. (2014) de $\log \dot{M} = -8.64$. La inclinación obtenida usando todas las líneas, $i_H = 59.27^\circ$, también corresponde perfectamente con el valor reportado en la literatura $i = 60^\circ$, pero es importante resaltar la ubicación de este valor en la distribución. En la Figura 5.9 se puede evidenciar como la mediana no es valor representativo en este caso, ya que inclinaciones mayores tienen una probabilidad mayor. Este comportamiento se repite en el radio interno y el ancho, por lo que no se puede reportar un valor definitivo.

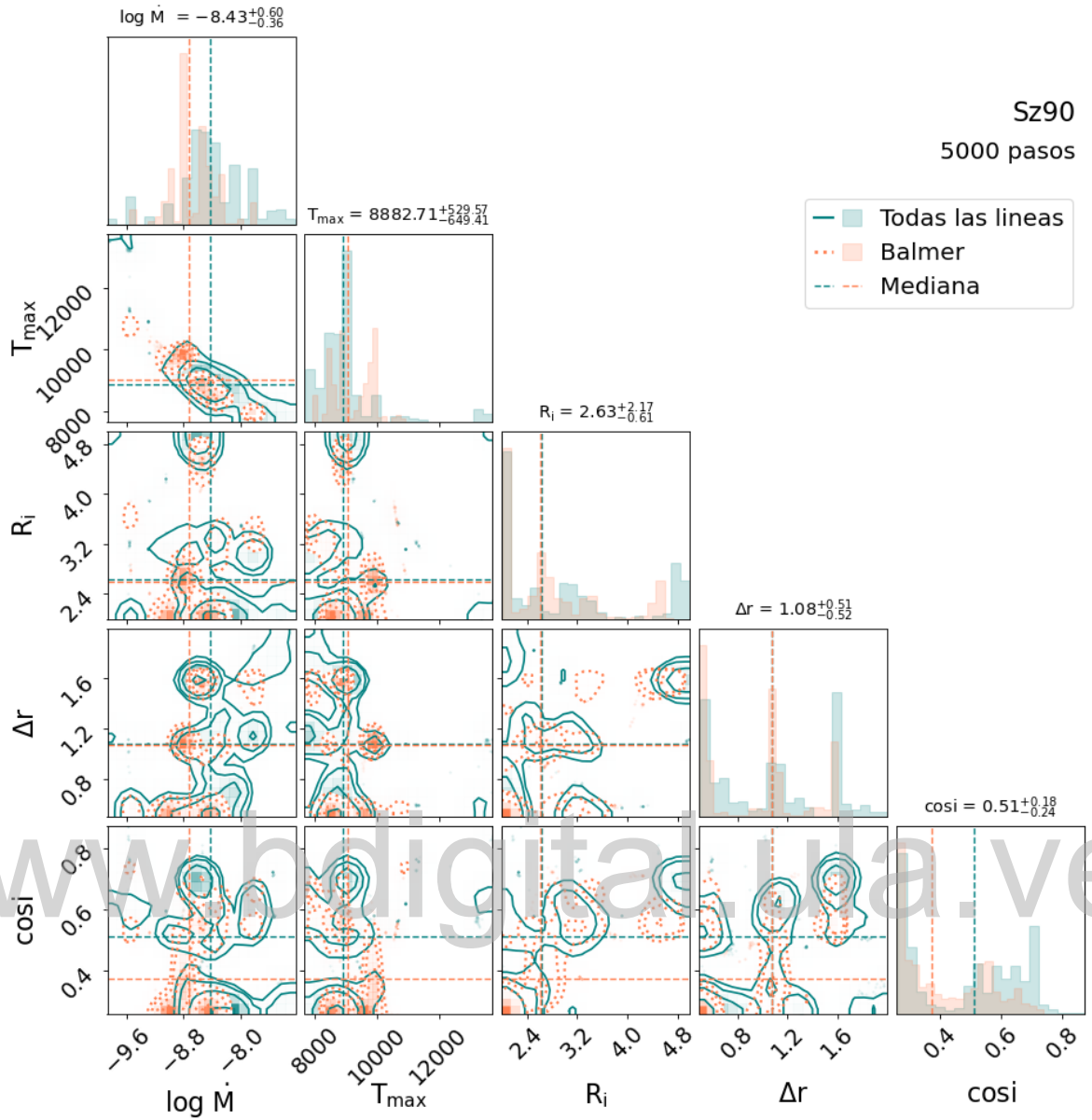


Figura 5.9: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz90.

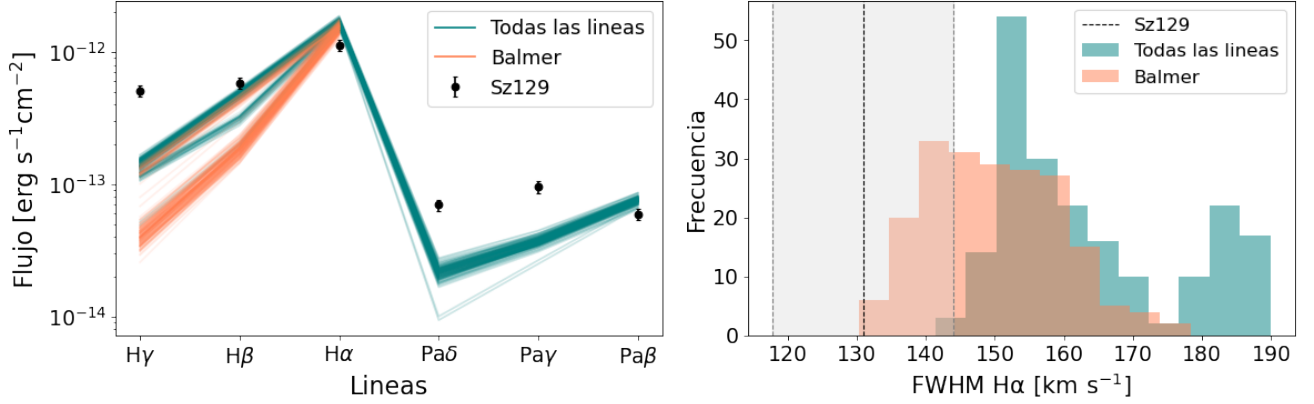


Figura 5.10: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz129.

En el caso de Sz129, esta es una de las pocas estrellas donde la discrepancia entre los ajustes usando todas las líneas y los ajustes usando las líneas de Balmer es tan grande. Se puede observar en la Figura 5.10 como los flujos de $H\beta$ y $H\gamma$ son subestimados, en el caso de las líneas de Balmer los flujos llegan a ser un orden de magnitud menores que las observaciones. La discrepancia es un poco menor para el caso de todas las líneas, pero también sucede en $Pa\delta$ y $Pa\gamma$. Al usar todas las líneas los flujos de $H\alpha$ y $Pa\beta$ son sobrestimados, al igual que el ancho de $H\alpha$. Las distribuciones poseen un comportamiento similar, con poca preferencia a un único valor. En todos los parámetros se pueden observar al menos dos valores con probabilidades similares, sin embargo, los picos de probabilidad coinciden entre los casos de todas las líneas y las líneas de Balmer. La mediana para la tasa de acreción en ambos casos coincide aproximadamente con los picos de probabilidad con $\log \dot{M}_H = -8.88$ y $\log \dot{M}_{Ba} = -8.57$, estando este último valor más cercano al valor referencial de $\log \dot{M}_{Ba} = -8.4$. De forma similar a los casos anteriores, el radio interno y el ancho de la magnetosfera tienden a los menores valores en el rango posible de modelos. La temperatura máxima tiene dos picos de probabilidad en extremos opuestos, las medianas en este caso corresponden a $T_{max,H} = 11602 \text{ K}$ y $T_{max,Ba} = 9070 \text{ K}$. La inclinación obtenida con todas las líneas, $i_H = 63.7^\circ$, es la más cercana al valor referencial de $i = 70^\circ$.

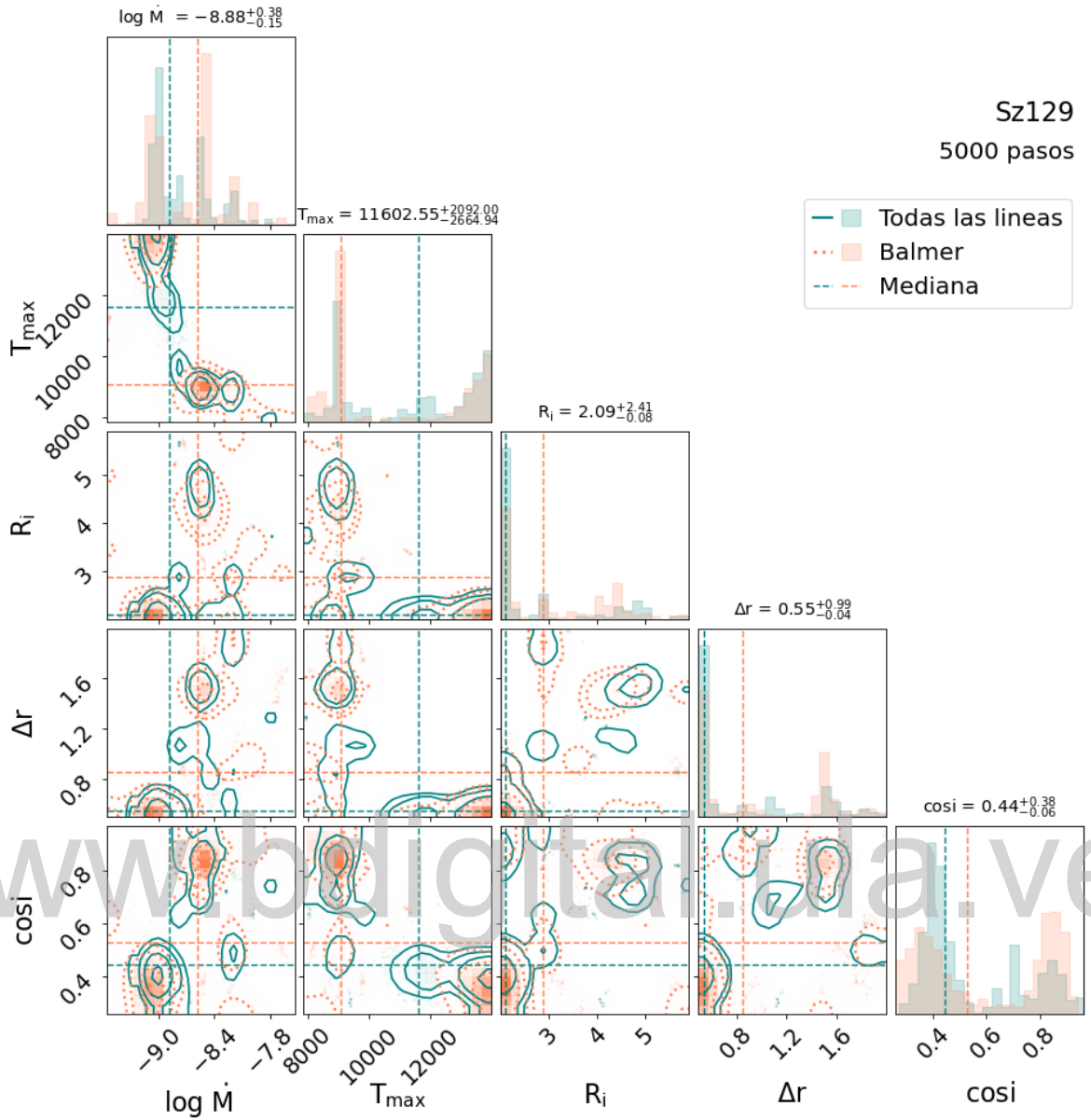


Figura 5.11: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz129.

El último caso a discutir corresponde a Sz72, cuyo ajuste se muestra en la [Figura 5.12](#). En este caso, ninguno de los modelos obtenidos en la distribución posterior marginalizada es capaz de explicar los flujos observados. Para todas las líneas, el modelo subestima el flujo producido, independientemente de la cantidad de líneas que se utilice en el análisis. En el caso de las líneas de Balmer el ancho de $H\alpha$ es menor al medido en el perfil, pero coincide mejor cuando se utilizan todas las líneas. Al observar las distribuciones en la [Figura 5.13](#), es claro que casi todas tienden a los extremos del espacio de parámetros, indicando que en este caso no hay ninguna combinación de modelos que logren reproducir las observaciones.

Sz72

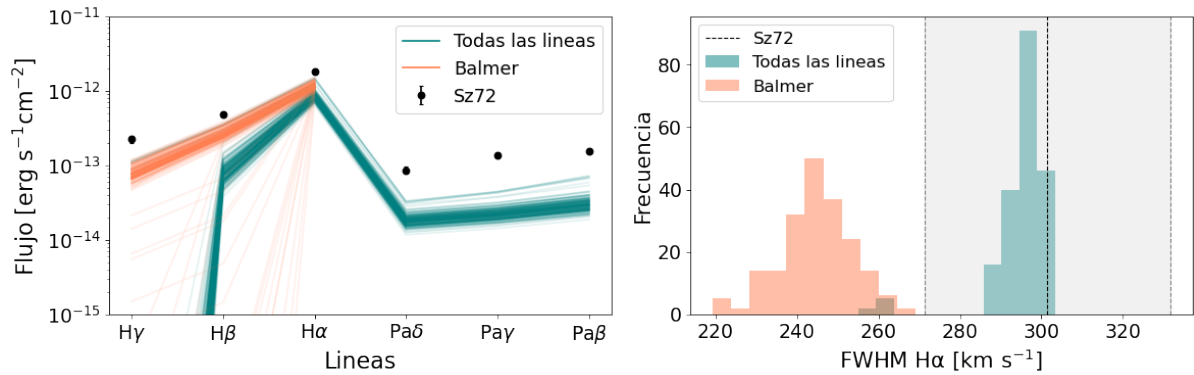


Figura 5.12: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz72.

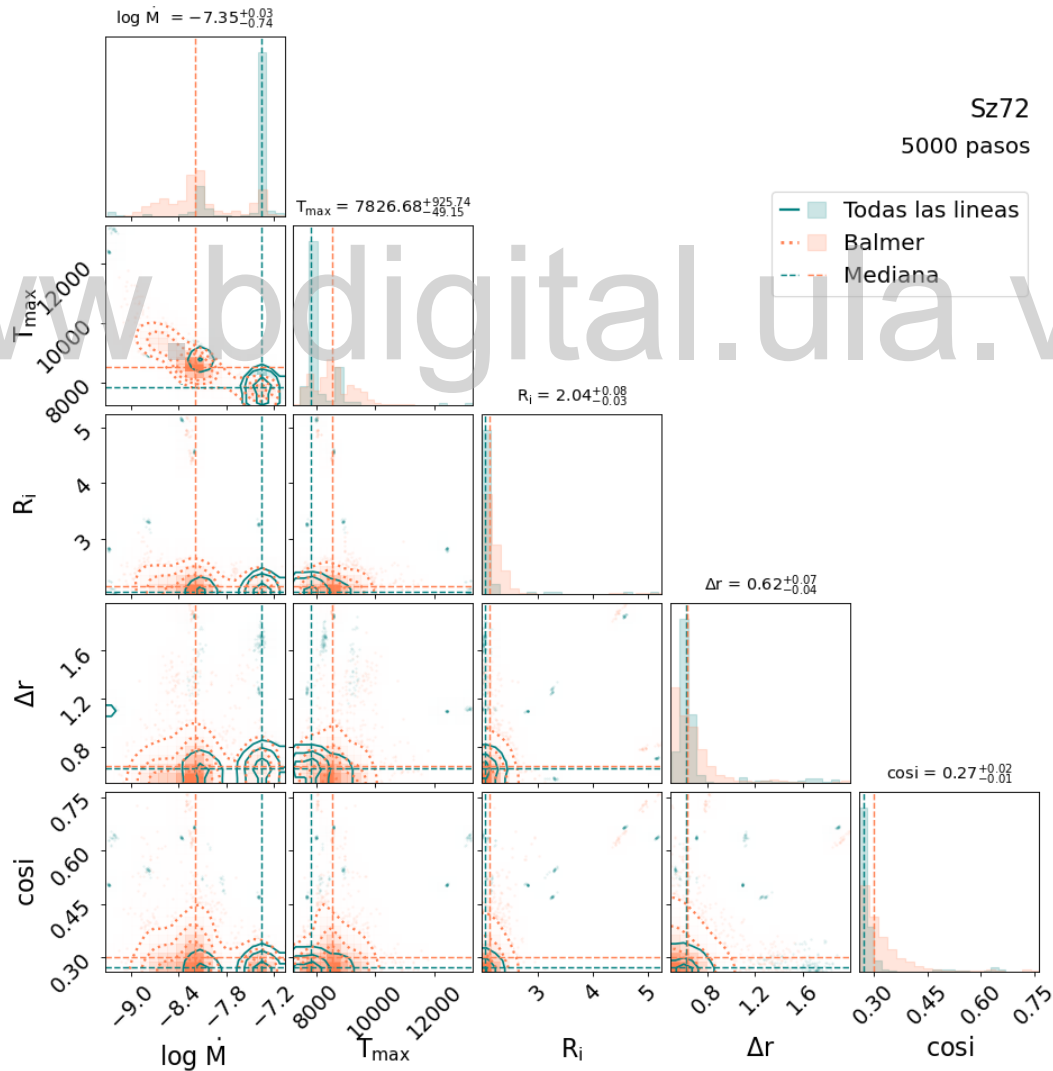


Figura 5.13: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz72.

5.3. Resumen de resultados

Primero, se discutirán las diferencias encontradas en las distribuciones al comparar el análisis incluyendo todas las líneas de emisión y el análisis utilizando solo las líneas de Balmer. Los ajustes en los flujos para cada caso son similares, solo en 4 casos los ajustes obtenidos con las líneas de Balmer parecen ser mejores que los obtenidos usando todas las líneas. Esto se puede observar en las estrellas Sz72 (Figura 5.12), SSTc2dJ161344.1-373646 (Figura A.3), Sz83 (Figura A.15), y Sz88A (Figura A.17). Para los anchos el resultado es similar, la distribución posterior suele ser la misma para ambos casos. Solo 5 estrellas de la muestra presentan tendencias. En el caso de Sz91 (Figura 5.6), Sz72 (Figura 5.4), y Sz88A (Figura A.17), las distribuciones de los anchos concuerdan mejor con las observaciones cuando se utilizan todas las líneas de emisión. En cambio, para las estrellas Sz83 (Figura A.15) y SSTc2dJ161344.1-373646 (Figura A.3) el ajuste de los anchos es mejor al usar solo las líneas de Balmer. Estas últimas dos estrellas también presentan mejores ajustes en los flujos al usar las líneas de Balmer, pero Sz88A contradice esta tendencia al tener mejores ajustes en los flujos cuando se usan las líneas de Balmer y mejor ajuste en el ancho cuando se consideran todas las líneas.

La segunda comparación se realiza comparando los valores de las Tablas 5.1 y 5.2, con los valores de referencia en la literatura (Tabla 4.1). Los únicos valores que han sido determinados en estudios previos son la tasa de acreción y la inclinación de algunos objetos de la muestra, por lo que este trabajo se limitará a comparar estos parámetros. De todas las estrellas de la muestra total, compuesta de 16 objetos, diez de ellos consiguen tasas de acreción más cercanas al valor de referencia cuando se utilizan las líneas de Balmer. Sin embargo, cuando los valores obtenidos utilizando todas las líneas de emisión son más cercanos al valor de referencia, tienden a ser más precisos. Para ilustrar este resultado, se pueden comparar los valores obtenidos para Sz88A y Sz71. En el caso de Sz88A, la tasa de acreción obtenida con todas las líneas ($\log \dot{M} = -7.047$), está más alejada del valor referencial ($\log \dot{M} = -8.13$), que el valor obtenido sólo con las líneas de Balmer ($\log \dot{M} = -7.095$), pero este valor sigue estando muy alejado del valor referencial. Esto resalta la importancia de estudiar los gráficos de esquina además de los ajustes, basándonos en el ajuste de Sz88A (Figura A.17) se podría pensar inicialmente que un buen ajuste representa una buena determinación de valores, pero al considerar la distribución posterior, se puede ver que para todos los parámetros las distribuciones se concentran en los extremos del espacio de parámetros, resultando en valores no consistentes con la referencia, como se encontró anteriormente para la tasa de acreción. Ahora, considerando Sz71 (Figura A.12), podemos ver que el valor obtenido con todas

las líneas ($\log \dot{M} = -9.063$), coincide perfectamente con el valor de referencia ($\log \dot{M} = -9.06$), mientras que usando solo las líneas de Balmer se consigue una tasa de acreción menor ($\log \dot{M} = -9.293$). Para ambos casos los ajustes se ven similares (Figura A.11), pero las distribuciones en la tasa de acreción para las líneas de Balmer tienden a valores menores (Figura A.12). Es prudente mencionar que las distribuciones en este caso no son simétricas ni están concentradas alrededor de un valor específico, por lo que la mediana puede no ser la mejor manera de representar la distribución a través de un solo valor. En la Figura 5.14 se muestra una comparación de los valores obtenidos en este estudio y los valores de referencia obtenidos de Alcalá et al. (2014) y Alcalá et al. (2017), la línea negra punteada representa una concordancia perfecta con los valores mientras que las líneas grises representan tasas de acreción con una diferencia de un factor de dos en escala lineal de la tasa de acreción. Aquí se evidencia claramente que las tasas de acreción obtenidas con las líneas de Balmer tienden a subestimar los valores referenciales, ya que la mayoría está por debajo de la línea negra.

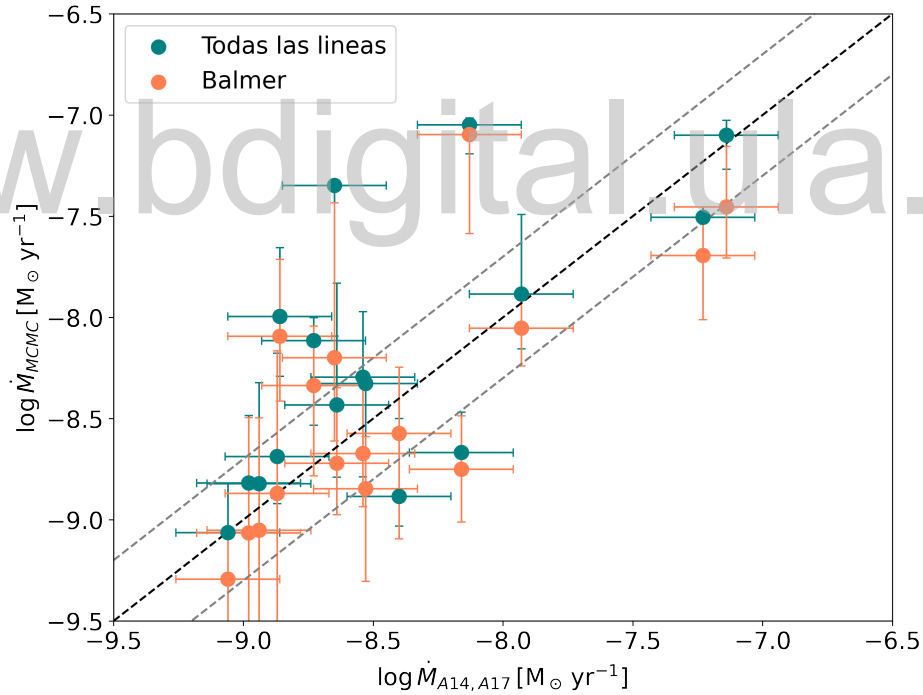


Figura 5.14: Comparación de las tasas de acreción obtenidas con el análisis con MCMC respecto a las tasas de acreción reportadas en la literatura. Los valores reportados para este análisis corresponden a la mediana de las distribuciones.

En el caso de la inclinación, solo diez de los objetos estudiados tienen determinaciones precisas en la literatura. Al comparar con las medianas obtenidas, en 6 de estas estrellas (Sz129, Sz83, Sz90, Sz91, Sz72, y Sz110) se consiguen valores mas cercanos a la referencia si se usan todas las

líneas de emisión. Únicamente en Sz98 y Sz113 se consigue un valor más cercano al usar las líneas de Balmer. En el resto de las estrellas los valores entre ambos casos son similares. La [Figura 5.15](#) muestra la comparación entre los valores obtenidos en estudios previos, según la [Tabla 4.1](#), y los valores obtenidos en este estudio. Se puede observar que la mayoría de los resultados sobrestiman las inclinaciones referenciales, tendiendo a inclinaciones mucho mayores. Esto es de especial interés ya que todas las inclinaciones referenciales fueron obtenidas a través de imágenes en longitudes de onda correspondiente a sub-mm, las cuales exploran escalas radiales mayores en el disco. Debido a que existe evidencia de discos protoplanetarios con desalíneaciones entre el disco interno y externo, los cuales pueden ser causados por formación planetaria o los torques intrínsecos del material en el disco ([Mayama et al., 2019](#); [Kraus et al., 2020](#)), es posible que esto explique las discrepancias entre las inclinaciones obtenidas en este trabajo.

Ahora, al considerar otro aspecto de la geometría de la magnetosfera, se consiguió que en casi todos los casos las distribuciones posteriores marginalizadas dan como resultado radios internos pequeños mientras que los anchos cubren casi todo el rango de valores. En los análisis donde se utilizaron las seis líneas de emisión de hidrógeno, ninguno de los valores obtenidos para la mediana de las distribuciones fueron mayores a $R_i = 2R_*$, indicando que para todas las estrellas el radio interno de la magnetosfera es cercano a la estrella. Únicamente 3 estrellas presentaron valores mayores a $R_i = 3R_*$, a pesar de que los modelos cubren un rango desde $R_i = 2R_*$ hasta $R_i = 6R_*$. Sin embargo, los anchos de la magnetosfera obtenidos sí ocupan un rango más amplio en el espacio de parámetros, siendo $\Delta R = 0.523 R_*$ y $\Delta R = 1.717 R_*$ el menor y mayor valor obtenido, respectivamente.

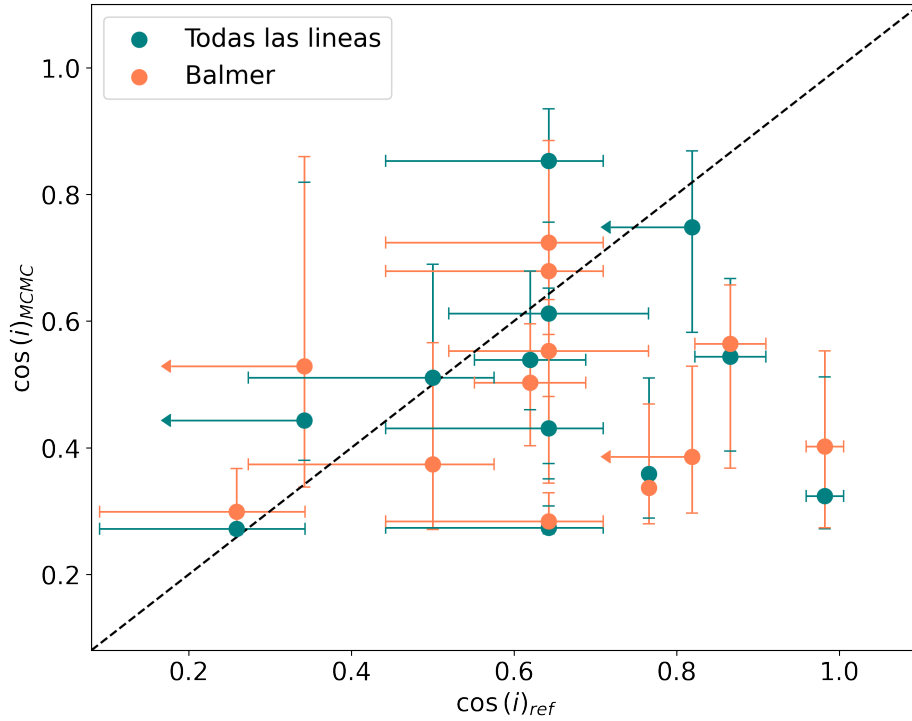


Figura 5.15: Comparación de las inclinaciones obtenidas con el análisis con MCMC respecto a las inclinaciones reportadas en la literatura. Los valores reportados para este análisis corresponden a la mediana de las distribuciones.

También se pueden comparar los valores de tasa de acreción obtenidos con las temperaturas máximas, ya que, como se mencionó anteriormente, existe un rango de combinaciones posibles que permiten explicar los perfiles observados. En la [Figura 5.16](#) se muestra la relación de los valores obtenidos, sobre las combinaciones posibles utilizadas en los modelos. Tanto en esta figura como en los histogramas se evidencia la tendencia a bajas temperaturas, sin embargo, se mantiene aproximadamente el mismo rango de valores permitidos. Es importante resaltar que en la mayoría de los casos las distribuciones posteriores marginalizadas de la temperatura tienden a valores relativamente definidos. Esto quiere decir que a pesar de presentar bajas temperaturas, las distribuciones no se concentran en el extremo absoluto del rango de temperaturas utilizados en los modelos, como sucede en el caso del radio interno o el ancho de la magnetosfera.

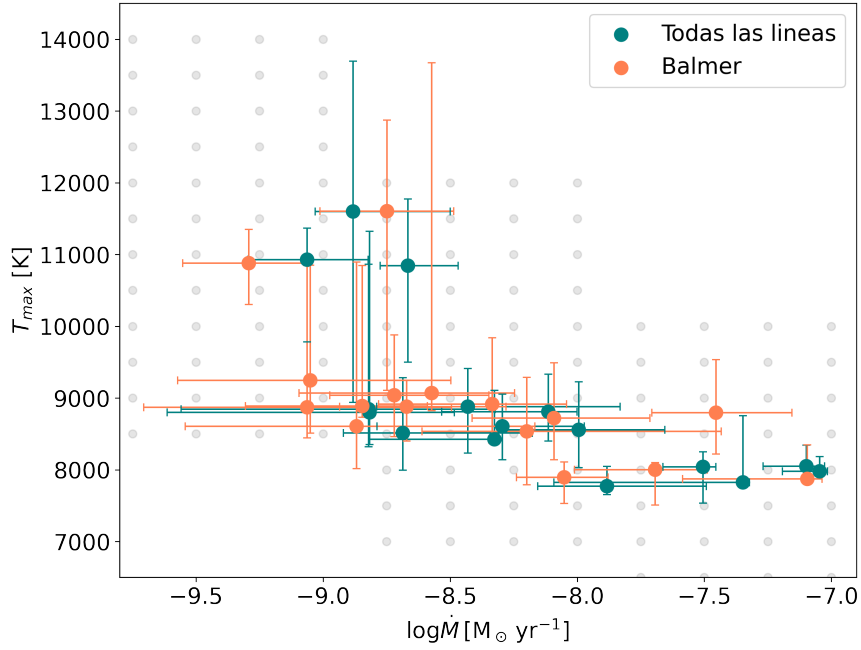


Figura 5.16: Valores de temperatura máxima en función a la tasa de acreción obtenida en este trabajo. Los puntos grises representan la distribución de los modelos, ilustrada anteriormente en la [Figura 3.5](#).

5.4. Implicación de resultados

5.4.1. Relación entre el radio magnetosférico y la tasa de acreción

Ahora que se han discutido las tendencias de los resultados obtenidos, se puede analizar la relación de mayor interés para este estudio, la cual se refiere a las tasas de acreción y al radio interno de la magnetosfera. En la [Figura 5.17](#) se ilustran los valores obtenidos para R_i en función de la tasa de acreción. Se distinguen los diferentes casos, usando todas las líneas o sólo las líneas de Balmer, por sus colores. Para obtener la relación entre los parámetros se realizó una regresión ortogonal de distancia, la cual toma en cuenta las incertidumbres entre los dos parámetros utilizados ([Boggs & Rogers, 1990](#)). Este cálculo se realizó utilizando la función `scipy.odr` en Python. La dependencia entre los parámetros también se muestra en la figura, obteniendo una relación de $R_i \propto \dot{M}^{-(0.029 \pm 0.021)}$ en el caso donde se usan todas las líneas de emisión de hidrógeno disponibles, y $R_i \propto \dot{M}^{-(0.061 \pm 0.026)}$ cuando se usan únicamente las líneas de Balmer. En ambos casos la relación es mucho más gradual de la predicha por la teoría, la cual corresponde a $R_i \propto \dot{M}^{-0.29}$. Este resultado indica que el radio interno de la magnetosfera suele ser cercano a la estrella, mientras tengan tasas de acreción mayores a $\log \dot{M} = -10$. Estos valores pueden ser comparados con estudios previos.

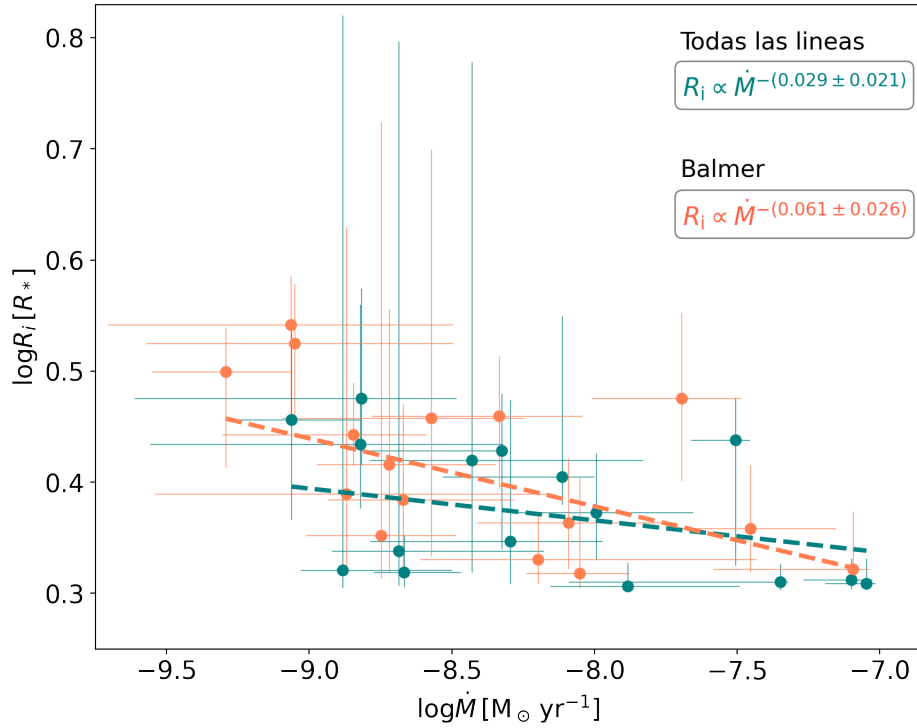


Figura 5.17: Relación encontrada entre la tasa de acreción y el radio interno de la magnetosfera, en los casos donde se usan todas las líneas (color turquesa) y solo las líneas de Balmer (color naranja). Las pendientes para cada relación se reportan en la parte superior derecha.

La [Figura 5.18](#) muestra los mismos valores obtenidos en este estudio, con la contribución adicional de los valores obtenidos por [Thanathibodee et al. \(2022\)](#) para estrellas con bajas tasas de acreción; la muestra está compuesta de 20 estrellas con tipos espectrales entre K y M de las regiones de Orión, Camaleón y Upper Scorpio. Los valores obtenidos en el trabajo son producto de modelado del perfil de emisión de $H\alpha$ utilizando el mismo modelo magnetosférico que se asume en este estudio, pero con un espacio de parámetros más detallado. En este caso, las regresiones lineales mostradas en la figura incluyen los valores de ambos conjuntos de estrellas. Se puede observar que la pendiente para el caso donde se usan todas las líneas se vuelve más inclinada, acercándose un poco más a la relación teórica. Sin embargo, se logra el efecto contrario cuando solo se utilizan las líneas de Balmer. Ambas regresiones parecen seguir el comportamiento de la muestra utilizada en este estudio, pero difieren considerablemente de las estrellas en la muestra de [Thanathibodee et al. \(2022\)](#). Se puede apreciar una clara distinción entre las dos poblaciones, por lo que se realiza un análisis individual de las poblaciones.

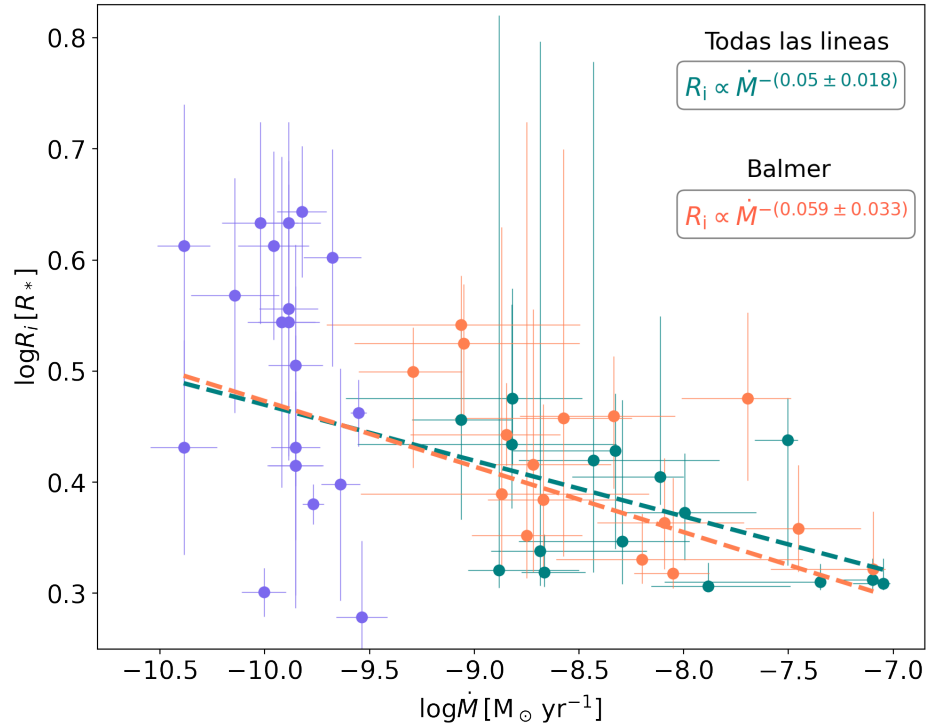


Figura 5.18: Relación encontrada entre la tasa de acreción y el radio interno de la magnetosfera, en los casos donde se usan todas las líneas (color turquesa) y solo las líneas de Balmer (color naranja). Las pendientes para cada relación se reportan en la parte superior derecha.

Finalmente, en la [Figura 5.19](#), se consideran por separado las dos muestras de estrellas y se realiza una regresión para cada una de ellas. Los valores y las funciones para la región de Lupus son los mismos que en la [Figura 5.17](#), pero se realiza un ajuste adicional para la muestra de [Thanathibodee et al. \(2022\)](#). La relación obtenida coincide a la conseguida por los autores, correspondiente a $R_i \propto \dot{M}^{-(0.30 \pm 0.12)}$. Esto parece indicar que se encuentran dos relaciones diferentes entre la tasa de acreción y el radio interno de la magnetosfera, dependiendo de la magnitud de la tasa de acreción. Para estrellas que están acreciendo altas cantidades de material, el radio interno de la magnetosfera se encuentra cercano a la estrella, pero este se aleja a medida que la tasa de acreción disminuye. Esta discrepancia puede tener múltiples orígenes. Como se mencionó en el capítulo [Capítulo 2](#), los campos magnéticos reales en las estrellas tienen geometrías mucho más complejas que la simetría di-polar asumida en este estudio. Sin embargo, otro estudio teórico previo también consiguió una relación más gradual al intentar conseguir la pendiente en la relación radio-tasa de acreción. Los autores [Kulkarni & Romanova \(2013\)](#) consiguieron una relación $r_m \propto \dot{M}^{-1/5}$, la cual es considerablemente más plana que la relación dada por la [Ecuación 2.14](#). [Kulkarni & Romanova \(2013\)](#) argumentan que esta discrepancia puede ser producto de una compresión de la magnetosfera debido a la masa del disco y la forma no di-polar de las líneas de campo magnético.

Es decir, al tener una magnetosfera comprimida, el radio magnetosferico varía más lentamente con la tasa de acreción. Esta teoría concuerda con los valores encontrados en este estudio; no obstante, es importante mencionar que los valores utilizados para el análisis en algunos casos son producto de distribuciones asimétricas, por lo que el uso de la mediana puede no representar de manera adecuada la información obtenida.

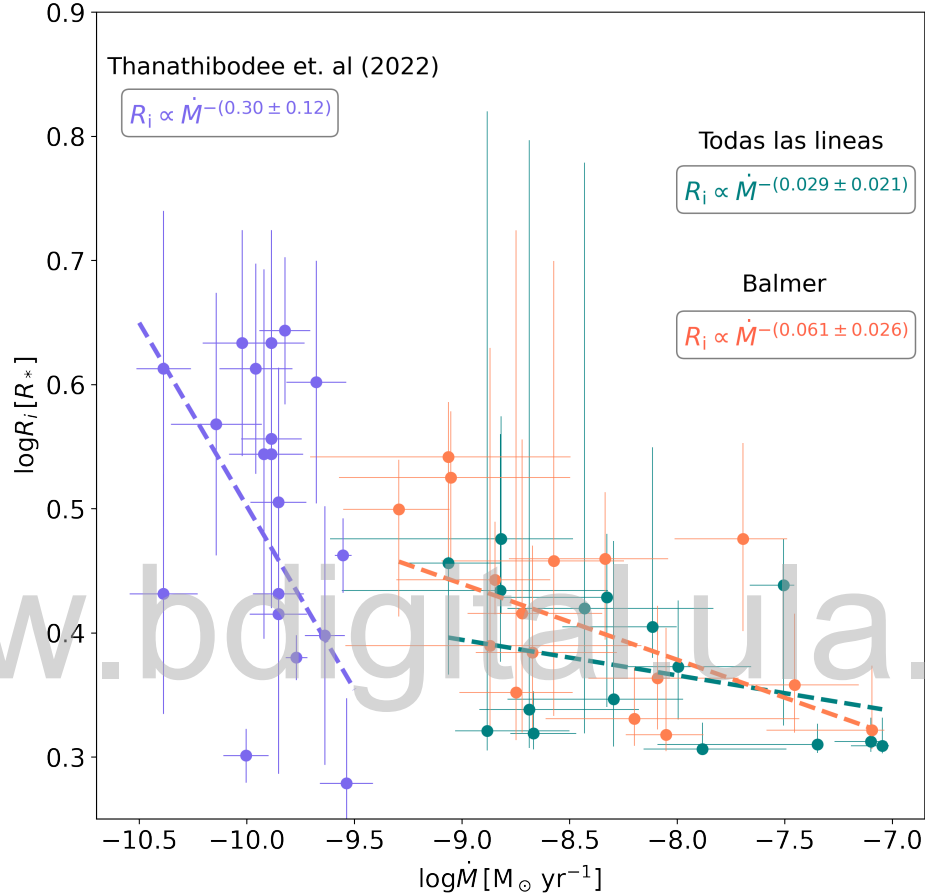


Figura 5.19: Relación encontrada entre la tasa de acreción y el radio interno de la magnetosfera, en los casos donde se usan todas las líneas (color turquesa) y solo las líneas de Balmer (color naranja). Las pendientes para cada relación se reportan en la parte superior derecha.

5.4.2. Relación entre el radio magnetosférico y el radio de co-rotación

Existe otro aspecto importante con respecto al mecanismo de acreción y los radios magnetosfericos, el cual se refiere al tipo de acreción que presenta la estrella. Como se mencionó en el [Capítulo 2](#), el radio de co-rotación permite identificar si las estrellas presentan acreción activa; cuando el radio interno de la magnetosfera es mayor que el radio de co-rotación se transfiere momento angular de la estrella al disco, por lo que el material es movido hacia afuera. En cambio, cuando el radio de co-rotación está fuera del radio interno de la magnetosfera, se transfiere mo-

mento angular y masa del disco a la estrella. Se espera que todas o la mayoría de los sistemas en este estudio tengan radios de co-rotación mayor al radio interno de la magnetosfera, ya que presentan tasas de acreción intermedias. En el caso de acreción activa, también se ha descubierto recientemente que existen diferentes regímenes de acreción, dependiendo de la diferencia entre R_{co} y R_i . A través de simulaciones magnetohidrodinámicas tridimensionales, los autores [Romanova et al. \(2008\)](#) consiguieron que existen dos tipos de acreción, estable e inestable. La acreción estable se da cuando existen dos corrientes (o columnas) ordenadas que llevan la materia del disco a la estrella, las cuales producen curvas de luz periódicas. La acreción inestable describe los sistemas donde la materia es depositada en zonas arbitrarias de la estrella a través de múltiples corrientes de acreción variables, lo cual produce curvas de luz desordenadas. Estos mecanismos y sus efectos en la curva de luz se ilustran en la [Figura 5.20](#).

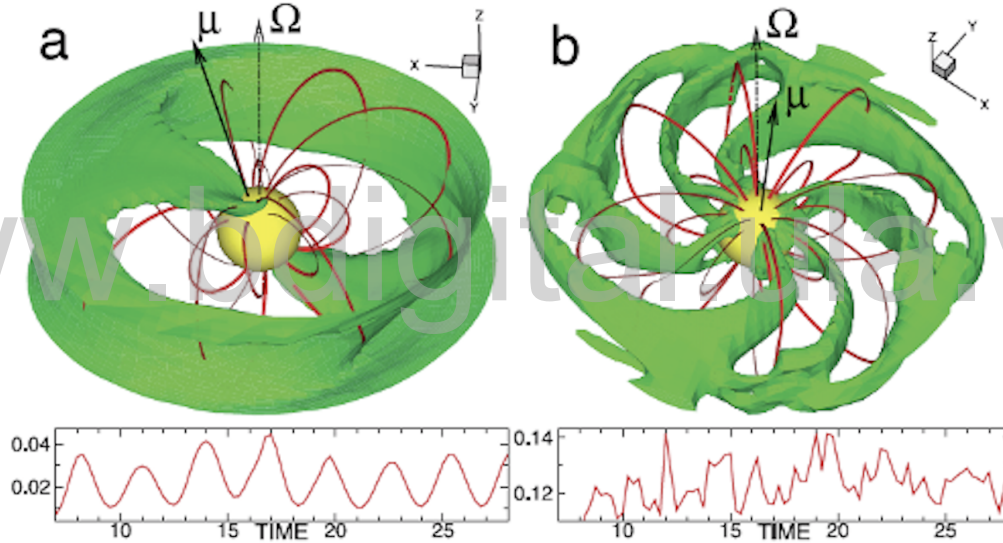


Figura 5.20: Regímenes de acreción junto a las curvas de luz producidas en cada caso. El panel (a) corresponde a la acreción estable, mientras que la figura (b) representa la acreción inestable. Figura tomada de [Romanova et al. \(2008\)](#)

El radio de co-rotación es un parámetro que puede ser calculado al encontrar el punto donde la velocidad angular kepleriana es igual a la velocidad angular de la estrella, por lo que es descrito a través de la ecuación

$$R_{co} = \left[\frac{GM_* R_*^2 \sin^2 i}{(v \sin i)} \right]^{1/3} \quad (5.4)$$

donde G es la constante de gravitación universal, M_* y R_* son la masa y el radio de la estrella, $v \sin i$ es la proyección de la velocidad rotacional, e i es la inclinación del sistema respecto a la

línea de visión. Adicionalmente, se puede definir el parámetro de velocidad, ω_s , el cual permite identificar de forma más sencilla en cual régimen de acreción se encuentra la estrella al comparar las velocidades angulares a través de

$$\omega_s = \frac{\Omega_*}{\Omega_K(R_M)} = \left(\frac{R_M}{R_{co}} \right)^{3/2} \quad (5.5)$$

donde Ω_* es la velocidad angular de la estrella y $\Omega_K(R_M)$ la velocidad angular a un radio R_M en la magnetosfera, el cual se considerará como el radio interno R_i . Se puede observar que $\omega_s > 1$ representa la zona donde no sucede acreción, y los autores [Blinova et al. \(2016\)](#) definen el límite entre acreción estable e inestable como $\omega_s \sim 0.54 - 0.6$.

Se puede observar en la [Tabla 4.1](#) que mayoría de los parámetros necesarios para calcular el radio de co-rotación han sido estimados anteriormente en la literatura, por lo que se pueden calcular los valores para el radio de co-rotación asumiendo las inclinaciones que fueron obtenidas a través del análisis con el MCMC, ya que se han estimado para todas las estrellas en la muestra. Esto se hizo para las estrellas consideradas en este estudio y los resultados se muestran en la [Figura 5.21](#), junto a los objetos estudiados por [Thanathibodee et al. \(2022\)](#). En la figura se distinguen tres zonas de acreción, estable, inestable o inexistente, las cuales son definidas por el parámetro de velocidad. Se puede observar que casi todos los valores obtenidos en este estudio corresponden a la zona de acreción inestable, lo cual es consistente con la clasificación de las estrellas como acretoras activas. Un solo valor se encuentra dentro del régimen estable, el cual corresponde al análisis de Sz73 cuando se utilizan solo las líneas de Balmer, mientras que esta misma estrella se encuentra en la zona donde no hay acreción cuando se realiza el análisis con todas las líneas de hidrógeno. Esto se debe a las altas proyecciones de velocidad, $v \sin i = 31 \text{ km s}^{-1}$, y bajas inclinaciones $i \approx 31 - 43^\circ$ obtenidas para esta estrella.

Al comparar la muestra utilizada en este estudio y la muestra de [Thanathibodee et al. \(2022\)](#), se puede observar que una mayor cantidad de estrellas de ese estudio están más cercanas a la zona estable. Ya que este estudio considera estrellas con tasas de acreción mayores a las utilizadas en [Thanathibodee et al. \(2022\)](#), este resultado parece indicar que la estabilidad de la acreción depende de la magnitud de la tasa de acreción. Las estrellas que están ganando más masa por unidad de tiempo lo hacen con un mecanismo inestable, mientras que las estrellas cuyas tasas de acreción son mas bajas tienden a hacerlo de forma ordenada a través de dos columnas de acreción principales. Como se mencionó anteriormente, este fenómeno también está relacionado con las curvas de luz de las estrellas, sin embargo, un análisis de las curvas de luz está más allá de los objetivos planteados

en este trabajo.

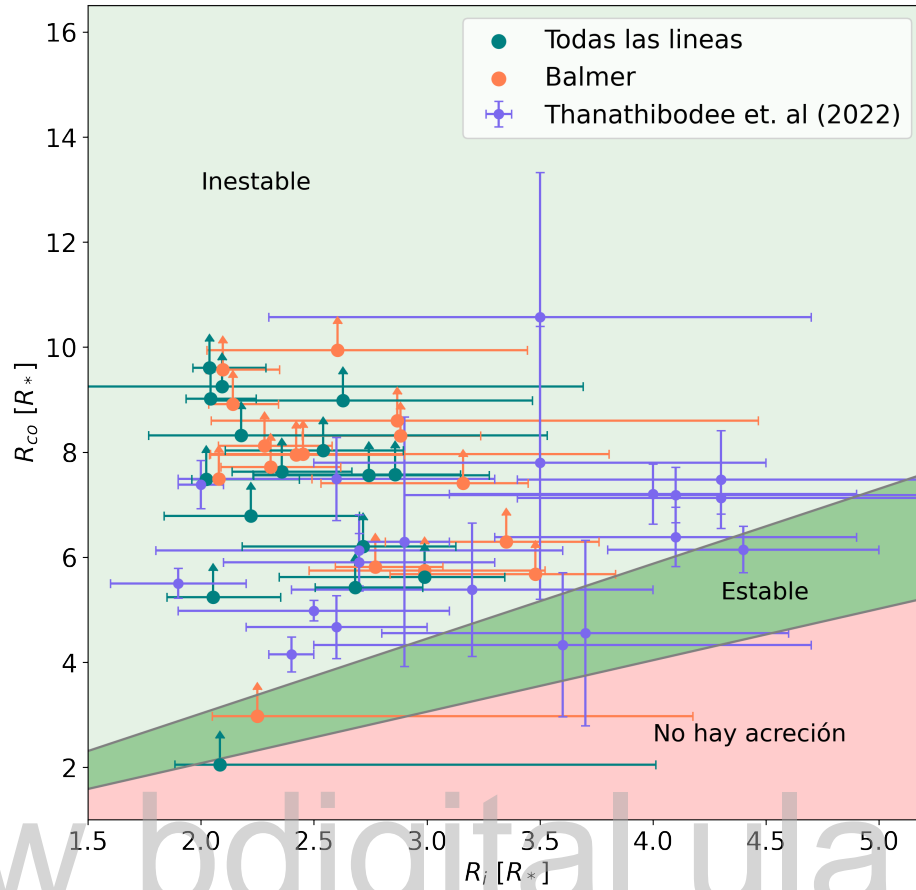


Figura 5.21: Relación encontrada entre el radio interno de la magnetosfera y el radio de co-rotación. Las zonas de color indican el régimen de acreción, dividido por las rectas con $\omega_s = 0.57$ y $\omega_s = 1$.

Capítulo 6

Sumario y conclusiones

Desde su postulación, el modelo de acreción magnetosférico ha probado ser uno de los modelos más consistentes con las observaciones de objetos estelares jóvenes. El modelo postula una relación entre el radio interno de la magnetosfera y la tasa de acreción, descrita en la [Ecuación 2.14](#), la cual indica que mayores tasas de acreción corresponden a menores radios magnetosféricos. Esta relación solo ha sido estudiada en estrellas con baja tasa de acreción ([Thanathibodee et al., 2022](#)), y con un método de estudio que es complejo de aplicar en una muestra más grande de estrellas. En este trabajo se presenta un método que no depende de la forma de los perfiles de emisión de las líneas, sino de su flujo total, lo cual facilita el estudio de múltiples parámetros simultáneamente. Se estudia por primera vez la relación entre la tasa de acreción y el radio de la magnetosfera para objetos con acreción alrededor de la media para objetos estelares jóvenes.

Primero, se describió el mecanismo de formación estelar junto a la creación del disco protoplanetario, y la conexión entre el disco y la estrella que permite la acreción de masa: la magnetosfera. Se expusieron los mecanismos involucrados en la acreción magnetosférica y cómo estos permitieron desarrollar un modelo teórico que reproduce los perfiles de emisión creados durante el proceso de acreción. Para probar la factibilidad de los modelos se escogió una muestra de 24 estrellas de la región estelar de Lupus, la cual fue seleccionada debido a la amplia disponibilidad de datos. En particular, se utilizaron espectros estelares observados con el instrumento X-shooter en el VLT, los cuales cubren una región del espectro electromagnético desde el ultra-violeta hasta el infrarrojo cercano. Se aislaron seis líneas de hidrógeno en dos series de emisión para la investigación: $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $Pa\beta$, $Pa\gamma$, y $Pa\delta$. Con esto, se calculó el flujo correspondiente a cada perfil de emisión para ser comparados con los flujos del modelo magnetosférico.

Durante el análisis se realizó una reducción en la muestra para garantizar que las líneas estudiadas se consideraran detecciones y no estuviesen afectadas por el ruido en el espectro. Por esto, la muestra final se redujo a 16 estrellas. El método escogido para realizar la comparación entre las observaciones y los modelos fue el método de Montecarlo basado en cadenas de Markov, el cual está basado en la estadística Bayesiana. En el [Capítulo 5](#) se detalla la configuración del análisis, el cual produce una distribución posterior marginalizada de probabilidad indicando los valores de entrada de los modelos que reproducen las observaciones con mayor precisión. Los análisis se realizaron considerando dos casos, usando como muestra todas las líneas de hidrógeno mencionadas anteriormente, o únicamente las líneas pertenecientes a la serie de Balmer; en ambos casos se incluyó el ancho de $H\alpha$. Se utilizaron los gráficos de esquina y los ajustes a las observaciones para estudiar los parámetros obtenidos en cada estrella.

Finalmente, se utilizaron las medianas de cada distribución para estudiar la relación entre el radio magnetosférico y la tasa de acreción. A través de una regresión ortogonal de distancia, que toma en cuenta los errores obtenidos en ambos parámetros, se consiguieron dos relaciones entre el radio y la tasa de acreción, según las líneas de emisión que se utilicen ([Figura 5.17](#)). Sin embargo, en ambos casos las pendientes obtenidas para la relación son mucho más planas que las esperadas según las estimaciones teóricas y los estudios de estrellas con bajas tasas de acreción. Esto puede ser explicado considerando que el campo magnético de la estrella es comprimido debido a la masa del disco, perdiendo su forma di-polar, como demostraron los autores [Kulkarni & Romanova \(2013\)](#). También se estudió la relación entre el radio interno de la magnetosfera y el radio de co-rotación, ya que define el tipo de acreción que presenta la estrella. En este caso 15 de los 16 objetos estudiados presenta acreción inestable, lo cual significa que la masa es acrecida a través de múltiples corrientes inestables de acreción; al comparar con los resultados obtenidos para estrellas con menores tasas de acreción ([Thanathibodee et al., 2022](#)), se consiguió que puede existir una dependencia entre la tasa de acreción y el modo de acreción, donde las estrellas con alto $\dot{M}$ acrecen de manera inestable y esta se vuelve estable a medida que las estrellas reducen su tasa de acreción.

Existen varios pasos que se podrían tomar en un estudio futuro para mejorar las incertidumbres obtenidas en los resultados. Primero, se puede eliminar la cromosfera para obtener un perfil completamente magnetosférico, o agregarse al perfil considerando una Gaussiana. Algunas de las observaciones fueron descartadas por no poseer detecciones de líneas de emisión, pero es posible que en algunos casos los perfiles estén ocultos por la fotosfera. Otro factor importante es la forma de observación que se utiliza para el análisis. En este caso se utilizaron los flujos como datos de entrada en el análisis estadístico debido a las dificultades que presenta ajustar los perfiles de las

lineas, pero se consigue mayor precisión utilizando este método ([Thanathibodee et al., 2022](#)). A pesar de esto, los valores obtenidos para las tasas de acreción son relativamente consistentes con la literatura, ya que en muy pocos casos la discrepancia es mayor a un orden de magnitud. Esto indica que el análisis de acreción magnetosferica utilizando los flujos de emisión es de gran utilidad si se busca realizar un estudio amplio de las propiedades de acreción en objetos estelares jóvenes, pero para obtener valores más precisos se deben modelar los perfiles de las líneas de emisión.

www.bdigital.ula.ve

Apéndice A

Resultados del MCMC

En esta sección se incluyen los resultados obtenidos para las 10 estrellas que no fueron analizadas individualmente en el [Capítulo 5](#). Se muestran los ajustes de los flujos y el ancho de $H\alpha$ a las observaciones, además de los gráficos de esquina.

www.bdigital.ula.ve

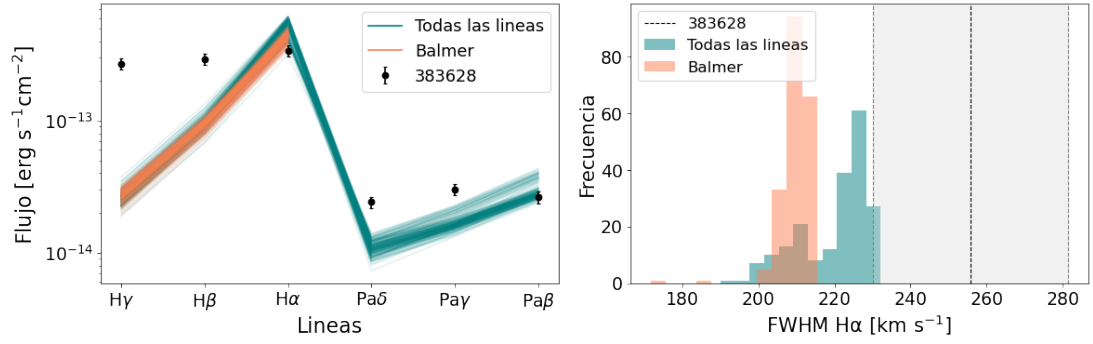


Figura A.1: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella SSTc2dJ160927.0-383628.

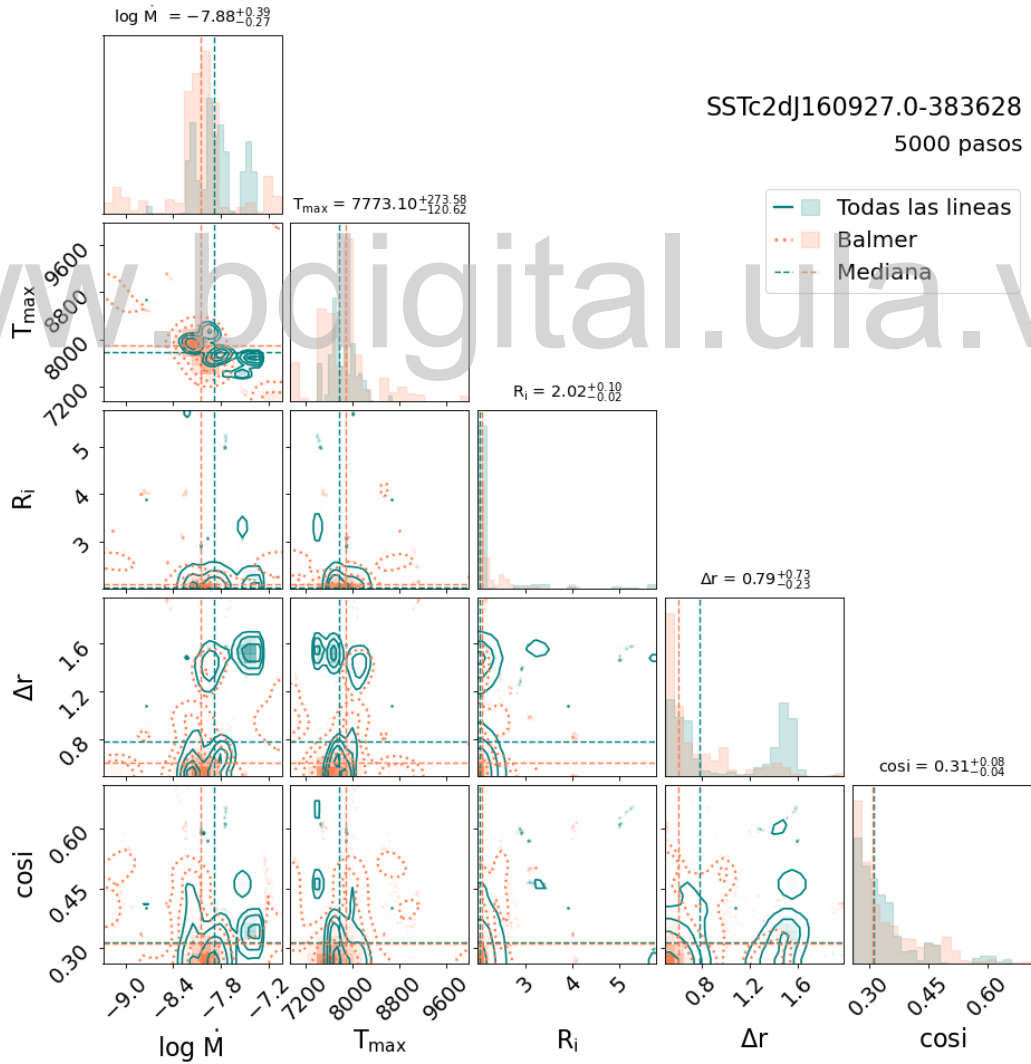


Figura A.2: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella SSTc2dJ160927.0-383628.

SSTc2dJ161344.1-373646

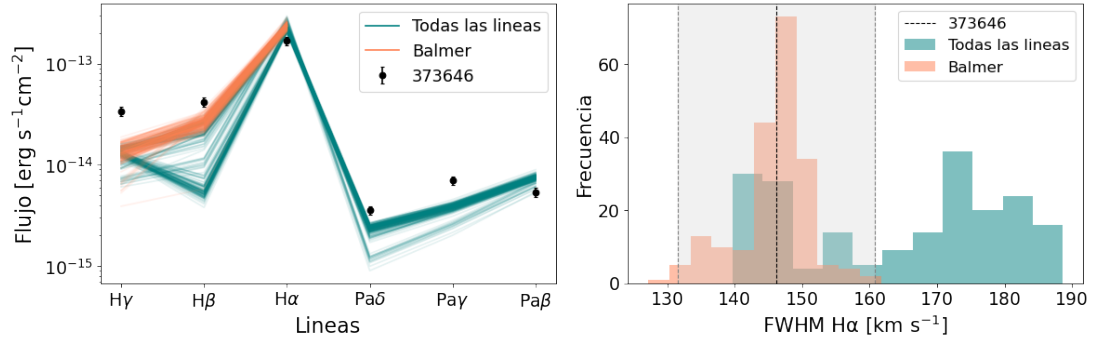


Figura A.3: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella SSTc2dJ161344.1-373646.

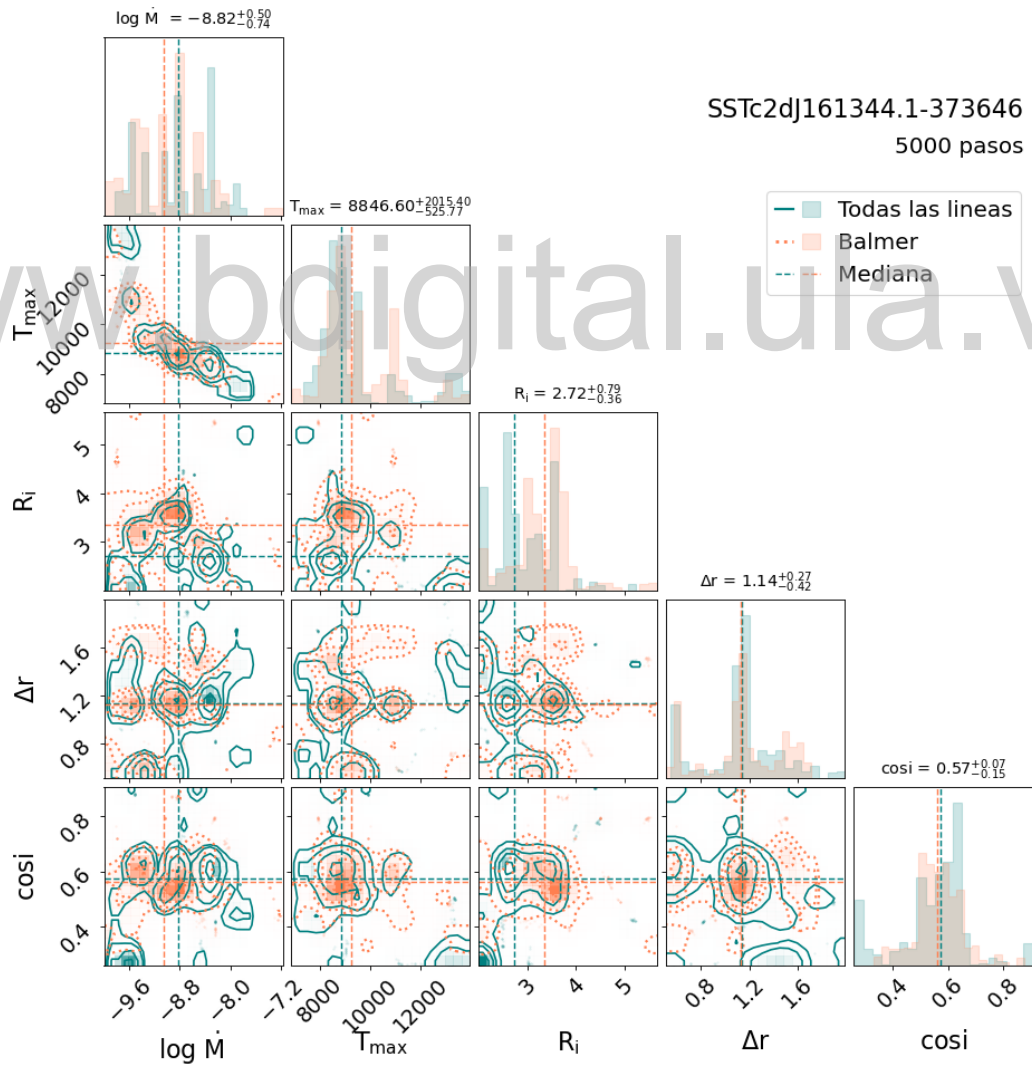


Figura A.4: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella SSTc2dJ161344.1-373646.

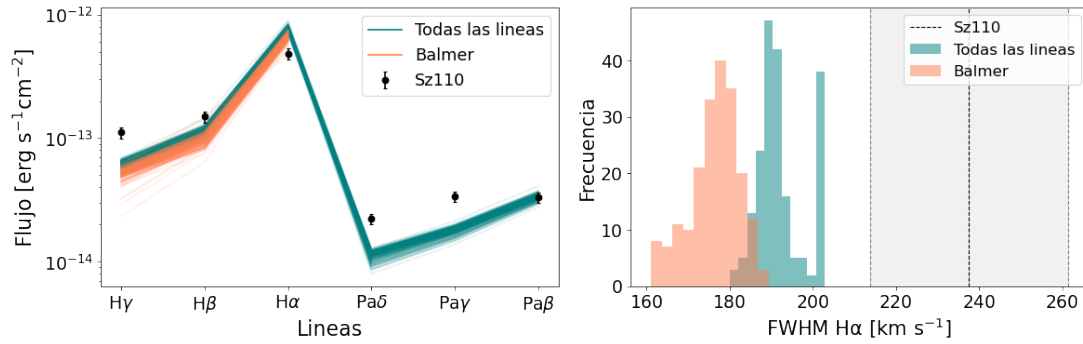


Figura A.5: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz110.

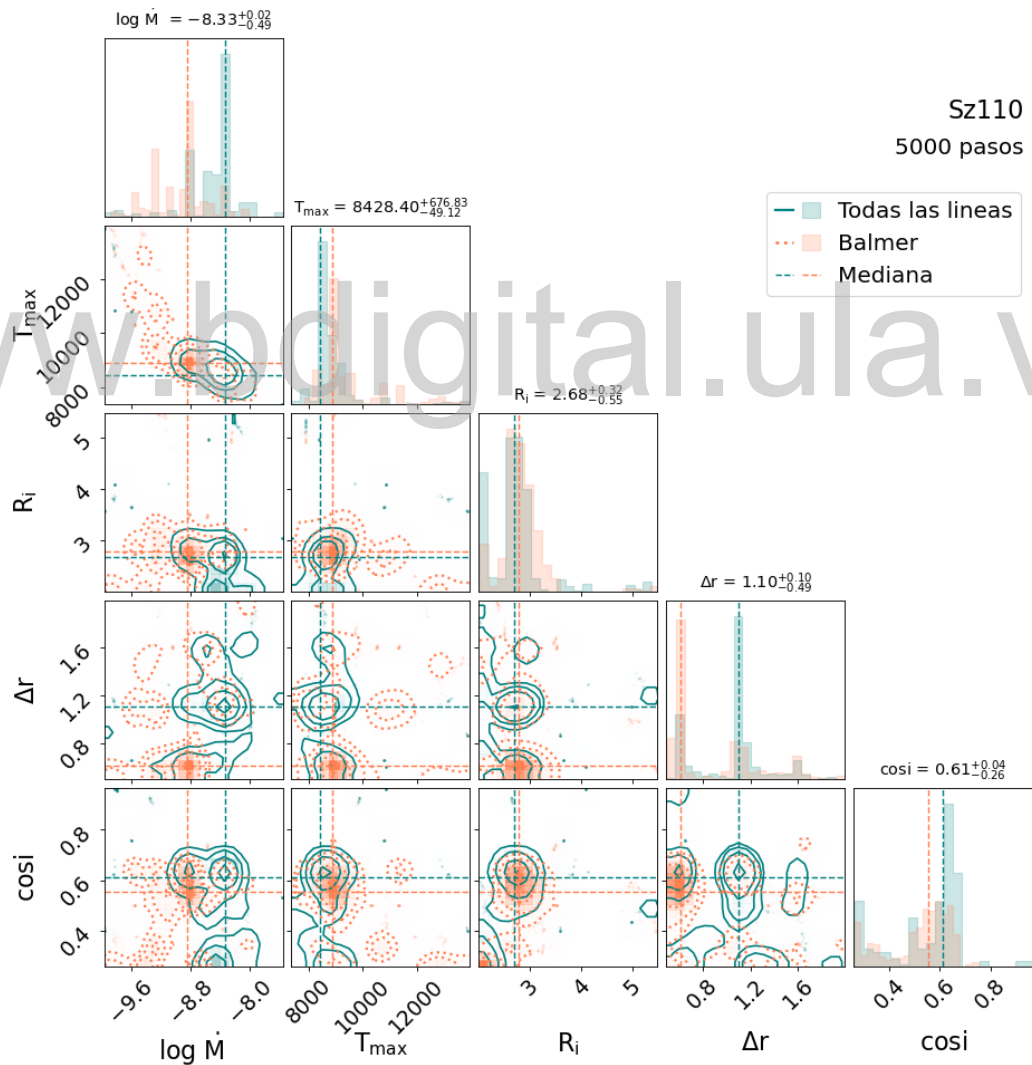


Figura A.6: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz110.

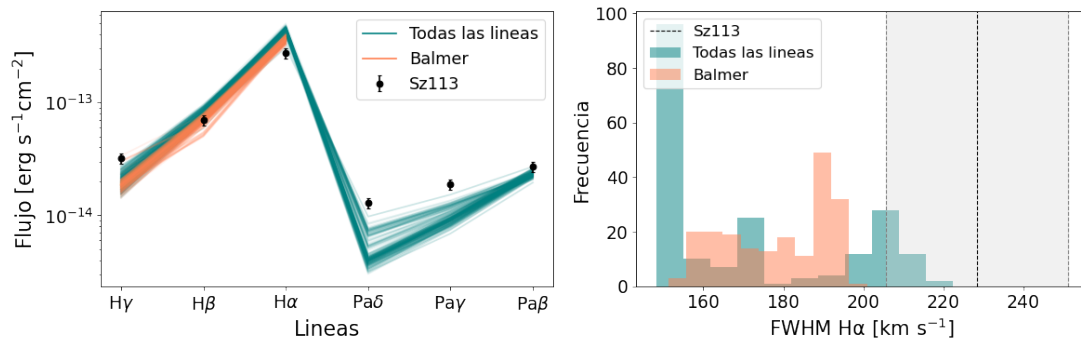


Figura A.7: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz113.

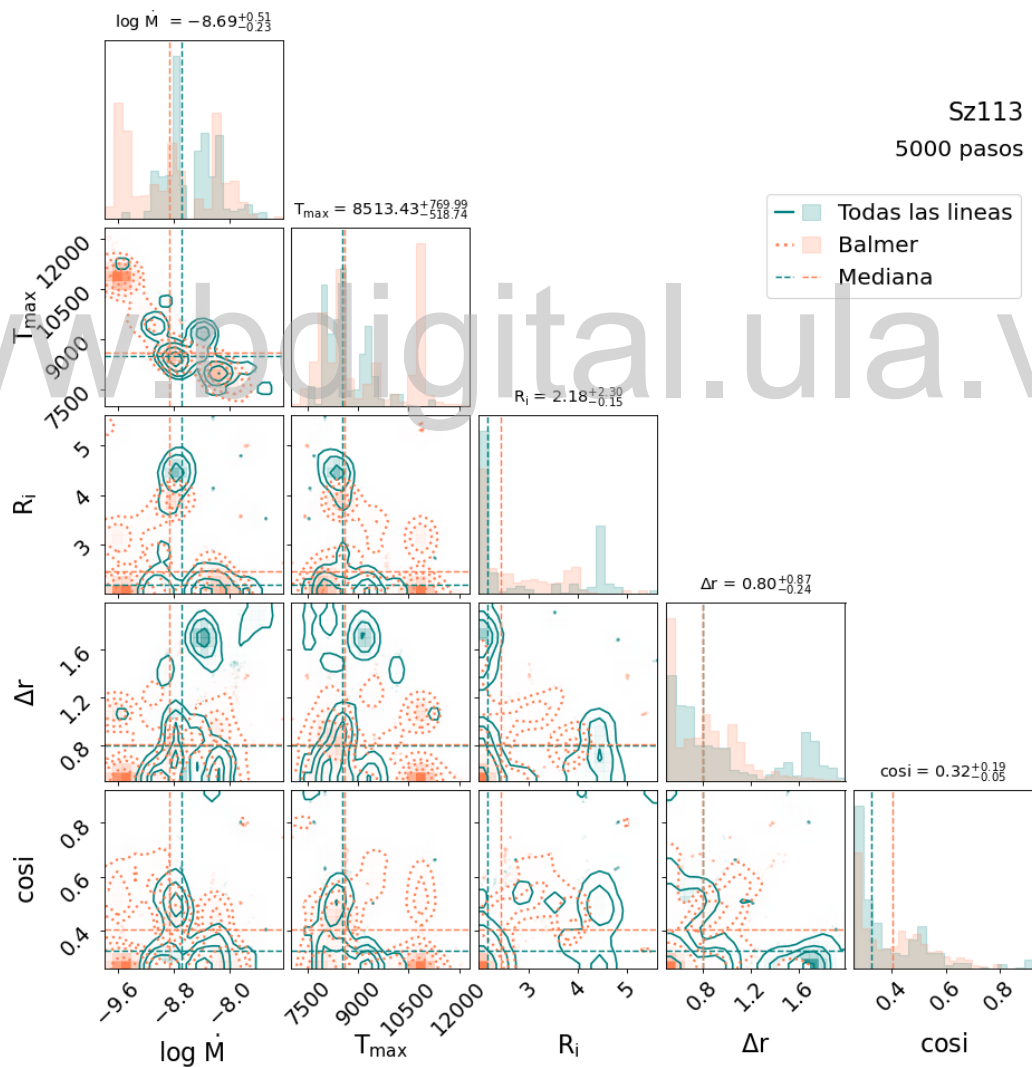


Figura A.8: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz113.

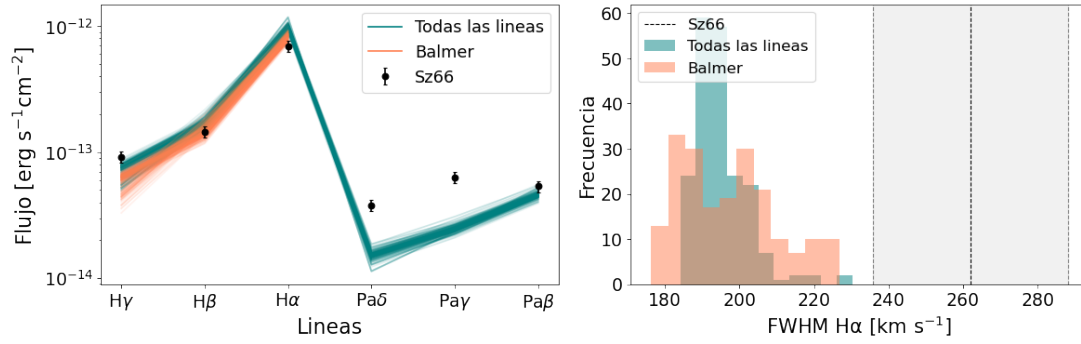


Figura A.9: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz66.

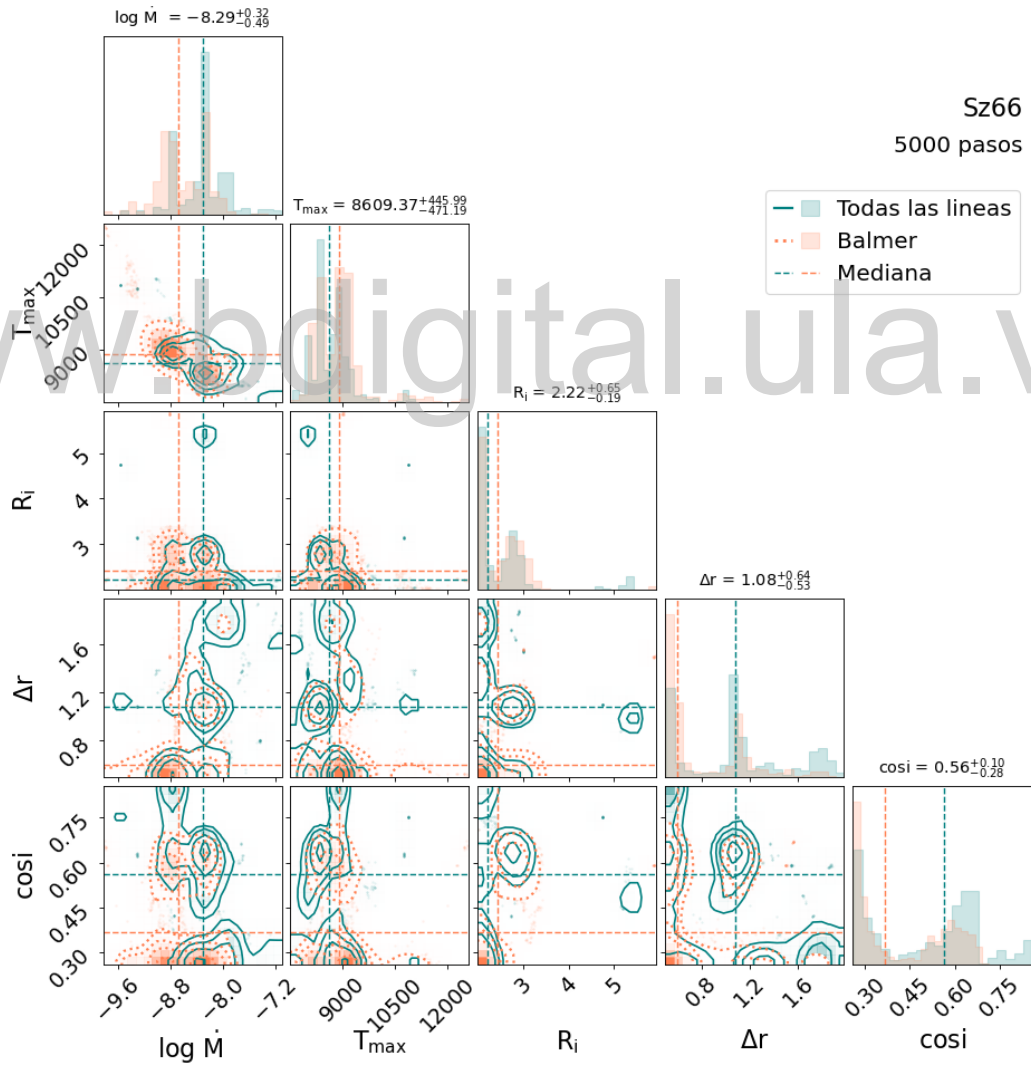


Figura A.10: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz66.

Sz71

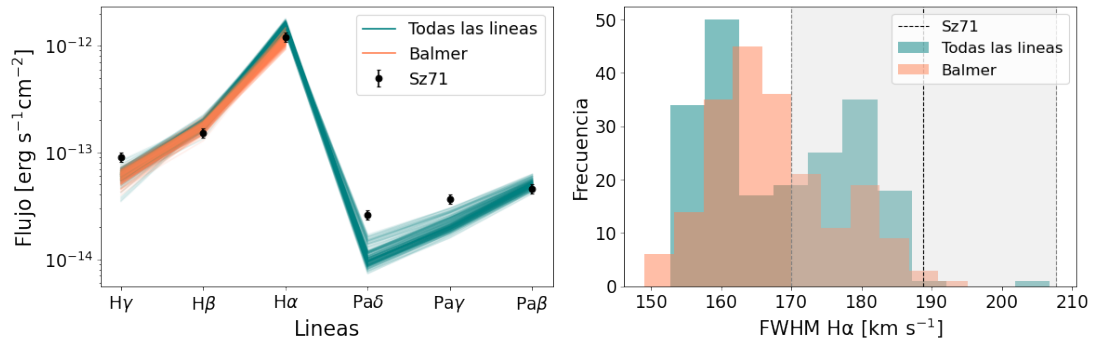


Figura A.11: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz71.

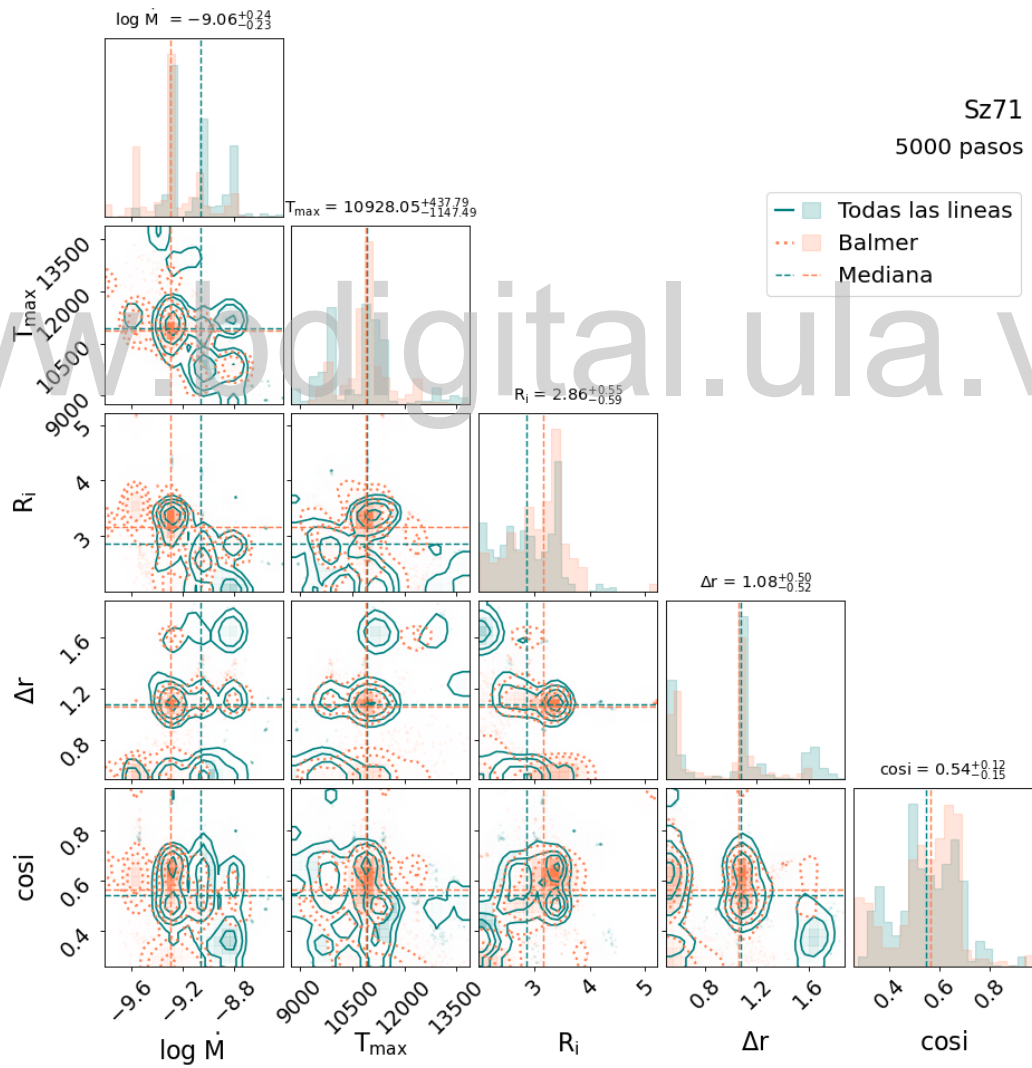


Figura A.12: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz71.

Sz81A

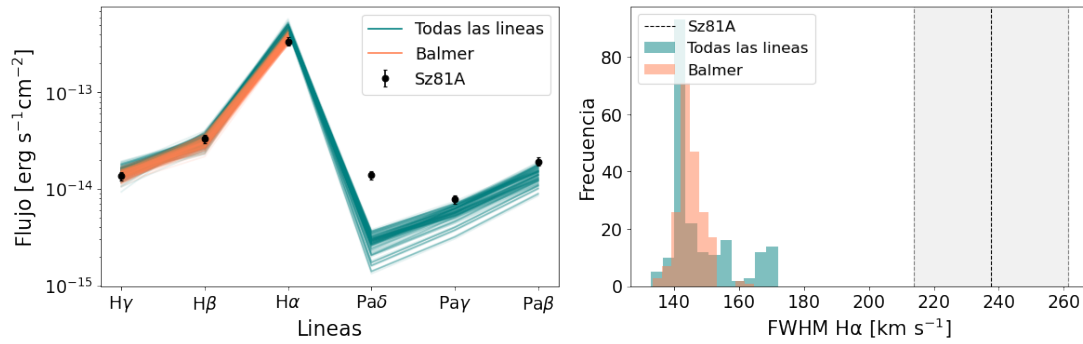


Figura A.13: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz81A.

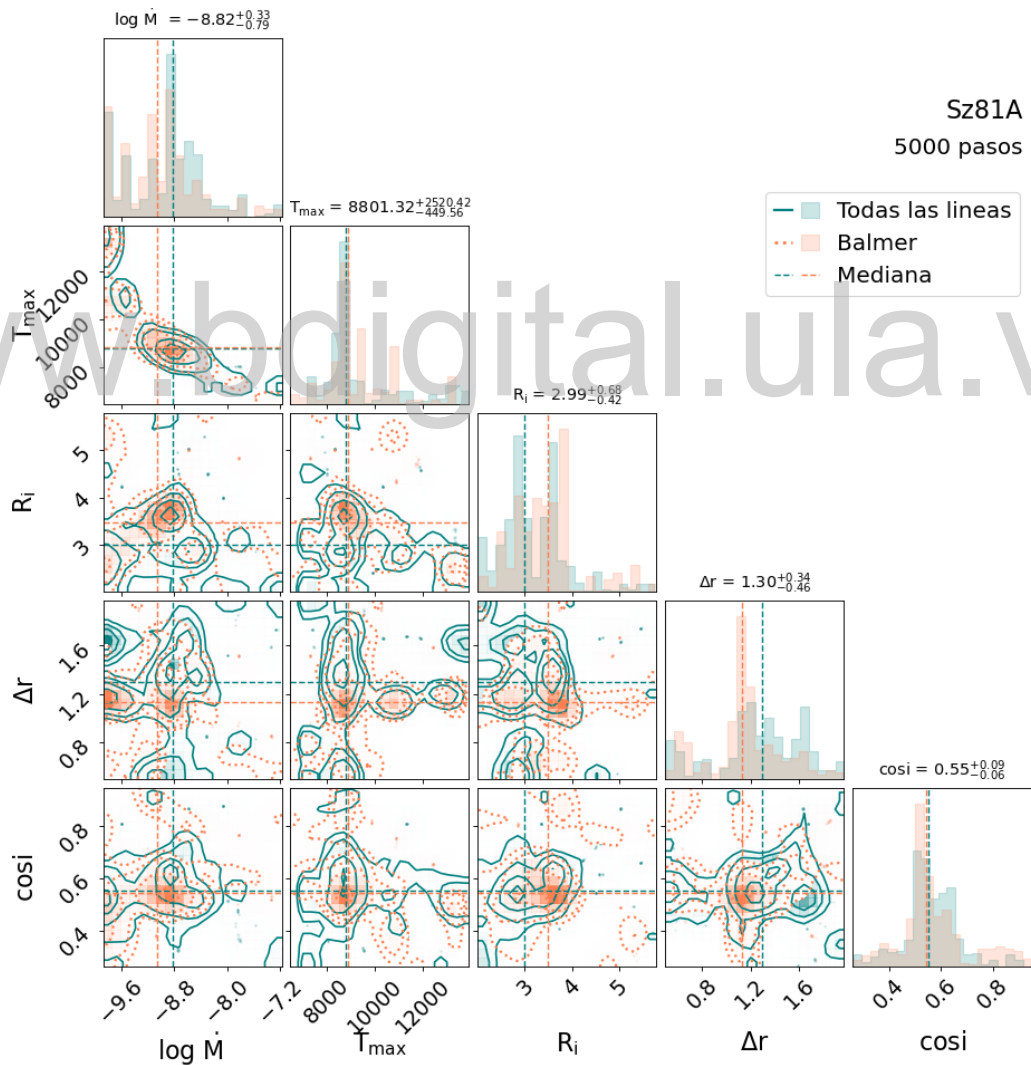


Figura A.14: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz81A.

Sz83

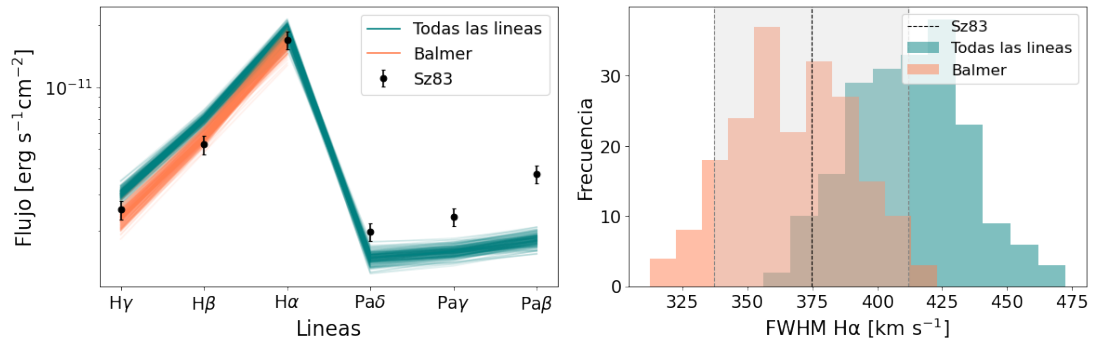


Figura A.15: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz83.

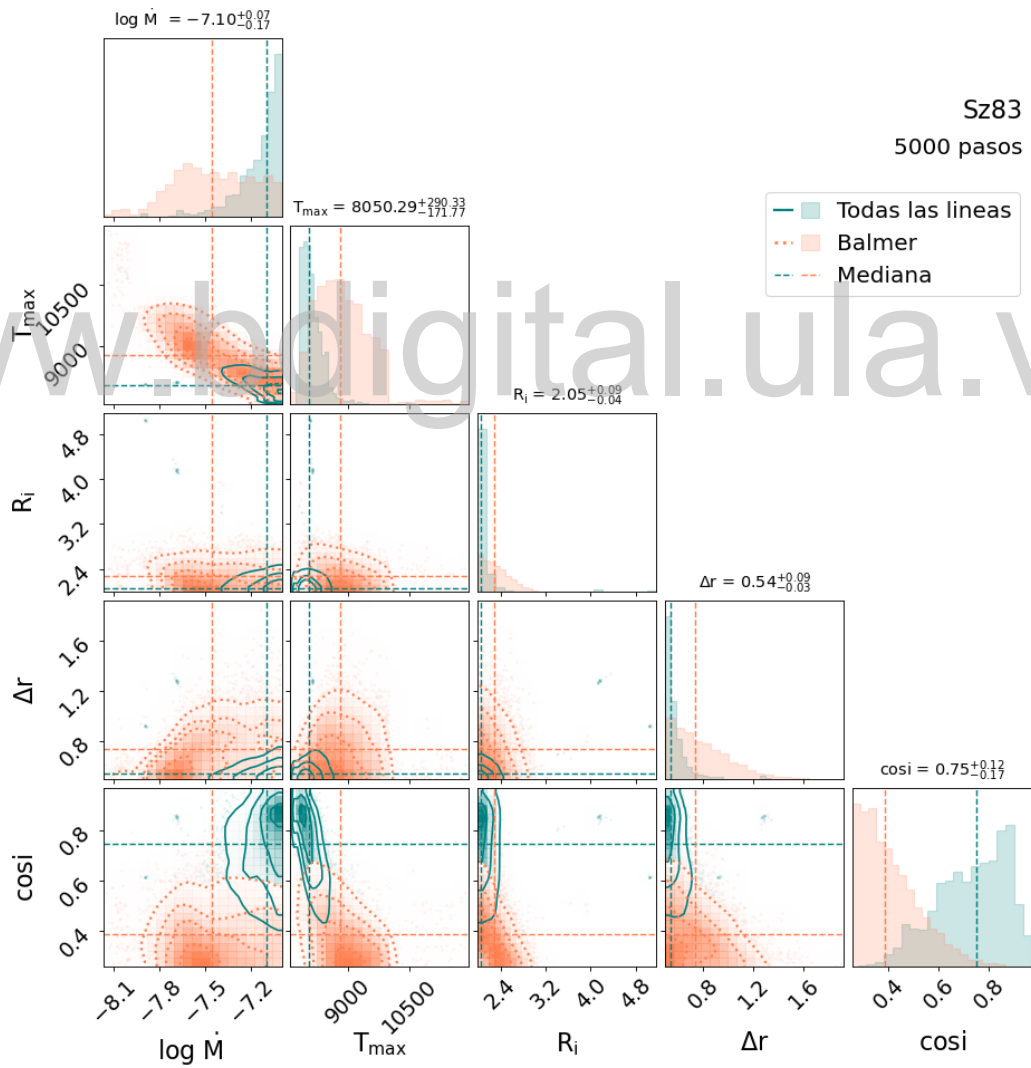


Figura A.16: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz83.

Sz88A

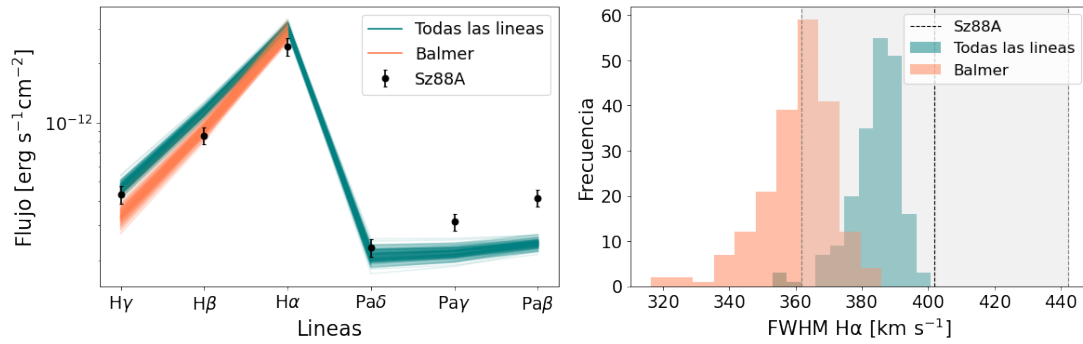


Figura A.17: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz88A.

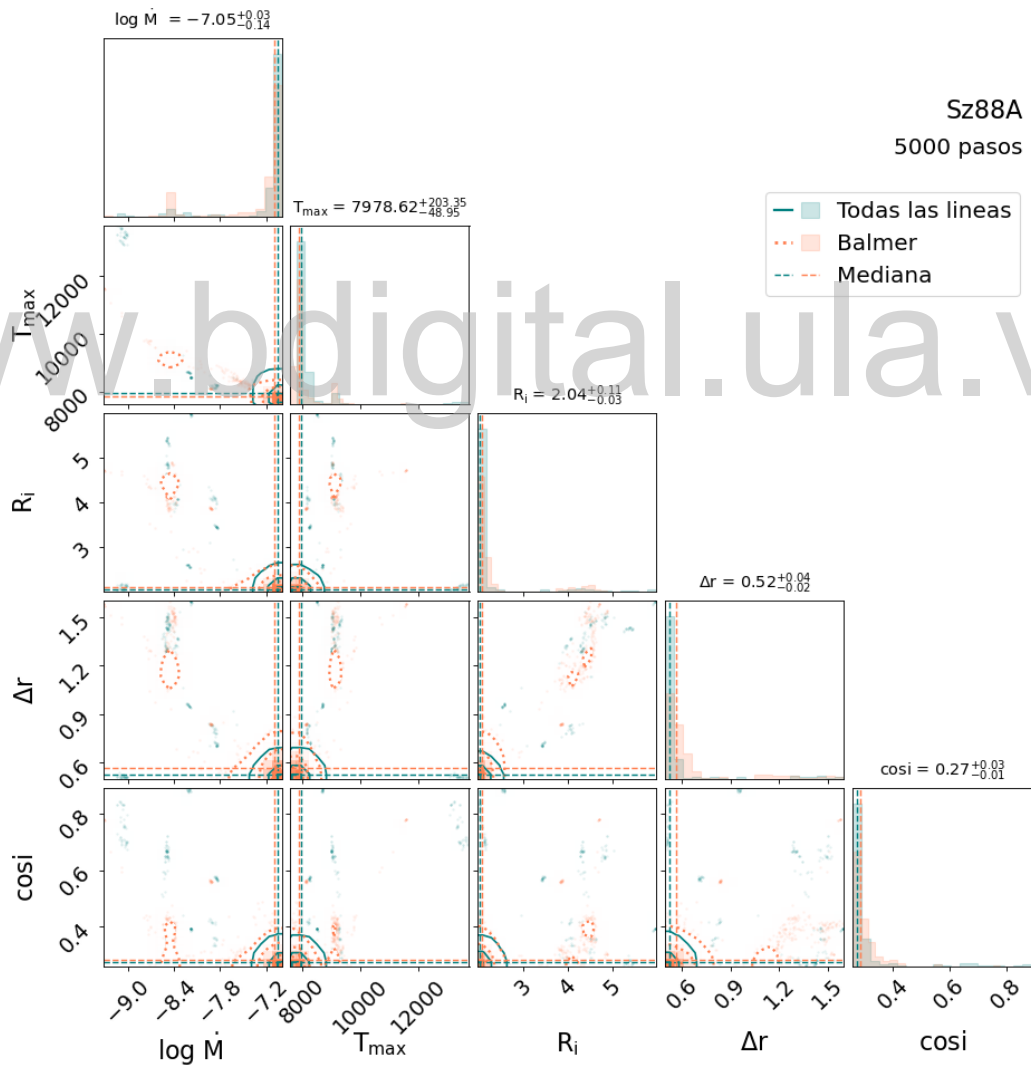


Figura A.18: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz88A.

Sz98

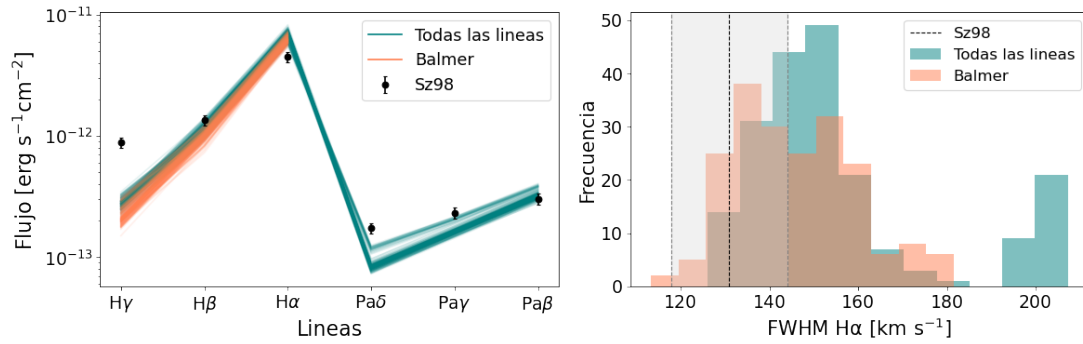


Figura A.19: Ajuste de la distribución posterior marginalizada respecto a las observaciones para la estrella Sz98.

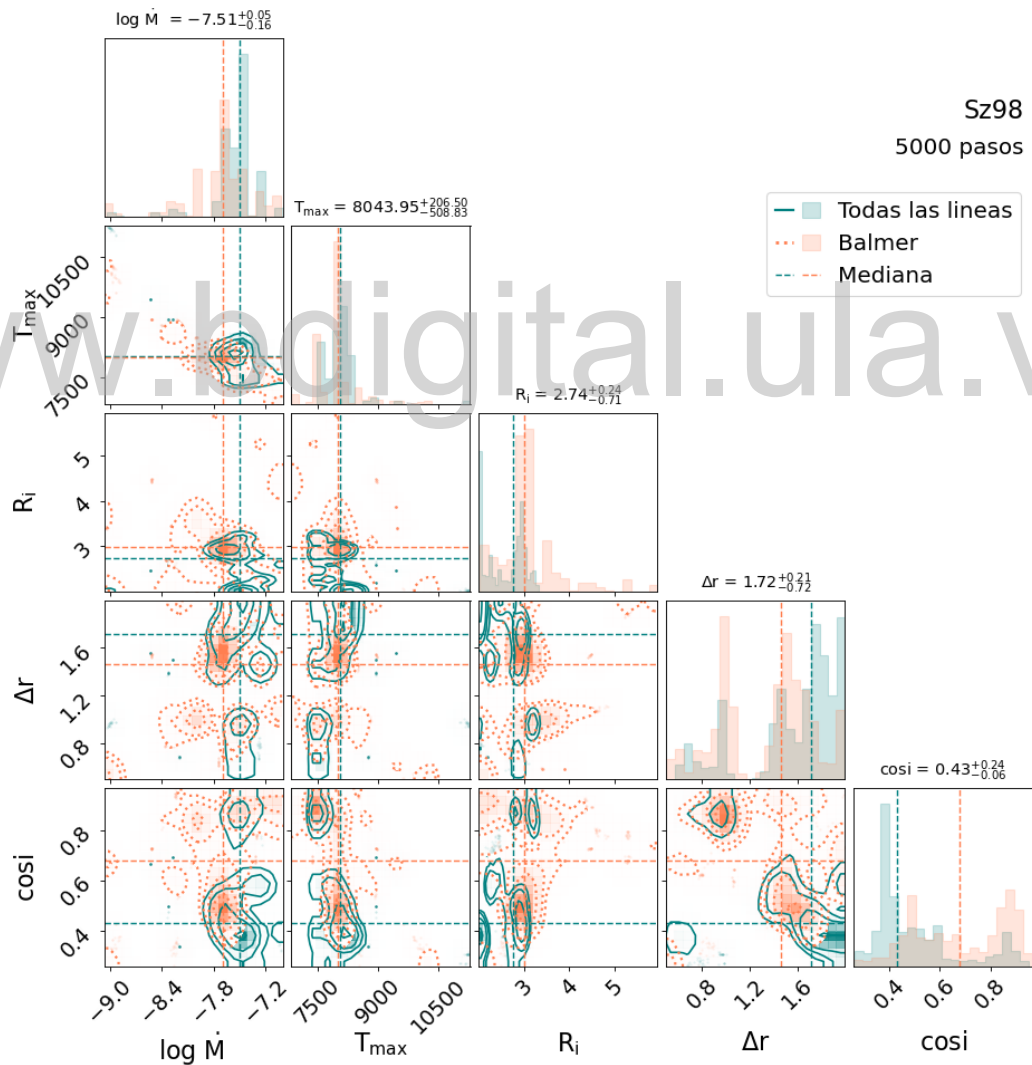


Figura A.20: Relación entre las distribuciones posteriores marginalizadas de los parámetros. Los valores en la parte superior de los paneles indican la mediana obtenida con el ajuste de todas las líneas de hidrógeno, junto a los percentiles 16 y 84, para la estrella Sz98.

Bibliografía

- Alcalá, J. M., Stelzer, B., Covino, E., et al. 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 242, doi: [10.1002/asna.201111526](https://doi.org/10.1002/asna.201111526)
- Alcalá, J. M., Natta, A., Manara, C. F., et al. 2014, , 561, A2, doi: [10.1051/0004-6361/201322254](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322254)
- Alcalá, J. M., Manara, C. F., Natta, A., et al. 2017, , 600, A20, doi: [10.1051/0004-6361/201629929](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629929)
- Andrews, S. M., Huang, J., Pérez, L. M., et al. 2018, , 869, L41, doi: [10.3847/2041-8213/aaf741](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaf741)
- Ansdell, M., Gaidos, E., Rappaport, S. A., et al. 2016, , 816, 69, doi: [10.3847/0004-637X/816/2/69](https://doi.org/10.3847/0004-637X/816/2/69)
- Ansdell, M., Williams, J. P., Trapman, L., et al. 2018, , 859, 21, doi: [10.3847/1538-4357/aab890](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab890)
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, , 577, A42, doi: [10.1051/0004-6361/201425481](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425481)
- Blinova, A. A., Romanova, M. M., & Lovelace, R. V. E. 2016, , 459, 2354, doi: [10.1093/mnras/stw786](https://doi.org/10.1093/mnras/stw786)
- Boggs, P. T., & Rogers, J. E. 1990, *Contemporary Mathematics*, 112, 183
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427, 127, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21948.x)
- Eriksson, L. 2022, PhD thesis, Lund Observatory
- Foreman-Mackey, D. 2016, *The Journal of Open Source Software*, 1, 24, doi: [10.21105/joss.00024](https://doi.org/10.21105/joss.00024)
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 306, doi: [10.1086/670067](https://doi.org/10.1086/670067)
- Frasca, A., Biazzo, K., Alcalá, J. M., et al. 2017, , 602, A33, doi: [10.1051/0004-6361/201630108](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630108)

- Frasca, A., Biazzo, K., Lanzafame, A. C., et al. 2015, , 575, A4, doi: [10.1051/0004-6361/201424409](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424409)
- Hartmann, L. 2000, *Accretion processes in star formation*, Vol. 32 (Cambridge University Press)
- . 2009, *Accretion processes in star formation*, 2nd edn., Cambridge astrophysics series No. 47 (New York: Cambridge University Press)
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, , 54, 135, doi: [10.1146/annurev-astro-081915-023347](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081915-023347)
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, , 426, 669, doi: [10.1086/174104](https://doi.org/10.1086/174104)
- Hartmann, L., & MacGregor, K. B. 1982, , 257, 264, doi: [10.1086/159984](https://doi.org/10.1086/159984)
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1995, , 101, 117, doi: [10.1086/192235](https://doi.org/10.1086/192235)
- Kraus, S., Kreplin, A., Young, A. K., et al. 2020, *Science*, 369, 1233, doi: [10.1126/science.aba4633](https://doi.org/10.1126/science.aba4633)
- Kulkarni, A. K., & Romanova, M. M. 2013, , 433, 3048, doi: [10.1093/mnras/stt945](https://doi.org/10.1093/mnras/stt945)
- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., Muench, A. A., et al. 2003, , 593, 1093, doi: [10.1086/376594](https://doi.org/10.1086/376594)
- Mayama, S., Akiyama, E., Panic, O., et al. 2019, in *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, Vol. 51, AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts, 501.04
- Mihalas, D. 1978, *Stellar Atmospheres*, 2nd edn. (Freeman)
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1998, , 492, 743, doi: [10.1086/305069](https://doi.org/10.1086/305069)
- . 2001, , 550, 944, doi: [10.1086/319779](https://doi.org/10.1086/319779)
- O'Donnell, J. E. 1994, , 422, 158, doi: [10.1086/173713](https://doi.org/10.1086/173713)
- Romanova, M. M., Kulkarni, A. K., & Lovelace, R. V. E. 2008, , 673, L171, doi: [10.1086/527298](https://doi.org/10.1086/527298)
- Rybicki, G. B., & Hummer, D. G. 1978, , 219, 654, doi: [10.1086/155826](https://doi.org/10.1086/155826)
- Strom, S., Strom, K., Yost, J., Carrasco, L., & Grasdalen, G. 1972, *The Astrophysical Journal*, 173, 353
- Tazzari, M., Testi, L., Natta, A., et al. 2017, , 606, A88, doi: [10.1051/0004-6361/201730890](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730890)

Thanathibodee, T., Molina, B., Serna, J., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2212.08261, doi: [10.48550/arXiv.2212.08261](https://doi.org/10.48550/arXiv.2212.08261)

Vernet, J., Dekker, H., D’Odorico, S., et al. 2011, , 536, A105, doi: [10.1051/0004-6361/201117752](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117752)

Yen, H.-W., Koch, P. M., Manara, C. F., Miotello, A., & Testi, L. 2018, , 616, A100, doi: [10.1051/0004-6361/201732196](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732196)

www.bdigital.ula.ve