



UNIVERSIDAD
DE LOS ANDES

Universidad de los Andes

Facultad de Ciencias

Departamento de Física

**ESTUDIO DE LA REGIÓN DE FORMACIÓN ESTELAR EN
UPPER SCORPIUS**

www.bdigital.ula.ve

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

Autor:

Naiara Z. Patiño J.

Tutor Externo:

Dra. Nuria Calvet

Tutor Académico:

Prof. Félix Aguirre

Mérida, 2023

Reconocimiento-No comercial-Compartir igual

Índice general

Agradecimientos	12
1. Introducción	13
1.1. Estrellas T-Tauri	15
1.2. Panorama general de la acreción estelar	16
2. Acreción magnetosférica	19
2.1. Descripción de la acreción magnetosférica	19
2.2. Modelo de acreción magnetosférica	24
2.3. Red de modelos	29
2.4. Parámetros del modelo de acreción magnetosférica	31
3. Upper Scorpius	35
3.1. Panorama general de la zona	35
3.2. Discos protoplanetarios en Upper Sco	37
3.3. Determinación de tasas de acreción	38
3.3.1. Métodos choques simulados con ‘slabs’	38
3.3.2. Resultados generales	39
3.4. Correlación con parámetros de acreción	39
4. Observaciones	42
4.1. Descripción de las observaciones	42
4.1.1. CTTS	42
4.1.2. WTTS	47
4.2. Preparación de los datos para el análisis	48
4.2.1. Correcciones	48
4.2.2. Cálculo de flujos	49

4.3. Perfiles de las líneas de emisión	51
4.4. Cromosfera de las CTTS	52
5. Comparación de los modelos con las observaciones	53
5.1. Métodos	53
5.2. Aplicación	55
5.2.1. Cromosfera por escalamiento de flujo de las WTTS	55
5.2.2. Cromosfera por descomposición del perfil de las líneas	56
6. Análisis de resultados	58
6.1. Resultados por estrella	58
6.1.1. J16062196-1928445	59
6.1.2. J16001844-2230114	63
6.1.3. J16135434-2320342	65
6.1.4. J15582981-2310077	67
6.1.5. J16123916-1859284	70
6.1.6. J16054540-2023088	72
6.1.7. J15354856-2958551 E	74
6.1.8. J16024152-2138245	76
6.1.9. J15354856-2958551 W	78
6.1.10. J16082751-1949047	80
6.1.11. J15530132-2114135	83
6.1.12. J16041893-2430392	85
6.2. Resultados generales	87
6.2.1. He I 10830 Å	93
7. Discusión y conclusiones	97
A. Galería de perfiles de las CTTS	102
B. Descomposición de los perfiles de las CTTS	105
C. Gráficos de esquina	110
C.0.1. J16062196-1928445	110
C.0.2. J16001844-2230114	114

C.0.3. J16135434-2320342	117
C.0.4. J15582981-2310077	120
C.0.5. J16123916-1859284	123
C.0.6. J16054540-2023088	126
C.0.7. J15354856-2958551 E	129
C.0.8. J16024152-2138245	132
C.0.9. J15354856-2958551 W	135
C.0.10. J16082751-1949047	138
C.0.11. J15530132-2114135	141
C.0.12. J16041893-2430392	144

Bibliografía

151

www.bdigital.ula.ve

Índice de figuras

1.1. Esquema de formación estelar	13
1.2. SEDS de las diferentes clases de YSO	15
2.1. Esquema del proceso de acreción magnetosférica	20
2.2. Esquema de la estructura del choque de acreción	22
2.3. Distribucion de energía espectral de BP Tau, con la fotosfera estelar y modelo de choque de acreción	23
2.4. Esquema de la formación de líneas de emisión en los flujos magnetosféricos	24
2.5. Esquema del proceso iterativo con el que se calculan las poblaciones	26
2.6. Diferencia entre un perfil con y sin ensanchamiento	29
2.7. Geometría del campo magnético estelar.	30
2.8. Rangos óptimos y excluidos para la T_{max} en los modelos de acreción magnetosférica	31
2.9. Flujo de $H\alpha$ teórico contra la tasa de acreción, para $R_i = 5R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$ y $i = 15^\circ$, y tipo espectral M5	33
2.10. Flujo de $H\alpha$ teórico contra la tasa de acreción, para $R_i = 2R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$ y $i = 15^\circ$, y tipo espectral M5	33
2.11. Flujo de $H\alpha$ teórico contra la tasa de acreción, para $R_i = 2R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$ y $i = 15^\circ$, y tipo espectral M5	34
3.1. Diagrama HR de los miembros de Upper Scorpius	35
3.2. Ejemplo del mejor ajuste de la fotosfera y el modelo de <i>slab</i> para J16024152-2138245	39
3.3. Razones \dot{M}/M_{disco} y \dot{M}/M_* para objetos de Upp Sco.	40
3.4. Relación L_{acc}/L_* para los objetos de Upp Sco.	41
4.1. Diagrama HR de las estrellas de Upper Scorpius a estudiar	42
4.2. Distribución de tasas de acreción de la población de Upp Sco	45
4.3. Distribución de masas de la población de Upp Sco	45

4.4. Distribución de A_v de la población de Upp Sco	46
4.5. Distribución de tipos espectrales de la población de Upp Sco	46
4.6. Comparación de un espectro antes y después del desenrojecimiento	48
4.7. Comparación de un espectro antes y después de la corrección por velocidad helio- céntrica	49
4.8. Ejemplo de los continuos elegidos para la integración	50
4.9. Comparación entre los perfiles para las estrellas con mayor y menor tasa de acreción	51
5.1. Esquema del funcionamiento del MCMC	54
5.2. Ejemplo del ajuste de dos curvas gaussianas al perfil observado.	57
6.1. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J16062196-1928445 .	59
6.2. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método del escala- miento	60
6.3. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosféri- co obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método de la descomposición	61
6.4. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método sin cromosfera	62
6.5. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J16001844-2230114 .	63
6.6. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16001844-2230114 usando el método del escala- miento	64
6.7. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para	65
6.8. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosféri- co obtenida a partir del MCMC para J16135434-2320342 usando el método de la descomposición	66
6.9. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J15582981-2310077 .	67
6.10. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosféri- co obtenida a partir del MCMC para J15582981-2310077 usando el método de la descomposición	68
6.11. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15582981-2310077 usando el método sin cromosfera	69

6.12. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J16123916-1859284	70
6.13. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16123916-1859284 usando el método de la descomposición	71
6.14. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J16054540-2023088	72
6.15. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16054540-2023088 usando el método de la descomposición	73
6.16. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J15354856-2958551 E	74
6.17. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 E usando el método de la descomposición	75
6.18. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J16024152-2138245	76
6.19. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16024152-2138245 usando el método de la descomposición	77
6.20. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J15354856-2958551 W	78
6.21. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 W usando el método de la descomposición	79
6.22. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J16082751-1949047	80
6.23. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para 16082751-1949047 usando el método de escalamiento	81
6.24. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16082751-1949047 usando el método de la descomposición	82
6.25. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J15530132-2114135	83
6.26. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método de descomposición	84
6.27. Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC para J16041893-2430392	85

6.28. Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16041893-2430392 usando el método de descomposición	86
6.29. Relación entre los flujos del método de escalamiento y de descomposición	87
6.30. Porcentaje de emisión cromosférica calculado con el método de escalamiento	87
6.31. Porcentaje de emisión cromosférica calculado con el método de descomposición	88
6.32. Comparación de los FWHMs de H α entre las WTTS y la componente cromosférica del método de descomposición.	88
6.33. ΔR en función de $\log(\dot{M})$ a partir de las medianas de la distribución posterior	89
6.34. R_i en función de $\log(\dot{M})$ a partir de las medianas de la distribución posterior	90
6.35. Relación entre las razones de flujos para las observaciones y los modelos	92
6.36. Perfiles representativos para cada una de las zonas en la Figura 6.36	93
6.37. Clasificación de los perfiles de la línea He I 10830 Å	95
6.38. Perfiles de He I 10830 Å de la muestra	96
A.1. Galería de perfiles de H α de las CTTS de la muestra	102
A.2. Galería de perfiles de H β de las CTTS de la muestra	103
A.3. Galería de perfiles de H γ de las CTTS de la muestra	104
B.1. Descomposición de los perfiles para la estrella J16062196-1928445	105
B.2. Descomposición de los perfiles para la estrella J16001844-2230114	106
B.3. Descomposición de los perfiles para la estrella J16135434-2320342	106
B.4. Descomposición de los perfiles para la estrella J15582981-231007	107
B.5. Descomposición de los perfiles para la estrella J16123916-1859284	107
B.6. Descomposición de los perfiles para la estrella J16054540-2023088	107
B.7. Descomposición de los perfiles para la estrella J15354856-2958551 E	108
B.8. Descomposición de los perfiles para la estrella J16024152-2138245	108
B.9. Descomposición de los perfiles para la estrella J15354856-2958551 W	108
B.10. Descomposición de los perfiles para la estrella J16082751-1949047	109
B.11. Descomposición de los perfiles para la estrella J15530132-2114135	109
B.12. Descomposición de los perfiles para la estrella J16041893-2430392	109
C.1. Distribución posterior para J16062196-1928445 usando el método sin cromosfera.	111
C.2. Distribución posterior para J16062196-1928445 usando el método de escalamiento.	112

C.3. Distribución posterior para J16062196-1928445 usando el método de descomposición.	113
C.4. Distribución posterior para J16001844-2230114 usando el método sin cromosfera. . .	114
C.5. Distribución posterior para J16001844-2230114 usando el método de escalamiento. . .	115
C.6. Distribución posterior para J16001844-2230114 usando el método de descomposición.	116
C.7. Distribución posterior para J16135434-2320342 usando el método sin cromosfera. . .	117
C.8. Distribución posterior para J16135434-2320342 usando el método de escalamiento. . .	118
C.9. Distribución posterior para J16135434-2320342 usando el método de descomposición.	119
C.10. Distribución posterior para J15582981-2310077 usando el método sin cromosfera. . .	120
C.11. Distribución posterior para J15582981-2310077 usando el método de escalamiento. . .	121
C.12. Distribución posterior para J15582981-2310077 usando el método de descomposición.	122
C.13. Distribución posterior para J16123916-1859284 usando el método sin cromosfera. . .	123
C.14. Distribución posterior para J16123916-1859284 usando el método de escalamiento. . .	124
C.15. Distribución posterior para J16123916-1859284 usando el método de descomposición.	125
C.16. Distribución posterior para J16054540-2023088 usando el método sin cromosfera. . .	126
C.17. Distribución posterior para J16054540-2023088 usando el método de escalamiento. . .	127
C.18. Distribución posterior para J16054540-2023088 usando el método de descomposición.	128
C.19. Distribución posterior para J15354856-2958551 E usando el método sin cromosfera.	129
C.20. Distribución posterior para J15354856-2958551 E usando el método de escalamiento.	130
C.21. Distribución posterior para J15354856-2958551 E usando el método de descomposición.	131
C.22. Distribución posterior para J16024152-2138245 usando el método sin cromosfera. . .	132
C.23. Distribución posterior para J16024152-2138245 usando el método de escalamiento. . .	133
C.24. Distribución posterior para J16024152-2138245 usando el método de descomposición.	134
C.25. Distribución posterior para J15354856-2958551 W usando el método sin cromosfera.	135
C.26. Distribución posterior para J15354856-2958551 W usando el método de escalamiento.	136
C.27. Distribución posterior para J15354856-2958551 W usando el método de descomposición.	137
C.28. Distribución posterior para J16082751-1949047 usando el método sin cromosfera. . .	138
C.29. Distribución posterior para J16082751-1949047 usando el método de escalamiento. . .	139
C.30. Distribución posterior para J16082751-1949047 usando el método de descomposición.	140
C.31. Distribución posterior para J15530132-2114135 usando el método sin cromosfera. . .	141
C.32. Distribución posterior para J15530132-2114135 usando el método de escalamiento. . .	142
C.33. Distribución posterior para J15530132-2114135 usando el método de descomposición.	143
C.34. Distribución posterior para J15530132-2114135 usando el método sin cromosfera. . .	144

C.35.Distribución posterior para J15530132-2114135 usando el método de escalamiento. . 145

C.36.Distribución posterior para J15530132-2114135 usando el método de descomposición. 146

www.bdigital.ula.ve

Índice de cuadros

2.1. Parámetros estelares de las estrellas de los modelos	30
4.1. Parámetros estelares de la muestra de CTTS	44
4.2. Parámetros estelares de la muestra de WTTS	47
4.3. Líneas de emisión a utilizar con sus respectivas longitudes de onda.	49
6.1. Parámetros estelares para J16062196-1928445	59
6.2. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16062196- 1928445	62
6.3. Parámetros estelares para J16001844-2230114	63
6.4. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16001844- 2230114	65
6.5. Parámetros estelares para J16135434-2320342	65
6.6. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16135434- 2320342	67
6.7. Parámetros estelares para J15582981-2310077	67
6.8. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J15582981- 2310077	70
6.9. Parámetros estelares para J16123916-1859284	70
6.10. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16123916- 1859284	71
6.11. Parámetros estelares para J16054540-2023088	72
6.12. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16054540- 2023088	73
6.13. Parámetros estelares para J15354856-2958551 E	74

6.14. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J15354856-2958551 E	75
6.15. Parámetros estelares para J16024152-2138245	76
6.16. Valores de la mediana de la distribución posterior para J16024152-2138245	77
6.17. Parámetros estelares para J15354856-2958551 W	78
6.18. Valores de la mediana de la distribución posterior para J15354856-2958551 W	79
6.19. Parámetros estelares para J16082751-1949047	80
6.20. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16082751-1949047	82
6.21. Parámetros estelares para J15530132-2114135	83
6.22. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J15530132-2114135	84
6.23. Parámetros estelares para J16041893-2430392	85
6.24. Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16041893-2430392	86
6.25. Medianas de los parámetros obtenidas de la distribución posterior del MCMC para las estrellas de la muestra.	91

www.bdigital.ula.ve

Agradecimientos

A mis padres, Alberto Patiño y María Elena Jinete, por su apoyo incondicional. Esto no hubiera sido posible sin él.

A Nuria Calvet y Gladis Magris, por mostrarme la belleza de la astrofísica. Gracias por su paciencia, sus consejos, su tiempo y su esfuerzo.

A Jesús Díaz, Majo Colmenares, Marbely Micolta, Carlos Quintero, Ana Espinoza, e Ysabel Rojas, por su colaboración, su amistad, y sus palabras de aliento.

A Marcos Rodríguez, por la inspiración y la motivación.

A Karina Maucó, Thanawuth (Atom) Thanathibodee, Carlo Manara, Jesús Hernández y Ramiro Franco, por las contribuciones a esta investigación

Al Centro de Investigaciones de Astronomía (CIDA), a la Universidad de Los Andes (ULA) y a *Models and Observations of Disk Evolution in Latin America* (MODELA), por las oportunidades brindadas.

Capítulo 1

Introducción

Las estrellas han sido unos de los principales objetos de estudio de la astronomía. La evolución estelar es parte fundamental de dicho estudio, aunque la comprensión de ese proceso evolutivo ha sido difícil de obtener. Sin embargo, en los últimos cincuenta años se han realizado grandes avances en esta materia, principalmente gracias a nuevas técnicas observacionales. Pese a esto, en el proceso de crecimiento de las estrellas jóvenes aún hay mucho por entender. Uno de los aspectos más importantes de este proceso es el de acreción: el transporte de materia del disco circunestelar hacia la estrella. Actualmente, se entiende que este proceso es canalizado por el campo magnético de la estrella, a través del mecanismo de acreción magnetosférica. En este trabajo se busca poner a prueba este modelo de acreción, estudiado en detalle más adelante, intentando inferir detalles particulares de la interacción. Esto se hará a través del análisis de las líneas de emisión de estrellas jóvenes que ya están finalizando su etapa de crecimiento.

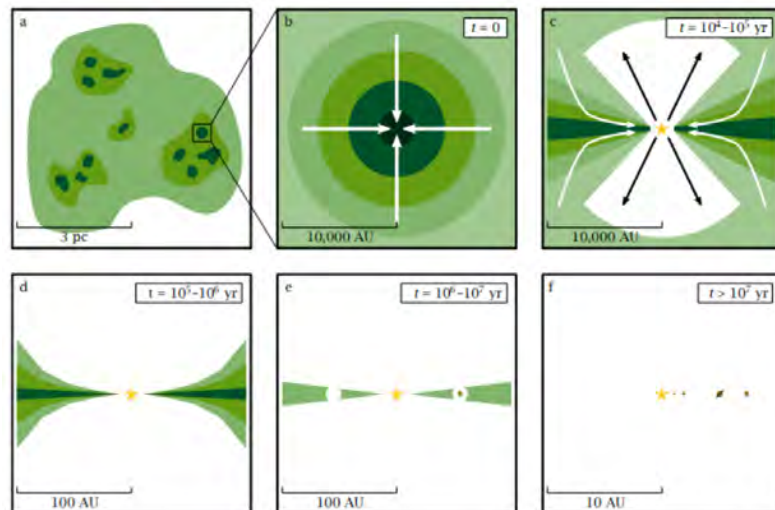


Figura 1.1: Esquema de la formación estelar. Figura de [Visser \(2014\)](#)

Antes, sin embargo, es necesario describir el panorama general de la formación estelar. Actualmente se entiende que las estrellas se forman a partir de nubes moleculares en el medio interestelar (ISM). La masa de este medio está compuesta en un 99 % por gas y el resto de polvo (Boulanger et al., 2000). En el ISM se encuentran lo que se conoce como nubes moleculares, donde ocurre la formación estelar. Estas nubes son regiones donde la temperatura es suficientemente baja y la densidad suficientemente alta para que se forme el gas de hidrógeno molecular (H_2). Estas corresponden a una minúscula parte del volumen del ISM, pero poseen las condiciones adecuadas para la formación estelar. Las nubes moleculares tienen radios de $\sim 0.1pc$ y sus masas son del orden de las masas solares. La materia de estas nubes moleculares no está uniformemente distribuida en su volumen; tienen regiones de mayor densidad, que se conocen como núcleos. Estas regiones tienen mayores opacidades, lo que evita que la radiación externa llegue a su interior, y, a su vez, las hace tener temperaturas menores a las zonas circundantes.

La estabilidad de estos núcleos depende del equilibrio hidrostático, es decir, del balance de fuerzas que se encuentran en ellos. Cuando existe este equilibrio hidrostático se tiene que, por un lado, la fuerza gravitacional impulsa el colapso de la nube mientras que la presión del gas, la turbulencia y los campos magnéticos internos, la contrarrestan. La formación estelar comienza cuando la densidad es suficientemente alta para que equilibrio se pierda, y la fuerza gravitacional predomine, por lo que el material de la nube comienza a colapsar sobre un punto. Debido a la rotación inicial del material, este no cae directamente hacia este punto sino que comienza a formar un disco alrededor, mientras que otra parte se mantiene alrededor de este disco formando un ‘cascarón’ casi esférico. En este punto inicial, el sistema está compuesto por la protoestrella, el disco circunestelar y este ‘cascarón’, conocido como envoltente. Esta etapa evolutiva comienza $\sim 10^4 - 10^5$ años después del inicio del colapso y dura hasta $\sim 10^5 - 10^6$ años después. Durante este tiempo el disco sigue obteniendo materia de la envoltente, que impide la detección directa de la radiación a la protoestrella. En cambio, esta radiación es absorbida y reemitida en longitudes de onda más largas. Esta fase termina cuando la envoltente es disipada y, dependiendo de su masa, la protoestrella pasa a considerarse una estrella T-Tauri ($M \leq 2M_\odot$) o una Herbig Ae/Be ($2M_\odot \leq M \leq 8M_\odot$). Más detalles sobre las características de las estrellas T-Tauri estarán en la [Sección 1.1](#).

Así, considerando la importancia de la formación estelar en la astronomía moderna, se busca con esta investigación ampliar el panorama de la evolución de estas estrellas y de sus discos circunestelares en la región de Upper Scorpius, una zona que ya está en las últimas fases del

proceso de acreción.

1.1. Estrellas T-Tauri

El foco de estudio en este caso son las estrellas T-Tauri, que son estrellas pre-secuencia principal de baja masa con tipos espectrales entre F y M. Estas estrellas se dividen en dos categorías: WTTS o T-Tauris débiles (*Weak T-Tauri*) y CTTS o T-Tauris clásicas (*Classical T-Tauri*), cuyas características serán discutidas más adelante. Es durante este estadio evolutivo donde ocurre el proceso de acreción, es decir, el intercambio de masa entre el disco circunestelar y la estrella, objeto de la presente investigación. Esta etapa puede durar hasta $\sim 10^6 - 10^7$ años después del colapso, y los detalles de cómo concluye no se conocen con certeza, pero al finalizar, el disco circunestelar comienza a disiparse, la acreción se detiene y la estrella, aún pre-secuencia principal pasa a tener un disco remanente alrededor. Finalmente, la estrella entra a la secuencia principal y, en algunos casos, posee un sistema planetario ya totalmente formado.

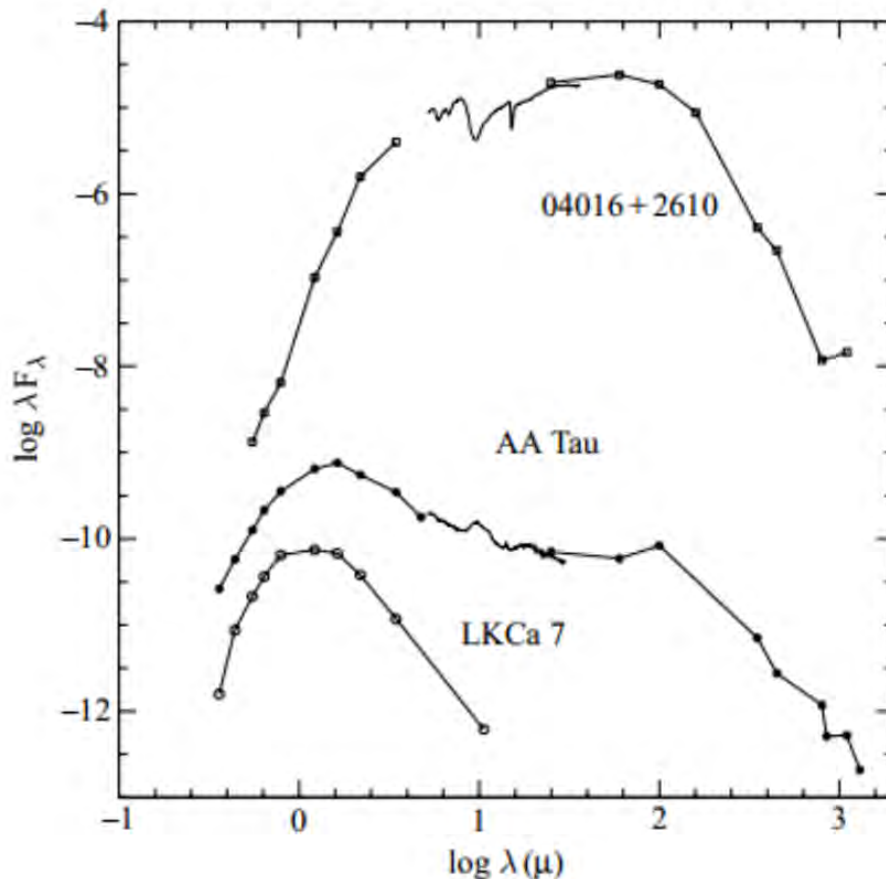


Figura 1.2: Distribuciones espectrales de energía para las diferentes clases de YSO. De arriba a abajo: Clase I, Clase II y Clase III. Figura de [Hartmann \(2008\)](#).

Las estrellas en estos diferentes estadios evolutivos se conocen como objetos estelares jóvenes (YSO: *Young Stellar Objects*) y se puede clasificar al observar sus distribuciones espectrales de emisión o SEDs, que son una manera de representar la emisión observada del YSO en las diferentes longitudes de onda. La clasificación se hace a partir del valor de la pendiente ($s = d\log(\lambda F_\lambda)/d\log\lambda$) de la SED en la región infrarroja (IR: entre $2.2\mu m$ y $25\mu m$).

- Clase 0: Estos objetos se conforman de una protoestrella central embebida en la envolvente. Tienen un alto exceso de emisión en el infrarrojo (IR) lejano y no poseen emisión detectable en el rango visual ni en el IR cercano.
- Clase I: También están conformadas por el sistema de protoestrella y envolvente, pero, a diferencia de la Clase 0, sí se detecta emisión en el IR cercano. La pendiente en este caso es positiva, $s > 0$.
- Clase II: La envolvente ya se ha disipado y es posible observar la emisión de la estrella central y el disco circunestelar que es ópticamente grueso. La emisión estelar se puede observar debido a que no todos los ángulos de observación están cubiertos por el disco. Esta clase de YSO se asocia con las CTTS y posee líneas de emisión fuertes y excesos en el ultravioleta (UV) y en el rango visual, y también en la región IR. Para esta clase de objeto, la pendiente cumple $-\frac{4}{3} \lesssim s \lesssim 0$.
- Clase III: Finalmente, esta clase de YSO se caracteriza por tener una SED que corresponde con la distribución espectral de un cuerpo negro, descrita por la ley de Rayleigh-Jeans para el rango infrarrojo, En este caso, se considera que la emisión proviene únicamente de la estrella. Esto corresponde con las WTTS y con una pendiente de $s \sim -3$.

Cabe resaltar que se encuentran CTTS y WTTS de edades comparables, por lo que se sabe que la edad no es el único factor que determina en cuál fase se encuentra la estrella.

1.2. Panorama general de la acreción estelar

Como se mencionó anteriormente, el proceso que se estudiará en este trabajo es el de acreción estelar. Entender este proceso es clave para obtener detalles de la evolución temprana de las estrellas y de sus discos protoplanetarios. Sin embargo, no es sencillo estudiarlo debido a que no se

puede observar directamente, por lo que se propusieron diferentes modelos para intentar describir el mecanismo de acreción. El primer modelo, conocido como ‘capa límite’, fue propuesto por [Lynden-Bell & Pringle \(1974\)](#) y establecía que el disco protoplanetario llegaba hasta la estrella y allí se producían los excesos de emisión. Esto se debía a que la estrella rotaba lentamente y el material del disco seguía una velocidad kepleriana, por lo que se debían alcanzar altas temperaturas en la capa donde estos dos se encontraban debido a la energía cinética liberada como energía térmica (cuando el material se frena). Se esperaba que la emisión de esta capa con altas temperaturas explicara el exceso en la región ultravioleta y visual (UV y VIS, respectivamente).

Este modelo tiene ciertas limitaciones que hicieron que se propusieran otros mecanismos de acreción. Una de ellas es que no puede explicar la morfología de los perfiles observados en las CTTS. Estos son anchos y, a veces, asimétricos, lo que no se podría explicar si la emisión ocurre en este tipo de capa límite. Por otro lado, debido a que la velocidad kepleriana que tiene el material del disco es mayor que aquella de la estrella, ocurre un transporte de momento angular. Si no hay un mecanismo que transporte momento angular fuera del disco suficientemente rápido esto, a la larga, aumentaría la velocidad angular de la estrella. Esto parece ser inconsistente con las observaciones, debido a que las CTTS rotan lentamente. Por otro lado, las observaciones indican que los campos magnéticos de estas estrellas son suficientemente fuertes para truncar el disco a cierta distancia de la estrella, es decir, evitarían el contacto directo y por lo tanto, no existiría esta capa límite.

Para solucionar los problemas del modelo de capa límite, se propone que el proceso de acreción está mediado por el campo magnético estelar. En este caso, el disco es truncado por el campo magnético, y a él se acopla el material y se transporta con velocidades de caída libre hacia la estrella en lo que se conoce como flujos magnetosféricos. Este mecanismo es conocido como acreción magnetosférica y es el más aceptado en la actualidad. El modelo de acreción magnetosférica es capaz de solucionar algunos de los problemas del modelo de capa límite. En este caso, se espera que los excesos UV-VIS se generen en el choque de material con la estrella, donde se libera nuevamente la energía cinética como energía térmica. Por otro lado, según este modelo, las líneas de emisión que se observan se generarían en los flujos magnetosféricos.

Para comprender este proceso y poner a prueba el paradigma actual, es necesario también saber cómo son sus etapas finales. De allí la importancia de estudiar estrellas más evolucionadas con discos antiguos, que es lo que se busca en esta investigación con las estrellas de la región de

Upper Scorpius. Un parámetro fundamental en este proceso es el de la tasa de acreción; qué tan rápido se está transfiriendo la masa del disco a la estrella. Conocer la dependencia temporal de la tasa de acreción puede ser clave para afinar los modelos de la evolución de los discos circunestelares, proporcionando información sobre el transporte de momento angular en el disco y su viscosidad. Así mismo, puede dar indicaciones de la evolución de la estructura local del disco debido a la disipación de la energía potencial gravitatoria.

El estudio de estrellas en las etapas finales de su proceso de acreción tiene sus complicaciones, principalmente debido a que las tasas de acreción son bajas y sus efectos sobre las observaciones más sutiles. Por esto, la emisión del proceso de acreción magnetosférica es comparable con aquella de la cromosfera estelar, esto hace que no se pueda despreciar. Por lo tanto, es necesario buscar métodos para separar esta contribución cromosférica de su contraparte magnetosférica. En el [Capítulo 4](#) se proponen dos métodos para hacer esta separación, y se discutirá, además, el hecho de que hay menor cantidad de líneas de emisión magnetosférica que se pueden observar, debido a lo bajas que son las tasas de acreción en esta zona.

www.bdigital.ula.ve

Capítulo 2

Acreción magnetosférica

2.1. Descripción de la acreción magnetosférica

El proceso de acreción magnetosférica se refiere a la transferencia de masa de un disco circunestelar hacia una estrella central T-Tauri, a través de su campo magnético. Un esquema de este mecanismo de acreción se puede observar en la [Figura 2.1](#). En esta figura muestra un ‘radio de destrucción’ para el disco de polvo, es decir, el radio donde este disco se termina abruptamente, también conocido como pared de polvo. Para radios menores o iguales a este radio de destrucción la temperatura es suficientemente alta para que el polvo, que constituye un 1% de la masa del disco, se sublime. Esto ocurre a aproximadamente 0.1 AU, donde la radiación estelar alcanza temperaturas alrededor de 1000K. El disco de gas y polvo sublimado se extiende hacia la estrella hasta que es truncado por el campo magnético.

El polvo presente en todo disco circunestelar absorbe esta radiación incidente y la emite nuevamente en longitudes de onda más bajas. En el caso de la pared de polvo, esta iluminación es frontal. Tomando en cuenta esto, se pueden explicar los excesos de emisión en la región infrarroja que se observan en las estrellas Clase II.

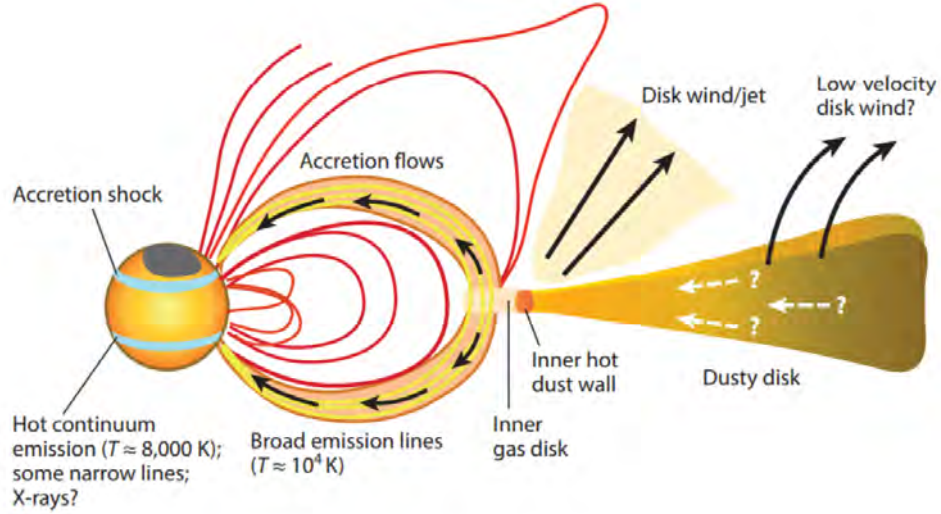


Figura 2.1: Esquema del proceso de acreción magnetosférica. Figura de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

Más cerca de la estrella, luego de la pared de polvo, el disco se compone sólo de gas y este es el material que es acretado a la estrella. Como se mencionó anteriormente, esta transferencia de masa es canalizada por el campo magnético estelar. Utilizando el efecto Zeeman observado en líneas de absorción fotosféricas, se tiene evidencia de que estos campos magnéticos son suficientemente fuertes para que ocurra este acoplamiento ([Johns-Krull et al., 1999, 2004; Johns-Krull, 2007](#)). Así, el gas ionizado del disco se acopla a las líneas del campo magnético estelar y es canalizado por este mientras cae libremente hacia la estrella.

En el caso de que todo el gas esté ionizado, existe un radio interno donde el disco de gas se trunca, en decir, donde existe un equilibrio entre la presión magnética y la presión de arrastre del gas. Allí se cumple que $B^2/8\pi \approx \rho v^2$. A partir de esto, y utilizando la aproximación dipolar típica de B_0 en R_* , se obtiene que el radio de truncación tiene la forma dada por la [Ecuación 2.1](#).

$$r_M \approx \xi \left(\frac{\mu^4}{4GM\dot{M}_*} \right)^{1/7} \approx 18\xi \frac{B_3^{4/7} R_2^{12/7}}{M_{0.5}^{1/7} \dot{M}_{-8}^{2/7}} \quad (2.1)$$

donde μ corresponde al momento dipolar de la estrella y ξ un factor de corrección que viene de la interacción entre el disco y la magnetosfera. Se utilizan los valores estándar para la comparación: $M_* = 0.5M_\odot$, $R_* = 2R_\odot$, $\dot{M} = 10^{-8}M_\odot/\text{yr}$ y $B = 1\text{kG}$. Si se toma $\xi \approx 0.7$ y $B \approx 1 - 2\text{kG}$ entonces se obtiene un valor de $r_M \approx 4 - 6R_*$ ([Hartmann et al., 2016](#)).

Para que el material del disco pueda caer hacia la estrella, este debe perder momento angular, lo que sugiere que el campo magnético se acopla al disco dentro del radio de corotación (R_{co}). Si este es el caso, habría una transferencia de momento angular hacia la estrella, lo que aceleraría

su rotación. Las observaciones indican que las CTTS rotan lentamente, lo que implica que debe haber un mecanismo de transporte de momento angular hacia afuera del disco que compense esta aceleración de la estrella (Hartmann et al., 2016). Este transporte puede ser interno o por vientos, pero los detalles no son claros actualmente. Se proponen diferentes mecanismos de transporte de momento angular, como la inestabilidad magnetorotacional (MRI) y los vientos o *jets*. En el caso de la MRI, que parece ser relevante en el caso de discos masivos jóvenes (ionizados), no lo es para los discos con bajas tasas de ionización en las etapas evolutivas tardías. Por otro lado, también es posible que los vientos o *jets* del disco transporten momento angular hacia afuera, explicando la rotación lenta de las estrellas T Tauri. La necesidad de conseguir un mecanismo para el transporte del momento angular también sugiere que algunas de las líneas del campo magnético se podrían acoplar fuera del radio de corotación anteriormente mencionado. Sin embargo, en este caso se utilizará la aproximación de que $r_M \approx R_{co} \approx 5.5R_*$, que corresponde a un periodo de rotación de 6 días (Hartmann et al., 2016). Aunque no sea claro cómo ocurre el fenómeno de transporte de momento angular en los discos circunestelares, es posible hacer predicciones sobre las características de su emisión.

La velocidad con la que el material cae desde el radio de corotación hacia la estrella es expresada por la Ecuación 2.2, que corresponde a una velocidad de caída libre.

$$v_{ff} = \left(\frac{2GM_*}{R_*} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{R_*}{r_M} \right)^{1/2} \approx 280 M_{0.5}^{1/2} R_2^{1/2} \text{ km/s} \quad (2.2)$$

donde $M_{0.5}$ y R_2 son la masa y el radio estelar en unidades de $0.5 M_\odot$ y $2 R_\odot$, respectivamente, y se toma que $R_{co} \approx 6R_*$. Recordando que se considera que toda la energía cinética del material acretado se disipa al chocar con la superficie, entonces la energía liberada en el choque tiene la forma dada por la Ecuación 2.3

$$L_s = \frac{1}{2} \dot{M} v_{ff}^2 = \frac{GM_* \dot{M}}{R_*} \left(1 - \frac{R_*}{r_M} \right) \quad (2.3)$$

Esto quiere decir que, si el radio de truncamiento está a varios radios estelares, es posible estimar la tasa de acreción a partir de la luminosidad del choque.

Como se mencionó anteriormente, el exceso infrarrojo en el caso de las CTTS viene de la disipación de la energía de acreción (energía potencial) junto con la que se libera en la emisión del disco de polvo, que absorbe la radiación estelar y la re-emite. También se tiene que el exceso de emisión en la región óptica y ultravioleta se genera en el choque del material del disco con la

estrella. En este proceso se genera una emisión de la fotosfera calentada por la liberación de energía cinética como radiación. Esto es evidenciado en la correlación entre estos dos excesos de emisión, es decir, cuando se observa exceso en el infrarrojo cercano se observa también el exceso óptico y ultravioleta (Hartigan et al., 1990). EL exceso IR también depende del proceso de acreción debido a que la energía absorbida por el disco es aquella que viene de la estrella y la que se produce en la acreción ($L_* + L_{acc}$), por lo que un aumento de la luminosidad de acreción implicaría una mayor radiación absorbida (y posteriormente reemitida) por el disco.

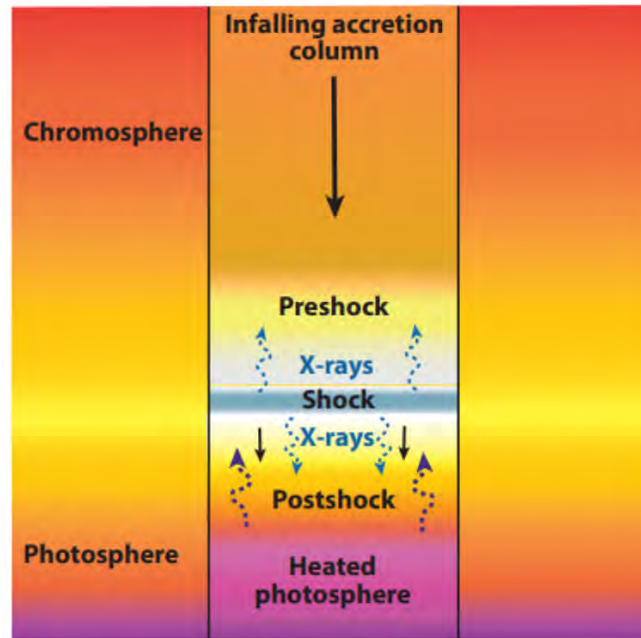


Figura 2.2: Diagrama de la estructura del choque de acreción que se divide en la región de pre-choque, post-choque y la fotosfera o continuo calentado debajo del choque. Figura tomada de Hartmann et al. (2016)

El proceso del choque de las columnas de acreción con la estrella se puede ver de manera esquemática en la Figura 2.2. La región donde ocurre el choque se puede dividir en tres partes, el pre-choque, el post-choque y la fotosfera calentada debajo de este. Cuando ocurre el choque, 1/2 de la energía es emitida hacia la región del pre-choque y el resto hacia abajo. La región del post-choque absorbe 1/2 de esta energía enviada hacia abajo (1/4 de la energía total del choque). La fotosfera absorbe 3/4 de la energía del choque y la emite nuevamente en longitudes de onda más largas, que no son absorbidas por las capas superiores. Al final, 1/4 de la emisión total proviene de la región del pre-choque y 3/4 de la fotosfera calentada (Calvet & Gullbring, 1998).

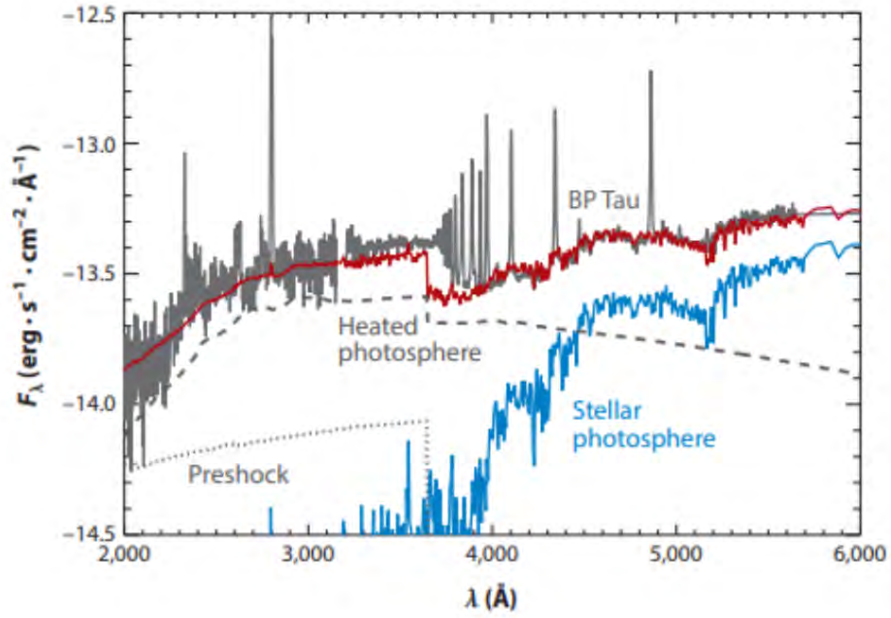


Figura 2.3: Distribución de energía espectral de BP Tau, una CTTS (línea continua gris), la fotosfera estelar (línea azul) y un modelo de choque de acreción (línea roja) que se divide entre las contribuciones del pre-choque (línea punteada gris) y la fotosfera calentada (línea discontinua gris). Figura tomada de [Hartmann et al. \(2016\)](#)

En la [Figura 2.3](#) se puede observar las diferentes contribuciones a la emisión total de BP Tau, una CTTS. Allí se observa la región del espectro en que cada una de estas contribuciones es más importante, y cómo la suma de estas explica la distribución de energía espectral de esta estrella.

Se considera que el choque de acreción ocurre en un plano paralelo a la superficie estelar y que la columna de acreción es perpendicular a esta y sigue el campo magnético. Esa aproximación se justifica si se considera que el área de impacto es pequeña en comparación con la superficie total. El área en que ocurre el choque se puede escribir como $A = f4\pi R_*^2$ donde f corresponde al *filling factor* o porcentaje de la superficie estelar cubierto por la columna de acreción. Por debajo del choque y del post-choque, se encuentra la fotosfera que es calentada por la radiación liberada en el proceso. Se puede conocer la emisión de la fotosfera calentada si se consigue una aproximación de su temperatura. Por lo tanto, se estima la temperatura a partir de F , que es el flujo de energía de la columna y se puede escribir como $F = \frac{1}{2}\rho v_s^3$, donde ρ es la densidad y v_s es la velocidad de caída libre. Y se calcula la luminosidad total usando la [Ecuación 2.4](#).

$$L = (F + F_*)A = \zeta G \frac{\dot{M}M}{R} + F_*A = \zeta L_{acc} + F_*A \quad (2.4)$$

con $\zeta = \left(1 - \frac{R}{R_i}\right)$, donde F_* es el flujo estelar intrínseco y R_i es el radio interno del disco.

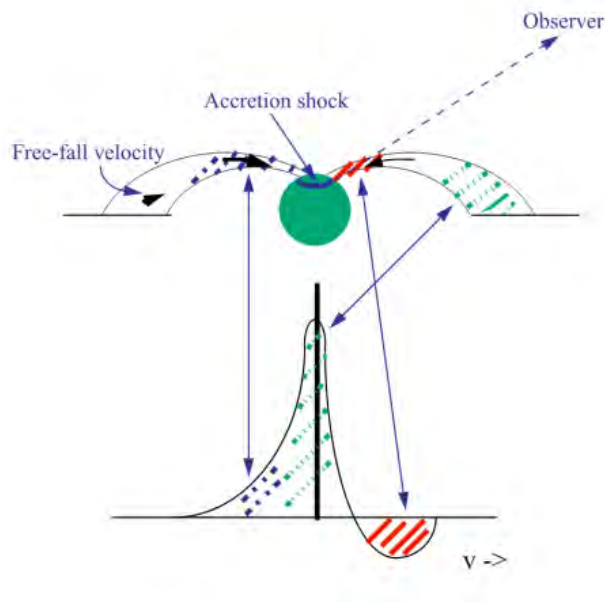


Figura 2.4: Esquema de la formación de líneas de emisión en los flujos magnetosféricos. El material que se interpone entre el observador y la emisión del choque la absorbe y, debido a que está alejándose de este, produce una componente en absorción. El exceso corrido al azul se origina debido al material de los flujos magnetosféricos que se acerca al observador. Figura de [Calvet & D'Alessio \(2011\)](#)

Utilizando el modelo de acreción se pueden explicar las morfologías observadas en las líneas de emisión. Por un lado, los anchos de las líneas serían producto del amplio rango de velocidades que tiene el material durante la caída libre hacia la estrella. Al tomar esto en cuenta, junto con otros mecanismos de ensanchamiento, se predicen anchos comparables con los observados. Por otro lado, la asimetría de las líneas de emisión se genera debido a la geometría de la interacción y la posición del observador. El esquema que explica como se generan estos perfiles se puede observar en la [Figura 2.4](#). Dependiendo del ángulo, parte de la emisión detectada puede venir de columnas de acreción que tienen velocidades hacia el observador (corrimiento al azul) y con una componente de absorción viene del gas que se aleja del observador (corrimiento al rojo). Esta absorción corrida al rojo se forma cuando en la línea que va desde el choque hasta el observador, hay material de las columnas de acreción que está cayendo a la estrella (alejándose del observador: corrimiento al rojo) y que absorbe los fotones emitidos en este choque.

2.2. Modelo de acreción magnetosférica

El cálculo de los perfiles de las líneas de emisión producidas en las columnas de acreción magnetosféricas se hizo siguiendo el modelo propuesto por [Muzerolle et al. \(2001\)](#). Para hacer el análisis

del transporte radiativo de este modelo se utiliza el método de Sobolev extendido. Este es un método que busca simplificar los cálculos necesarios para resolver problemas de transporte radiativo. Este método es válido en casos donde hay grandes gradientes de velocidad en el material, como es el caso de las columnas de acreción magnetosférica. Cuando existe un gradiente de velocidad grande, hay un desplazamiento del centro de las líneas de emisión debido al efecto Doppler y la velocidad relativa del material. La contribución a la emisión de una línea en particular sólo es afectada por material que tenga la misma velocidad. Esto quiere decir, que para cada punto, el campo de radiación queda descrito por la radiación local y cualquier interacción con superficies que tengan una velocidad constante igual a aquella del material en el punto, y que también se encuentren en la línea visual. Este campo de radiación queda descrito por la intensidad media local \bar{J}_ν definida en la [Ecuación 2.5](#), que se aplica a un átomo de dos niveles. La intensidad media es la cantidad de energía que atraviesa un área dS en un intervalo de tiempo dt , en un intervalo de frecuencias $\nu, \nu + d\nu$.

$$\bar{J}_\nu = [1 - \beta(\mathbf{r})]S(\mathbf{r}) + \beta_c(\mathbf{r})I_c + F(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

donde $\beta(\mathbf{r})$ y $\beta_c(\mathbf{r})$ son las probabilidades de escape local y del continuo, respectivamente. Esta probabilidad de escape es proporcional a $e^{-\tau}$; para $\tau = 0$ el fotón escapa, y no lo hace cuando $\tau \gg 0$. El continuo, en este caso, se compone de la fotosfera estelar y la emisión del choque de acreción, y viene descrita por la intensidad específica I_c . Por otro lado, $S(\mathbf{r})$ es la función fuente local, que describe cómo se comporta la emisión y absorción en cierto punto, y $F(\mathbf{r})$ es el término no local, donde se toman en cuenta las emisiones debido a cruces con las superficies de velocidad constante mencionadas anteriormente. La función fuente para una transición particular entre los niveles l y u viene dada por la [Ecuación 2.6](#).

$$S_{ul} = \frac{2h\nu_{ul}^3}{c^2} \left[\left(\frac{N_l g_u}{N_u g_l} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (2.6)$$

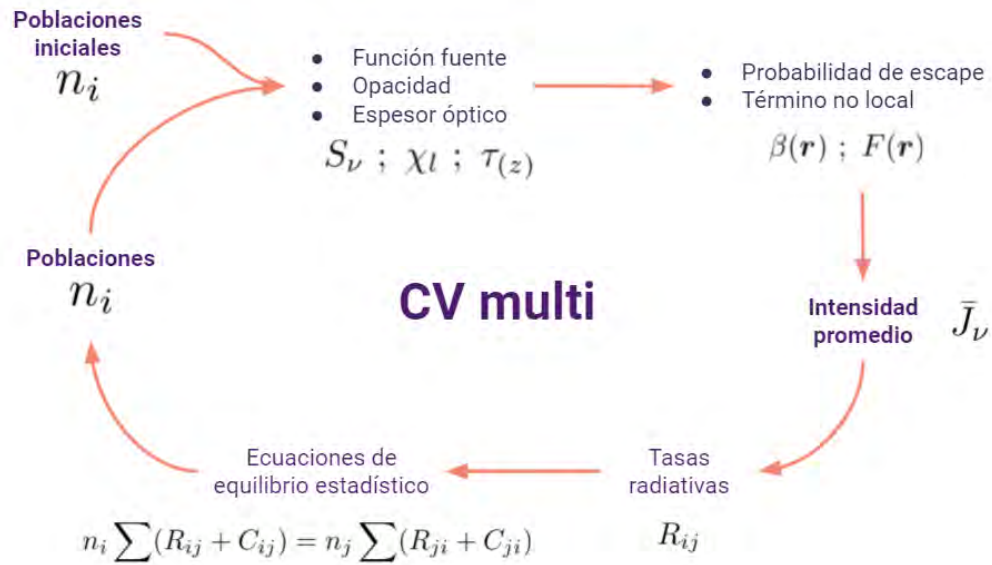


Figura 2.5: Esquema del proceso iterativo con el que se calculan las poblaciones utilizadas en el estudio de transporte radiativo. Este código se conoce como *CV multi*. Figura de Micolta M.

donde N_l , N_u , g_l y g_u son las poblaciones y pesos estadísticos de los niveles de transición; alto y bajo, respectivamente.

Para determinar el valor de esta función fuente en el caso de un átomo de varios niveles como H se sigue un proceso iterativo. El esquema de este proceso se puede observar en la [Figura 2.5](#). Primero, para cada dos niveles de energía se calculan los valores de J_ν con el método de Sobolev [Ecuación 2.5](#). Para conseguir esto, se usan las poblaciones iniciales para calcular S_ν , $\beta(\mathbf{r})$ y $F(\mathbf{r})$. Luego de tener la intensidad media para cada dos niveles, se calculan las tasas radiativas $R_{ij} \propto \chi \times J_\nu$, con las que, a su vez, se determinan las nuevas poblaciones n_i . Este proceso se repite hasta que las soluciones de las poblaciones converjan, es decir, hasta que las poblaciones de entrada sean las mismas que las de salida. Ya con las poblaciones finales se calculan las opacidades y funciones fuentes de todas las líneas con [Ecuación 2.5](#) y [Ecuación 2.10](#).

En el caso de [Muzerolle et al. \(2001\)](#), se utilizó un átomo de hidrógeno con 20 niveles de energía, buscando una mejora sobre el modelo anterior con 8 niveles ([Muzerolle et al., 1998](#)).

Una vez que se tienen las opacidades y la función fuente en cada punto, se utiliza un cálculo rayo por rayo para obtener los flujos necesarios para construir el perfil de las líneas de emisión. Aquí, se calcula la intensidad específica dada en la [Ecuación 2.8](#). En este caso, se toman a los electrones de las transiciones como osciladores armónicos y la contribución de estos mecanismos de ensanchamiento viene descrita por una constante de amortiguamiento. Así, la intensidad específica viene dada por

$$I_\nu = I_0 e^{-\tau_{tot}} + \int_{-\infty}^{z_0} [\eta_c(z) + \eta_l(z)] e^{\tau(z)} dz \quad (2.7)$$

donde I_0 es la radiación incidente de la estrella y choque de acreción, η_c y η_l son la emisividad del continuo y de las líneas para cada frecuencia, respectivamente, y z_0 es la superficie de la estrella o ∞ . Otra forma equivalente de escribir la Ecuación 2.8 es usando la definición $S_\nu = \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu}$

$$I_\nu = I_0 e^{-\tau_{tot}} + \int_{-\infty}^{z_0} [S_c(z') + S_l(z')] e^{\tau(z')} dz' \quad (2.8)$$

En ambos casos, se define $\tau(z)$ con la Ecuación 2.9.

$$\tau(z) = - \int_{-\infty}^z [\chi_c(z) + \chi_l(z)] dz \quad (2.9)$$

donde χ_c y χ_l son las opacidades del continuo y de las líneas, y se alcanza τ_{tot} cuando $z = z_0$.

En los cálculos de los coeficientes de opacidad y emisividad se incluyen las contribuciones de las emisiones de hidrógeno libre-libre y ligado-libre, así como la de H^- y la dispersión de electrones. La opacidad de cada línea viene dada por

$$\chi_l = \frac{\chi_0}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} H(a, y) \quad (2.10)$$

donde χ_0 es la opacidad del centro de la línea y $\Delta\nu_D$ es el ancho de la línea por el efecto Doppler, ambos vienen dados por

$$\chi_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} f n_l \left(1 - \frac{g_l N_u}{g_u N_l} \right) \quad (2.11)$$

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{2kT/\mu} \quad (2.12)$$

Donde f es un término conocido como la fuerza del oscilador. Clásicamente, el átomo de dos niveles se modela como un oscilador armónico amortiguado y, en este caso, el término f aparece al tomar en cuenta los efectos cuánticos e indica el "número efectivo" de osciladores armónicos clásicos involucrados en una transición dada. Este valor se origina en el tratamiento cuántico del cálculo de las secciones rectas de estas transiciones.

El término $H(a, y)$ es la función de Voigt, que modula la forma del perfil. Esta función se obtiene de la convolución de un perfil de Lorentz y un perfil gaussiano que corresponde al ensanchamiento por el efecto Doppler. En esta función se incluyen los diferentes mecanismos de ensanchamiento a

través de la constante de amortiguamiento Γ que se define en la [Ecuación 2.14](#) como la suma de todas las constantes de ensanchamiento.

$$H(a, y) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(v - y)^2 + a^2} \quad (2.13)$$

con $a = \Gamma/4\pi\Delta\nu$, $v = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ y $y = \Delta\nu/\Delta\nu_D$

$$\Gamma = C_{rad} + C_{vdW} \left(\frac{N_{H_I}}{10^{16} cm^{-3}} \right) \left(\frac{T}{5000K} \right)^{0.3} + C_{Stark} \left(\frac{N_e}{10^{12} cm^{-2}} \right) \quad (2.14)$$

donde C_{rad} , C_{vdW} y C_{Stark} son las constantes de ensanchamiento natural, de Van der Waals y Stark-lineal y Stark-cuadrática, respectivamente. La inclusión de estos métodos de ensanchamiento producen perfiles más similares a las observaciones, ya que reproducen las alas anchas de las líneas de emisión. La diferencia del perfil de H α con y sin considerar los factores de ensanchamiento, se puede observar en la [Figura 2.6](#). El ensanchamiento natural se debe a la incertidumbre en la energía de un electrón excitado debido a la incertidumbre en su tiempo de vida media en determinado nivel. Este ensanchamiento es intrínseco de los átomos y no depende de su interacción con otros, a diferencia de los ensanchamientos de Van der Waals, Stark-lineal y Stark-cuadrático, que se originan por perturbaciones a los niveles de energía por parte de otras partículas. El ensanchamiento Stark-lineal solo afecta al hidrógeno, mientras que el Stark-cuadrático y el Van der Waals afecta a todos los demás átomos y son importantes a altas y bajas temperaturas, respectivamente.

Finalmente, al calcular todas estas variables para una transición determinada, se tiene la intensidad específica para cada frecuencia y cada punto de la imagen, desde la posición del observador. Así, se calcula el flujo integrando la intensidad específica sobre el ángulo sólido de la imagen, siguiendo la [Ecuación 2.15](#)

$$F = \int \frac{I(x, y)}{d^2} dx dy \quad (2.15)$$

donde x y y son coordenadas en el cielo, d es la distancia y se integra sobre el área de la magnetosfera. Con esto, es posible construir los perfiles de las líneas de emisión de los modelos.

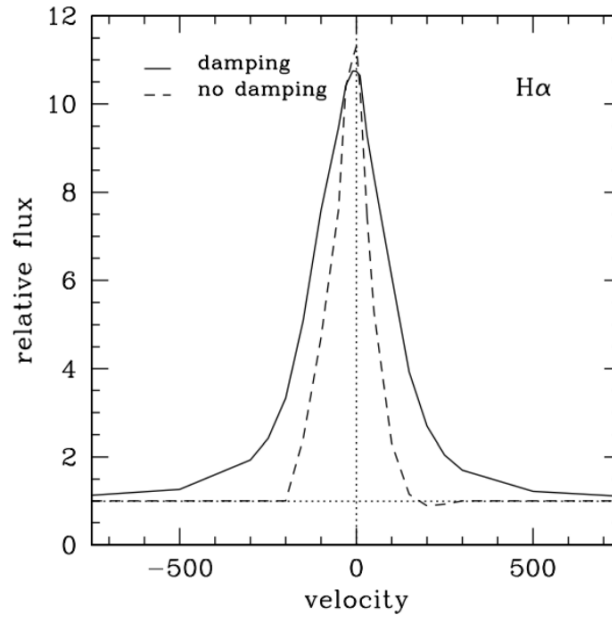


Figura 2.6: Diferencia entre un perfil con y sin mecanismos de ensanchamiento, línea continua y línea discontinua, respectivamente

2.3. Red de modelos

Se utilizó una red de modelos de acreción magnetosférica para 5 estrellas¹ con parámetros estelares dados en la [Tabla 2.1](#). Cada uno de estos modelos está caracterizado por 5 parámetros: tasa de acreción ($\log \dot{M}$), temperatura máxima (T_{max}), el radio interno de la magnetosfera ($R_i = r_{mi}$) y su ancho ($\Delta R = r_{mo} - r_{mi}$) ([Figura 2.7](#)) y , la inclinación (i) con respecto al eje de rotación del sistema. Lo modelos comprenden el siguiente rango de valores:

¹Calculados por el Dr T. Thanathibodee y la Lcda M. Micolta

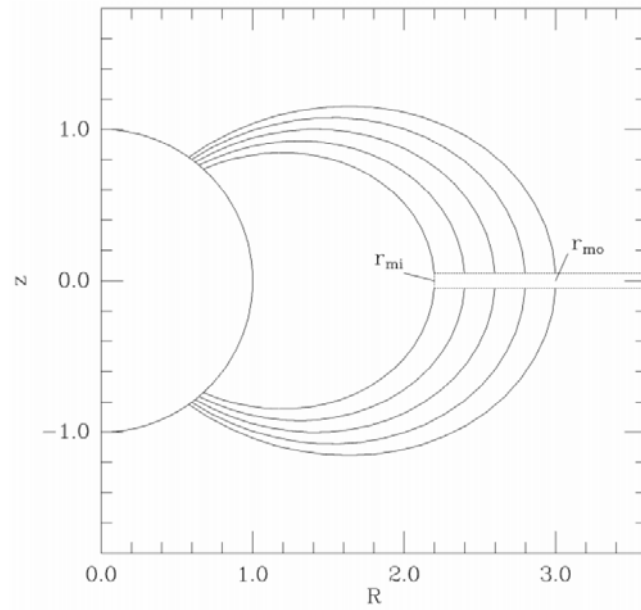


Figura 2.7: Representación de la geometría del campo magnético estelar utilizado en los modelos.

- Tasa de acreción: $\log \dot{M} = -7.0 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ a $\log \dot{M} = -10.0 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, en pasos de $0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
- Temperatura máxima: $6500 K$ a $14000 K$ en pasos de $500 K$.
- Radio interno: $2R_*$ a $6R_*$ en pasos de $0.5R_*$
- Ancho de la magnetosfera: $0.5R_*$, $1R_*$ y $2R_*$

Tabla 2.1: Parámetros estelares de las estrellas de los modelos

SpT	Teff [K]	L [L_{\odot}]	R [R_{\odot}]	M [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

A partir de los parámetros mencionados, se utiliza el método descrito en [Sección 2.2](#) para calcular los perfiles de las líneas a estudiar, en este caso se toma en cuenta solo la serie de Balmer. Estos se obtienen en escala de velocidad en un rango de $-1000 km/s$ a $1000 km/s$ alrededor del centro de la línea, con flujos en $erg/cm^2/s/Hz$. Finalmente, se calcula el flujo integrado de cada una de estas líneas de emisión utilizando la metodología descrita en la [Subsección 4.2.2](#). Es importante

resaltar que en este cálculo solo se tomaron en cuenta las componentes de emisión en la integración del flujo.

Detalles sobre cómo afecta la geometría a los flujos calculados de los modelos se tratan en la [Sección 2.4](#).

2.4. Parámetros del modelo de acreción magnetosférica

Uno de los objetivos de esta investigación es inferir los parámetros del proceso de acreción magnetosférica de las estrellas estudiadas. Por eso, es necesario mencionar cuáles son los parámetros que están incluidos en los modelos de acreción que se utilizarán. Por un lado, el parámetro más importante es el de la tasa de acreción de masa (\dot{M}). Conocer este valor es fundamental para entender la evolución estelar durante sus primeras fases.

Otro de los parámetros fundamentales es la temperatura máxima que se alcanzan en las columnas de acreción. Se consigue que hay un rango óptimo y un rango excluido de temperaturas que está relacionado con la tasa de acreción según la [Figura 2.8](#). Esta restricción se obtiene cuando se ven las inconsistencias entre las observaciones y los perfiles de H y las emisiones del continuo que se consiguen del modelo de acreción.

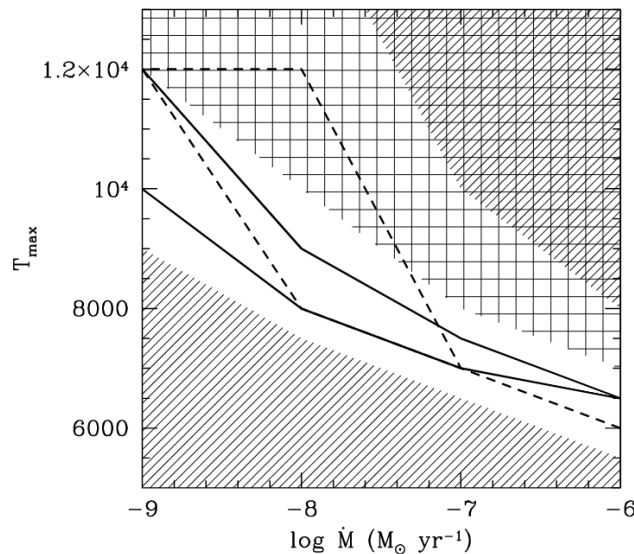


Figura 2.8: Rangos óptimos y excluidos para la T_{max} en los modelos según la tasa de acreción (Muzerolle et al., 2001). Se señalan: el rango óptimo de temperaturas (área sin sombreado), rango donde los perfiles de las líneas de H no corresponden con los observados (área rayada) y rango donde se obtiene mayor emisión del continuo de la observada (área cuadriculada). Las líneas señaladas corresponden al comportamiento de otras líneas de emisión (serie de Paschen y Na D).

En este planteamiento del modelo de acreción magnetosférica se asume una geometría dipolar del campo magnético (Figura 2.7). Al hacer una comparación cualitativa de los modelos de H y Na, y las observaciones se determina que el campo magnético dipolar y el rango de temperaturas considerado son una buena aproximación (Muzerolle et al., 2001).

Descifrar los detalles de la geometría de los flujos magnetosférico presenta dificultades debido a que los efectos de las variaciones de cada uno de los parámetros no se conocen. En este estudio se considerarán dos parámetros para describir la geometría: el radio interno del disco (R_i) y el ancho de las columnas de acreción (ΔR).

Por último, se considera como parámetro la inclinación del disco con respecto al observador. La variación de este ángulo puede cambiar sustancialmente los perfiles obtenidos, debido a lo explicado en la Figura 2.4.

Se puede estudiar, también, cómo la variación de los parámetros afectan los flujos observados de los modelos. En la Figura 2.9, Figura 2.10 y Figura 2.11 se puede observar la relación entre la tasa de acreción y los flujos teóricos para H α y diferentes geometrías. Se muestran estos flujos para diferentes valores de T_{max} . En el caso de la Figura 2.9, la geometría de los modelos corresponde a $R_i = 5R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$ y una inclinación de 15° .

Una de las características más resaltantes es que existe una 'zona de saturación', donde modelos de diferentes temperaturas y tasas de acreción tienen un mismo valor de flujo. Eso crea un problema de degeneración, debido a que hace más difícil diferenciar entre un modelo y otro a partir de sus valores de flujo. A mayores temperaturas, es menor la tasa de acreción que se necesita para que el flujo alcance el valor máximo en la 'zona de saturación'. En esta figura también se pueden observar las restricciones sobre la T_{max} para cada tasa de acreción.

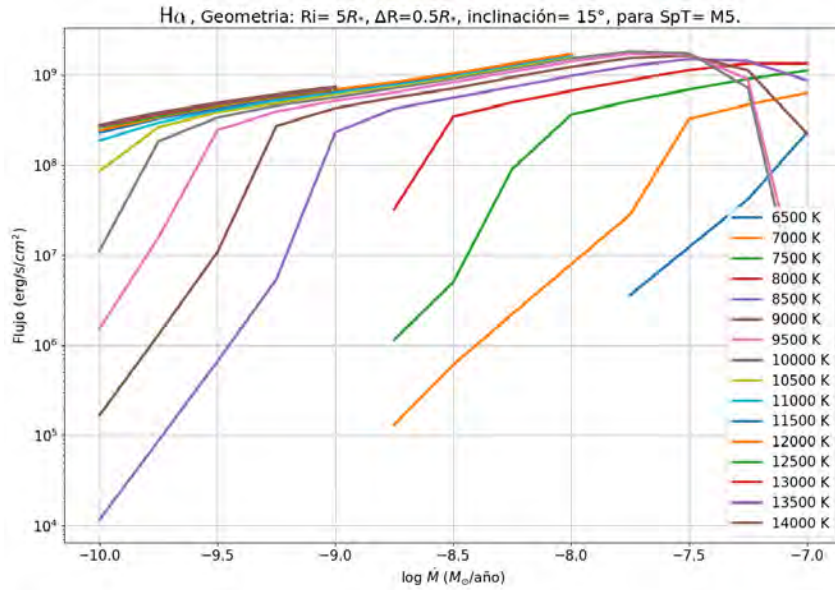


Figura 2.9: Flujo de $H\alpha$ teórico contra la tasa de acreción, para $R_i = 5R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$ y $i = 15^\circ$, y tipo espectral M5

En la [Figura 2.10](#) se muestran modelos con los mismos parámetros que en la figura anterior salvo por el radio interno: $R_i = 2R_*$, es decir, la magnetosfera está más cerca de la estrella. En este caso, se observa que el comportamiento general se mantiene. Sin embargo, el valor de flujo máximo de la zona de saturación es menor que para un radio interno mayor. Esto se debe a que al disminuir el radio interno, decrece también el área total emisión (flujos magnetosféricos).

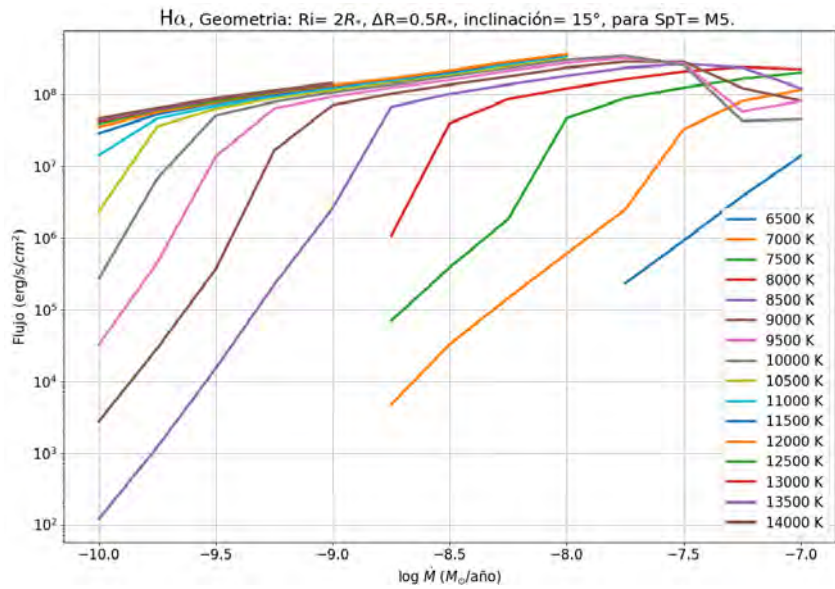


Figura 2.10: Flujo de $H\alpha$ teórico contra la tasa de acreción, para $R_i = 2R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$, y $i = 15^\circ$, y tipo espectral M5

Finalmente, para estudiar el impacto de la inclinación en los flujos teóricos, se tomaron los

mismo parámetros que en [Figura 2.9](#) ($R_i = 5R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$ y tipo espectral M5), pero se cambió el ángulo de inclinación a 75° . Nuevamente, el comportamiento general se mantuvo pero el valor máximo de flujo para cada temperatura máxima y tasa de acreción disminuyó. Esto se debe a que a mayor inclinación, mayor parte del disco cubre la zona de emisión, ya que 0° corresponde a una línea visual alineada con el polo de la estrella (normal al disco).

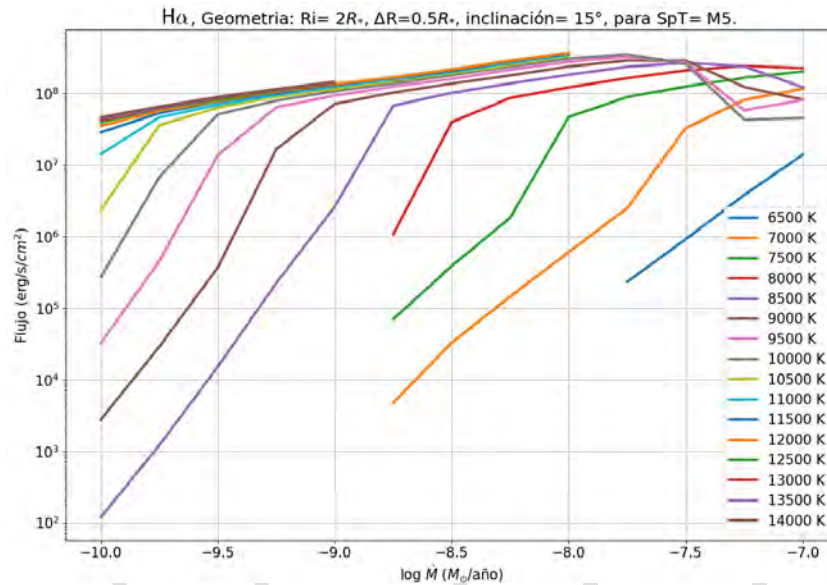


Figura 2.11: Flujo de $H\alpha$ teórico contra la tasa de acreción, para $R_i = 2R_*$, $\Delta R = 0.5R_*$ y $i = 15^\circ$, y tipo espectral M5

Capítulo 3

Upper Scorpius

3.1. Panorama general de la zona

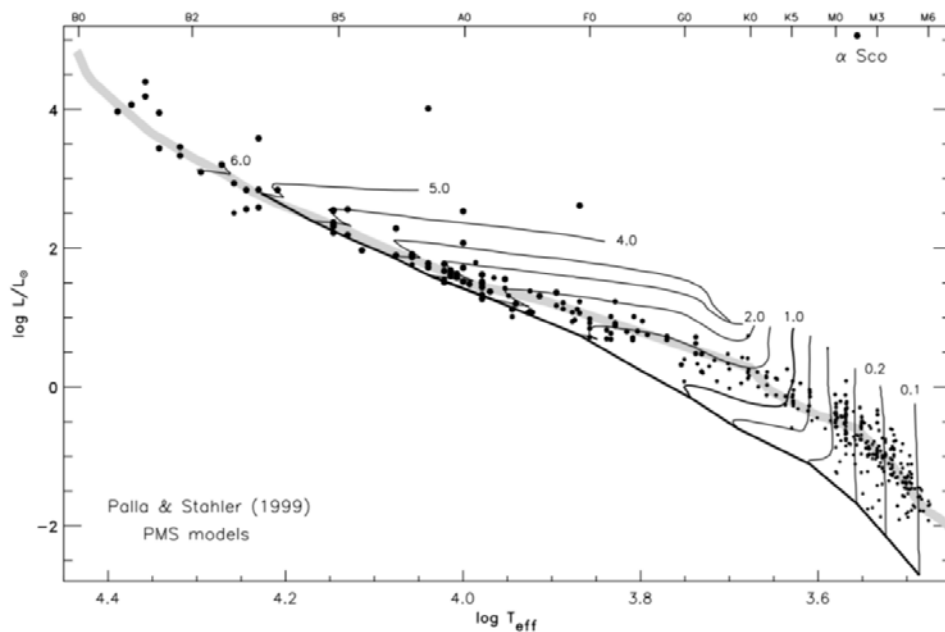


Figura 3.1: Diagrama HR de los miembros conocidos de Upper Scorpius descritos por [Preibisch et al. \(2002\)](#). Las líneas corresponden a los trayectos evolutivos de [Palla & Stahler \(1999\)](#) para estrellas pre-secuencia principal (PMS). Algunos están etiquetados con sus masas en unidades solares. La línea gruesa negra indica la secuencia principal y la isocrona de 5Myr se muestra con la línea gris gruesa. Esta se construyó a partir de las isocronas para altas masas ($6 - 30M_{\odot}$) de [Bertelli et al. \(1994\)](#), los modelos PMS de [Palla & Stahler \(1999\)](#) para $1 - 6M_{\odot}$, y los de [Baraffe et al. \(1998\)](#) para $0.02 - 1M_{\odot}$. Figura de [Preibisch & Mamajek \(2008\)](#)

Upper Scorpius (Upp Sco) pertenece al complejo Scorpius-Centaurus (Sco-Cen), el complejo OB más cercano y que contiene aproximadamente 150 billones de estrellas. Las mismas se agrupan en

tres asociaciones más pequeñas: Upper Scorpius, Upper Centaurus-Lupus y Lower Centaurus-CruX (Blaauw, 1964, 1991; de Zeeuw et al., 1999).

Las asociaciones OB son grupos estelares caracterizados por ser sistemas extensos y débilmente unidos gravitacionalmente, y que contienen estrellas de tipos espectrales O y/o B (Blaauw, 1946; Ambartsumian, 1947), que tienen cortos tiempos de vida debido a que poseen altas masas y una evolución más rápida. Estas características las hacen propensas a desaparecer rápidamente debido a interacciones externas. Por lo tanto, se sabe que estas asociaciones deben ser jóvenes, $\leq 30 - 50$ Myr de edad (Myr = 10^6 años). Para este rango de edades, las estrellas de baja masa de los complejos OB se encuentran en la fase pre-secuencia principal.

Hay varias hipótesis sobre la formación de estos complejos OB. Una de ellas es que inician siendo cúmulos densos pero el gas expulsado por las estrellas masivas expande el complejo (Kroupa et al., 2001). Otra hipótesis es que el material que forma estos complejos inicia ya distribuido en una zona extensa, por lo que el proceso de formación sería fundamentalmente distinto a aquel que ocurre en zonas de nubes de mayor densidad.

Upp Sco es la asociación mejor estudiada de este complejo y la más joven del complejo Sco-Cen. Pese a que es cercana a ρ Oph, conocida por su proceso de formación estelar activo (Preibisch & Mamajek, 2008), no se han observado indicios de formación estelar actualmente en Upp Sco. Esto la hace ideal para estudiar los resultados de un proceso de formación estelar reciente, pero finalizado. Por otro lado, también se puede resaltar que la zona posee baja extinción debido a la ausencia de nubes densas de gas o polvo.

Al ubicar los miembros conocidos de Upp Sco en un diagrama HR, se nota que no hay dispersión de edades mayor a la esperada debido a incertidumbres observacionales y de las isocronas utilizadas (Preibisch & Zinnecker, 1999; Preibisch et al., 2002; de Geus et al., 1989). Esto sugiere que hubo algún agente que inició la formación estelar abruptamente. Se cree que este mecanismo fue una onda expansiva impulsada por vientos y supernovae de Upp-Cen-Lup, que atravesó la nube de Upp Sco hace 5Myr (de Geus, 1992). Se cree que este fenómeno produjo la formación estelar repentina que se observa en la zona. Durante las primeras etapas de formación las estrellas más masivas podrían haber comenzado a desintegrar la nube internamente a través de vientos y radiación ionizante. Finalmente, cuando la estrella más masiva de Upp Sco explotó como una supernova hace 1.5Myr (Hoogerwerf et al., 2001) expulsó el material restante, lo que evitó que continuara la formación estelar en la zona. Por otro lado, estudios más recientes obtuvieron edades diferentes para la población, desde 4Myr (Herczeg & Hillenbrand, 2015) a 11Myr (Pecaut et al., 2012). En este estudio, consideraremos la edad de la región entre $5 - 11\text{Myr}$.

3.2. Discos protoplanetarios en Upper Sco

Upper Sco tiene la población más rica y cercana de estrellas jóvenes (Preibisch & Mamajek, 2008) y los discos primordiales y secundarios son abundantes (Carpenter et al., 2009). El estudio de estos discos antiguos puede dar información vital sobre su evolución. Los miembros de baja masa de esta población fueron estudiados utilizando el observatorio espacial Spitzer para identificar y clasificar a los discos con interferometría en el rango del infrarrojo medio (Carpenter et al., 2009, 2006; Chen, 2005; Chen et al., 2011; Riaz et al., 2009). Se consiguió que $\sim 1/5$ de estas estrellas de baja masa tenían disco, y que ninguna de las estrellas de alta masa conservaban sus discos (Carpenter et al., 2006). Una de las limitaciones de estas observaciones es que el Spitzer permitía observar un área pequeña de la región, por lo que posteriormente se utilizó el WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*) para realizar más detecciones (Wright et al., 2010).

Utilizando las observaciones del *Spitzer* y *WISE*, se clasificaron los discos de Upp Sco dependiendo de sus SEDs (Distribuciones espectrales de energía) en la región infrarroja. Las estructuras de estos se relacionan con la fase evolutiva en la que se encuentran. La clasificación utilizada en este estudio será la de Espaillat (2012). Esta se divide en “Disco completo” (*Full disk*), que es totalmente ópticamente grueso en el infrarrojo; “Disco pre-transicional” o “Disco transicional” (*Pre-transitional disk/Transitional*), que poseen surcos suficientemente grandes para afectar notablemente la SED y “Disco evolucionado” (*Evolved disk*), que son ópticamente delgados en el infrarrojo pero no presentan señales de surcos o huecos grandes (Hernández et al., 2007). Además, se añaden las categorías de “Disco transicional evolucionado” (*Evolved transitional disk*), que también es ópticamente delgado, pero con evidencia de huecos o surcos grandes; y discos de escombros (*Debris disks*), que no son primordiales, es decir, están compuesto de polvo resultante de colisiones entre planetesimales y no del medio interestelar como en el disco original.

Por otro lado, se encuentra que la posesión de discos primordiales depende del tipo espectral: $\leq 10\%$ para estrellas de tipos B-G ($M \geq 1.2M_{\odot}$) y de $\sim 25\%$ para estrellas de tipos entre M5-L0 ($M \approx 0.01 - 0.2M_{\odot}$). Esto indica que Upp Sco tiene menor cantidad relativa de discos que otras regiones, como Taurus (Carpenter et al., 2006; Luhman & Mamajek, 2012). Asimismo, se determina que la relación $M_{\text{disco,polvo}}/M_{*}$ es menor en Upp Sco (Barenfeld et al., 2016; Carpenter et al., 2014). Según los resultados de Barenfeld et al. (2017) se sospecha que los discos de Upp Sco pueden ser tres veces más pequeños que sus contrapartes más jóvenes en Taurus, Ophiucus y Lupus. Se cree que estos discos están en sus últimas etapas antes de su disipación total (Hernández 2008)

3.3. Determinación de tasas de acreción

Para hacer un estudio de los mecanismos de evolución de los discos protoplanetarios, en el trabajo de [Manara et al. \(2020\)](#) se midieron las tasas de acreción para objetos de la región de Upp Sco que también tuvieran mediciones de las masas de sus discos. De este estudio se elegirán las estrellas que serán analizadas en este trabajo, como se describe en el [Capítulo 4](#). El método utilizado para determinar estas tasas de acreción será descrito en la siguiente sección, y ellas serán usadas de referencia para el análisis posterior. El resto de los parámetros estelares de la muestra se reportan en la [Tabla 4.1](#).

3.3.1. Métodos choques simulados con ‘slabs’

Para estimar la tasa de acreción de los objetos estudiados, en el trabajo de [Manara et al. \(2020\)](#) se ajustó el espectro corregido por extinción de cada estrella a la suma de una fotosfera ‘plantilla’, o de referencia, con la emisión causada por la acreción según la predicción de un modelo. Este modelo se conoce como modelo de *slab*, que se define como una capa de densidad y temperatura constante. Se busca reproducir el exceso de emisión del continuo causado en el choque de acreción variando estos parámetros hasta que se consiga un ajuste del exceso observado. Estas fotosferas modelo se obtienen de los espectros de objetos de clase III del mismo tipo espectral ([Manara et al., 2013](#); [Manara, 2017](#)). La corrección por extinción se hizo utilizando la curva de [Cardelli et al. \(1989\)](#) con un $R_v = 3.1$. A partir del ajuste de modelo de *slab* se obtuvo la luminosidad de acreción al integrar el flujo total emitido por la capa isoterma, y, con el ajuste de la fotosfera se obtuvo la luminosidad estelar. Finalmente, la tasa de acreción se calculó utilizando la relación $\dot{M}_{acc} = 1.25 \cdot L_{acc}R_*/(GM_*)$ ([Figura 3.2](#)).

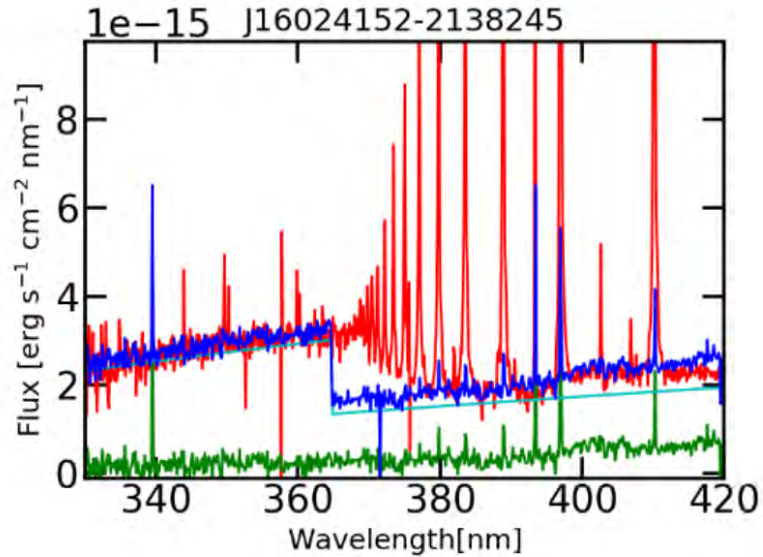


Figura 3.2: Ejemplo del mejor ajuste de la fotosfera y el modelo del *slab* para J16024152-2138245. El mejor ajuste del espectro observado derrenrojado (rojo) se consigue al sumar la fotosfera plantilla (verde) con el modelo del *slab*.

3.3.2. Resultados generales

Del trabajo de [Manara et al. \(2020\)](#) se concluye que las relaciones $\dot{M} - M_*$ y $\dot{M} - M_{disco}$ son similares entre las tres regiones estudiadas (Upp Sco, Chameleon y Lupus). De igual forma, los valores medios de \dot{M} para cada valor de M_{disco} , son consistentes entre regiones. Por otro lado, la dispersión de la tasa de acreción varía entre las regiones pero, en general, no disminuye con la edad. Esto no concuerda con las predicciones de los modelos de evolución viscosa más simples, pero podría ser explicado si la razón gas-polvo incrementa con el tiempo.

Las dificultades que presenta el modelo de evolución viscosa para explicar los resultados que se obtienen en este trabajo resaltan la necesidad de invocar otros mecanismos para describir este proceso, como el transporte de momento angular por turbulencias magnetohidrodinámicas en conjunto con modelos de evolución del disco de polvo .

3.4. Correlación con parámetros de acreción

En la [Figura 3.3](#) se pueden observar las relaciones $\dot{M} - M_{disco}$ y $\dot{M} - M_*$ mencionadas anteriormente. Allí, se incluyen objetos de las regiones Lupus y Chamaleon I para referencia ([Manara et al., 2016](#); [Mulders et al., 2017](#)).

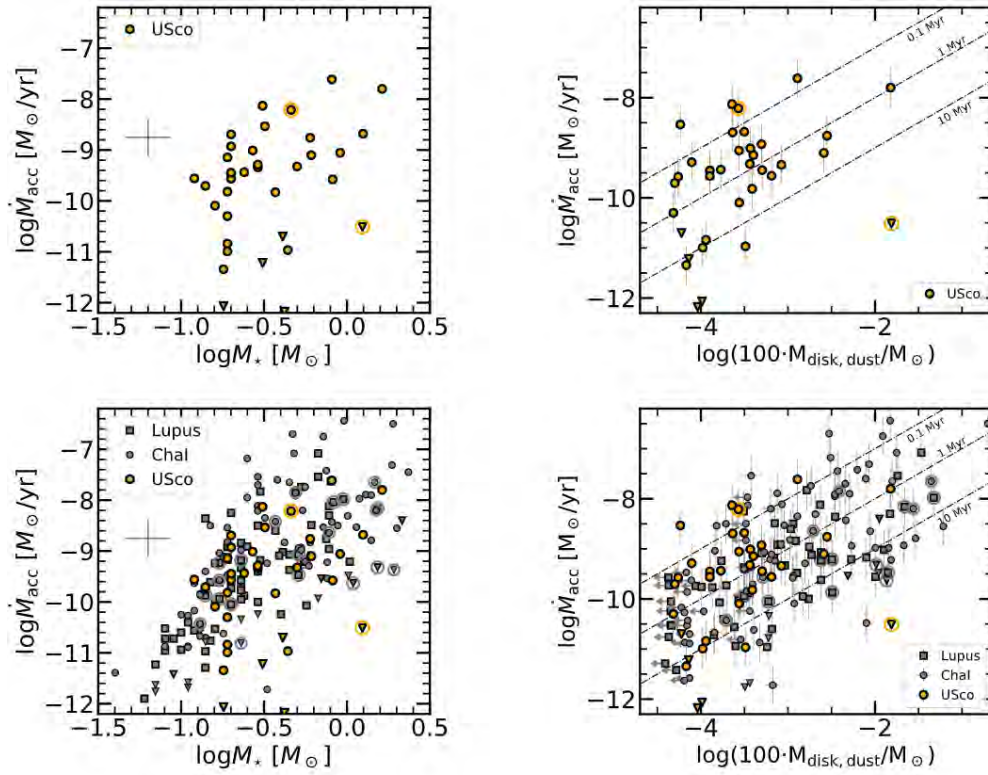


Figura 3.3: Izq: Tasa de acreción vs masa de los objetos de Upp Sco observados por [Manara et al. \(2020\)](#) (puntos naranjas) y otros de Lupus y Chamaleon I (gris). Los objetos identificados con triángulos invertidos corresponden a los no acretores, mientras que aquellos con discos transicionales se resaltan con un círculo alrededor de sus símbolos. Der: Tasa de acreción vs masa del disco de los mismos objetos de la región Upp Sco y de Lupus y Chamaleon I. Se mantiene la misma identificación anterior. Las líneas punteadas representan diferentes razones $M_{\text{disk}}/M_{\text{dot}}$: 0.1 Myr, 1 Myr y 10 Myr.

Por otro lado, en la [Figura 3.4](#) se puede observar la relación entre la luminosidad de acreción y la luminosidad estelar para objetos de Upp Sco, Lupus y Chamaleon I. Allí se muestra que la luminosidad de acreción para la mayoría de los objetos identificados como acretores se encuentran entre $L_{\text{acc}} = L_*$ y $L_{\text{acc}} = 0.01L_*$, señaladas como líneas punteadas en la [Figura 3.3](#). Vale la pena resaltar que en el trabajo de [Manara et al. \(2020\)](#), aunque a todos los objetos se les calcula L_{acc} , 5 de ellos se consideran como posibles no acretores debido a que se consigue que la razón L_{acc}/L_* es significativamente menor que los valores esperados para la emisión cromosférica correspondiente a su tipo espectral ([Manara et al., 2013](#); [Manara, 2017](#)) y, además, no se detecta un exceso de emisión en la región del continuo de Balmer.

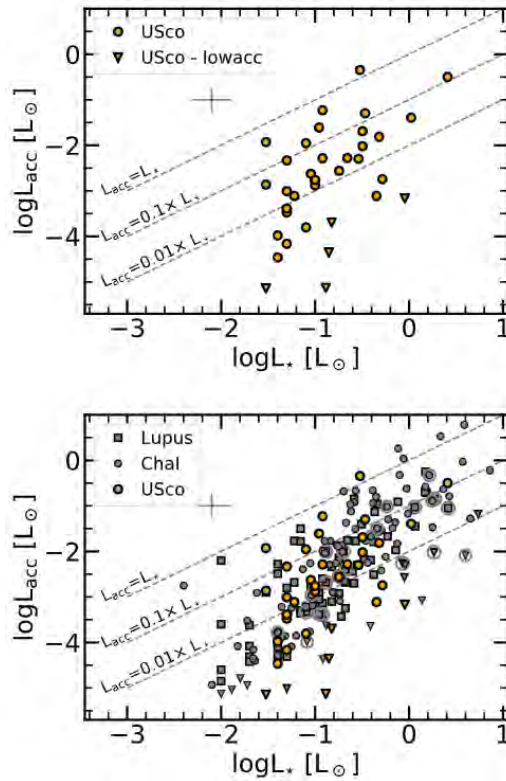


Figura 3.4: Relación entre la luminosidad de acreción y la luminosidad estelar para los objetos de Upp Sco (panel superior) y los de Lupus y Chamaleon I (panel inferior). Datos de [Manara et al. \(2020\)](#)

Por otro lado, [Manara et al. \(2020\)](#) encuentra que para los mayores acretores ($L_{acc} \gtrsim 10^{-4} L_{\odot}$) la luminosidad de acreción que se calcula a partir de la luminosidad de las líneas de emisión (siguiendo el método de [Alcalá et al. \(2017\)](#)) es similar a la encontrada usando el exceso de emisión del continuo. En el caso de acretores bajos, las tasas que se consiguen a partir de la luminosidad de acreción de las líneas es $\sim 5 - 10$ veces mayor que la otra calculada. Esto corresponde con lo que consigue [Alcalá et al. \(2014\)](#).

Capítulo 4

Observaciones

4.1. Descripción de las observaciones

4.1.1. CTTS

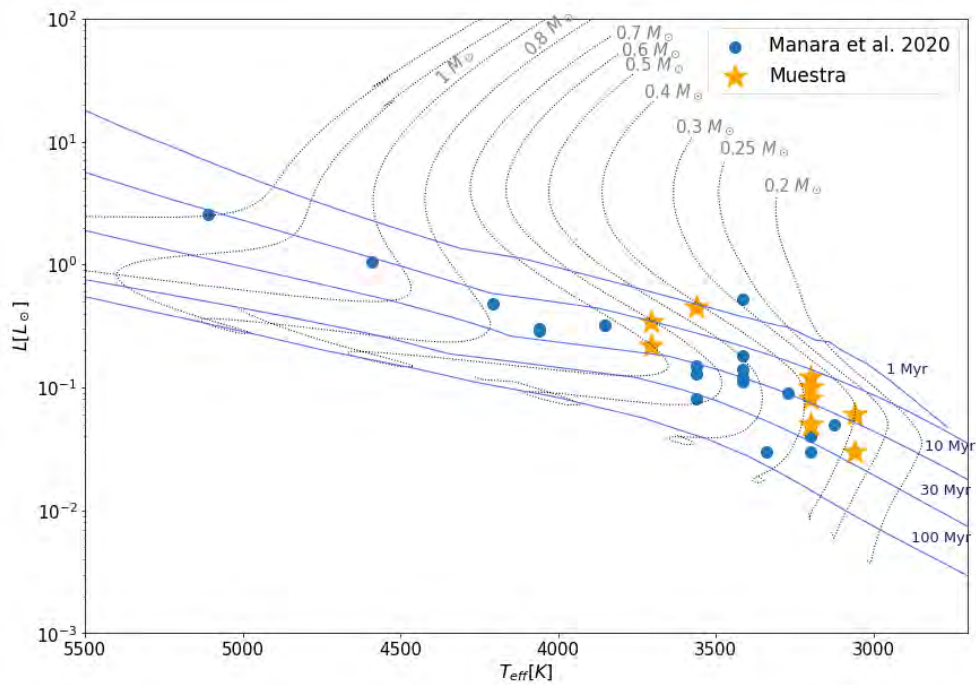


Figura 4.1: Diagrama HR de las estrellas de Upper Scorpius de la muestra a estudiar. Datos estelares obtenidos de [Manara et al. \(2020\)](#)

La muestra se seleccionó de [Manara et al. \(2020\)](#), que se obtuvo de las observaciones de ALMA de [Barenfeld et al. \(2016\)](#), que incluían todos los objetos con excesos infrarrojos con tipos espectrales entre G2 y M4.75 ([Luhman & Mamajek, 2012](#); [Carpenter et al., 2006](#)). De esta muestra, en

Reconocimiento-No comercial-Compartir igual

el trabajo de [Manara et al. \(2020\)](#) se excluyen 31 estrellas con discos de *debris* y 22 con masas de discos muy pequeñas para los objetivos del trabajo. Al final, se escogen 35 estrellas que son confirmadas como miembros de Upp Sco utilizando datos de Gaia DR2. Estas estrellas se observaron con el espectrógrafo *X-SHOOTER*, un instrumento de segunda generación del *Very Large Telescope* (VLT). Este es un espectrógrafo de resolución intermedia (5000 – 10000) que puede cubrir en una observación un rango espectral de 300 a 2500nm ([Vernet et al., 2011](#)). Los espectros estudiados fueron los presentados en [Manara et al. \(2020\)](#)¹.

Por otro lado, la inclinación de estos discos protoplanetarios es también relevante para este estudio, debido a que es uno de los parámetros en la red de modelos. Se consiguieron en la literatura valores de inclinación para 11 discos de la muestra original, obtenidos por [Aizawa et al. \(2020\)](#) analizando observaciones de ALMA en que los discos estuviesen espacialmente resueltos. Finalmente se eligen 12 estrellas para el análisis de este trabajo que se discutirá en el [Capítulo 5](#), de estas estrellas 3 cuentan con mediciones directas de inclinación que se obtienen del trabajo anteriormente mencionado. Estas 12 estrellas se eligen, principalmente, debido a la morfología de los perfiles de $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$; el criterio de selección fue que no mostrasen asimetrías marcadas. Esta selección se hizo por inspección y se estableció de esta manera debido a que los métodos de análisis no son apropiados para líneas asimétricas ([Capítulo 5](#)). Por otro lado, debido a los rangos de tasas de acreción cubiertos por los modelos, todas las estrellas seleccionadas cumplen $\log(\dot{M}) > -10$. Los parámetros estelares de la muestra se encuentran en la [Tabla 4.1](#). Hay que resaltar que hay objetos a los que se les determinó un valor de L_{acc} utilizando la metodología descrita en la [Subsección 3.3.1](#) pero luego, se catalogaron como no acretores, por las razones descritas en la [Sección 3.4](#).

¹Facilitados directamente por el Dr Carlo Manara.

Tabla 4.1: Parámetros estelares de la muestra de CTTS

Nombre	Tipo de disco	d (pc)	SpT	$T_{eff}(K)$	A_v	$L(L_{\odot})$	$\log(L_{acc})$	$M(M_{\odot})$	$\log(\dot{M})$	Acc?	$M_{disk/dust}$	Inc
J15534211-2049282	Full	136	M4	3270	1.2	0.09	-2.6	0.24	-9.44	Y	1.69e-06	89
J15583692-2257153	Full	166	K0	5110	0.0	2.57	-0.5	1.63	-9.8	Y	1.51e-4	
J16001844-2230114	Full	138	M4.5	3200	0.8	0.08	-1.9	0.2	-8.69	Y	2.31e-6	
J16035767-2031055	Full	143	K6	4205	0.7	0.48	-1.8	0.91	-9.06	Y	2.74e-6	69
J16035793-1942108	Full	158	M2	3560	0.3	0.13	-5.1	0.42	-12.17	N	9.16e-7	
J16041740-1942287	Full	161	M3	3415	0.7	0.14	-4.3	0.31	-11.22	N	7.26e-7	
J16041893-2430392	...	145	M2	3560	0.3	0.45	-3.1	0.37	-9.83	Y		
J15354856-2958551_E	Full (binaria)	145	M4.5	3200	0.0	0.10	-2.8	0.20	-9.45	Y	1.27e-6	
J15354856-2958551_W	... (binaria)	145	M4.5	3200	0.0	0.10	-2.9	0.20	-9.56	Y	1.27e-6	
J15514032-2146103	Evolved	142	M4.5	3200	0.3	0.05	-3.5	0.19	-10.3	Y	4.82e-7	
J15530132-2114135	Full	146	M4.5	3200	0.8	0.05	-3.0	0.19	-9.82	Y	3.88e-6	
J15582981-2310077	Full	147	M4.5	3200	1.0	0.05	-2.3	0.19	-9.15	Y	4.00e-6	
J16014086-2258103	Full	145	M3	3415	1.2	0.12	-1.2	0.31	-8.13	Y	2.28e-06	74
J16020757-2257467	Full	140	M2	3560	0.4	0.08	-3.8	0.44	-10.97	Y	3.25e-6	57
J16024152-2138245	Full	142	M5.5	3060	0.6	0.03	-2.9	0.12	-9.56	Y	6.46e-6	41
J16054540-2023088	Full	145	M4.5	3200	0.6	0.10	-2.8	0.20	-9.45	Y	5.05e-6	67
J16062196-1928445	Transitional	145	M1	3705	0.8	0.34	-1.3	0.46	-8.21	Y	2.69e-6	
J16063539-2516510	Evolved	139	M4.5	3200	0.0	0.03	-5.1	0.18	-12.06	N	1.03e-6	
J16064385-1908056	Evolved	144	K7	4060	0.4	0.29	-2.3	0.82	-9.58	Y	5.48e-7	
J16072625-2432079	Full	143	M3	3415	0.7	0.18	-2.6	0.29	-9.34	Y	8.39e-6	43
J16081566-2222199	Full	140	M2	3560	0.5	0.15	-3.7	0.41	-10.7	N	5.98e-7	86
J16082324-1930009	Full	138	M0	3850	1.1	0.32	-2.0	0.61	-9.1	Y	2.58e-5	74
J16082751-1949047	Evolved	145	M5.5	3060	0.6	0.06	-3.1	0.14	-9.71	Y	5.01e-7	
J16090002-1908368	Full	139	M4.5	3200	0.3	0.05	-4.2	0.19	-10.99	Y	1.05e-06	
J16090075-1908526	Full	138	M0	3850	1.0	0.32	-1.7	0.60	-8.76	Y	2.81E-5	56
J16095361-1754474	Full	158	M4.5	3200	0.5	0.04	-4.5	0.18	-11.34	Y	6.78e-7	
J16104636-1840598	Full	143	M4.5	3200	1.2	0.04	-3.9	0.19	-10.84	Y	1.14e-6	
J16111330-2019029	Full	155	M3.5	3340	0.6	0.03	-1.9	0.27	-9.01	Y	3.69e-6	
J16123916-1859284	Full	139	M1	3705	0.6	0.22	-2.3	0.50	-9.32	Y	3.65e-6	51
J16133650-2503473	Full	145	M3	3415	1.0	0.11	-1.6	0.32	-8.53	Y	5.8e-7	
J16135434-2320342	Full	145	M4.5	3200	0.3	0.12	-2.3	0.20	-8.93	Y	4.97e-6	
J16141107-2305362	Full	145	K4	4590	0.3	01.05	-1.4	1.25	-8.68	Y	3.15e-6	
J16143367-1900133	Full	142	M3	3415	1.9	0.52	-2.7	0.29	-9.29	Y	7.84e-7	
J16154416-1921171	Full	132	K7	4060	2.8	0.3	-0.3	0.81	-7.61	Y	1.28e-5	
J16181904-2028479	Evolved	138	M5	3125	1.6	0.05	-3.4	0.16	-10.09	Y	2.76e-06	

Nota. Parámetros estelares reportados por [Manara et al. \(2020\)](#) para la población de Upp Sco. Inclinaciones extraídas de [Aizawa et al. \(2020\)](#). De izquierda a derecha las columnas representan: Nombre del objeto, tipo de disco protoplanetario, distancia, tipo espectral, temperatura efectiva, extinción, luminosidad estelar, luminosidad de acreción, masa, tasa de acreción en M_{\odot}/yr , estado de acreción ('Y' para acretores, 'N' de lo contrario), masa del disco de polvo e inclinación.

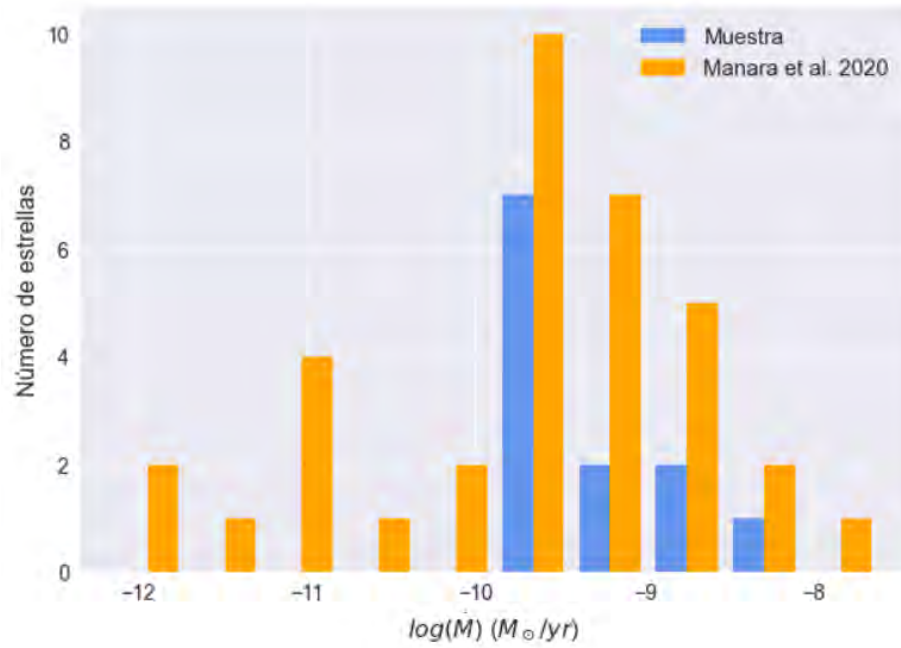


Figura 4.2: Distribución de las tasas de acreción de la población de Upp Sco a estudiar. Se presentan todas las estrellas reportadas por [Manara et al. \(2020\)](#) (naranja) y las de la muestra que se utilizará para este trabajo (azul).

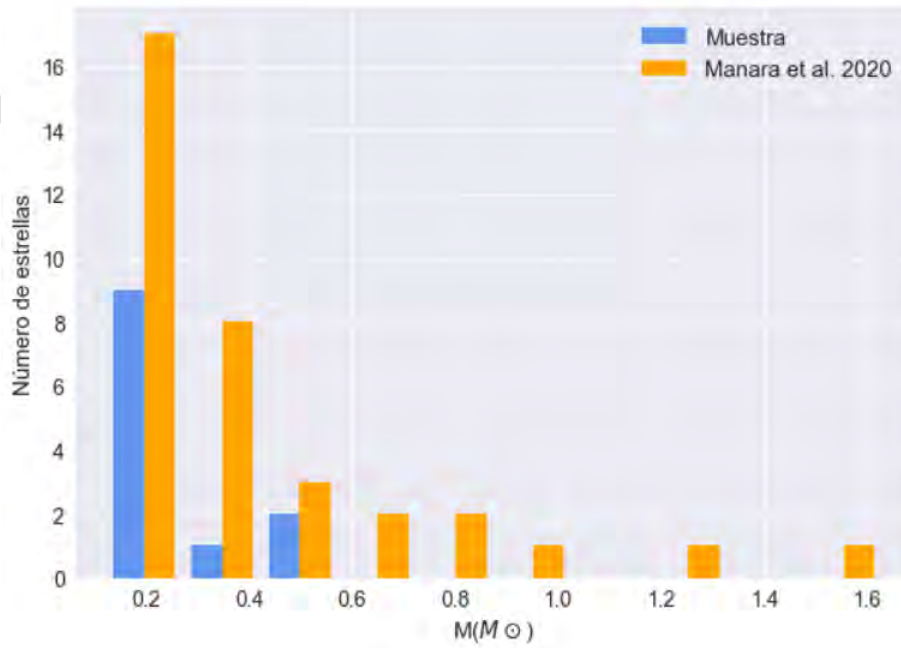


Figura 4.3: Distribución de masas de la población de Upp Sco a estudiar. Se presentan todas las estrellas reportadas por [Manara et al. \(2020\)](#) (naranja) y las de la muestra que se utilizará para este trabajo (azul).

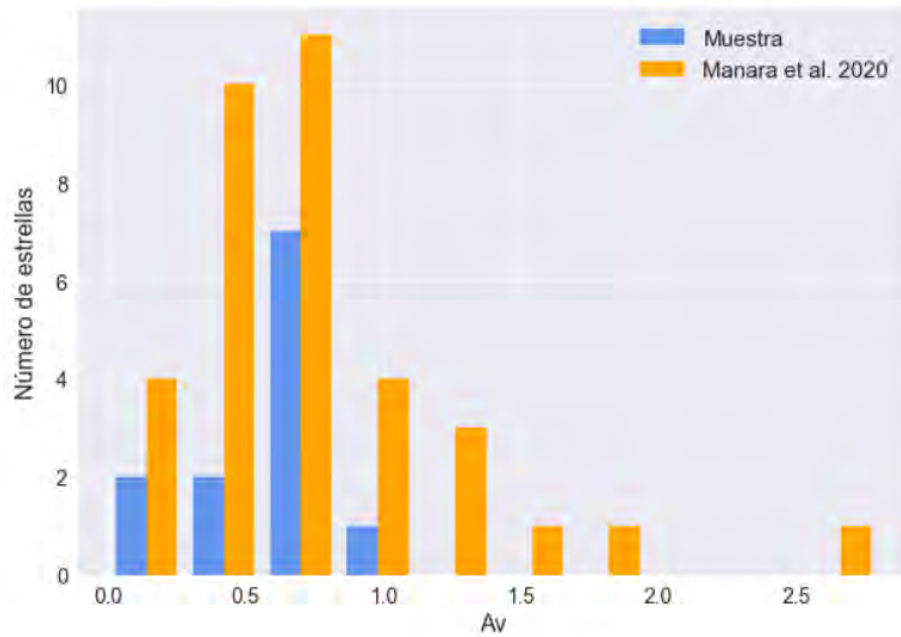


Figura 4.4: Distribución de A_v de la población de Upp Sco a estudiar. Se presentan todas las estrellas reportadas por Manara et al. (2020) (naranja) y las de la muestra que se utilizará para este trabajo (azul).

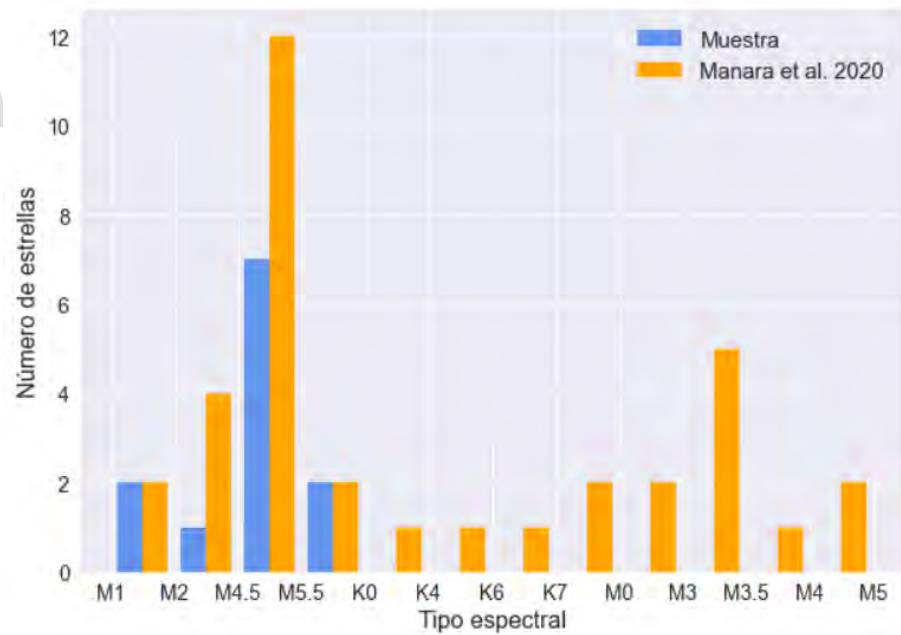


Figura 4.5: Distribución de los tipos espectrales de la población de Upp Sco a estudiar. Se presentan todas las estrellas reportadas por Manara et al. (2020) (azul) y las de la muestra que se utilizará para este trabajo (naranja).

En las Figura 4.2, Figura 4.3, Figura 4.4 y Figura 4.5 se presentan las distribuciones de los parámetros estelares. Se pueden observar tasas de acreción y extinciones bajas que coinciden con lo esperado por las características de la región (Capítulo 3). Asimismo, la mayoría de las estrellas

tienen masas de alrededor de $0.2M_{\odot}$ y menores, en general, que $1M_{\odot}$. Finalmente, estas estrellas se concentran principalmente entorno a los tipos espectrales M tardíos.

4.1.2. WTTS

Utilizamos los espectros de las WTTS catalogadas por [Manara et al. \(2017\)](#) y [Manara et al. \(2013\)](#), también obtenidos utilizando el *X-SHOOTER*. La intención fue asociar la emisión cromosférica de cada CTTS con la de una WTTS del mismo tipo espectral, para estimar la contribución de la cromosfera a las líneas de emisión. Utilizamos los parámetros estelares de [Manara et al. \(2013\)](#); donde la masa, radio y edad fueron estimados al comparar con las predicciones de [Baraffe et al. \(1998\)](#) para parámetros fotosféricos, y el tipo espectral se obtuvo de la escala SpT-Teff de [Luhman et al. \(2003\)](#). Estos valores se reportan en la [Tabla 4.2](#).

Tabla 4.2: Parámetros estelares de la muestra de WTTS

Nombre	SpT	d [pc]	M [M_{*}]	T_{eff} [K]	$\text{Log } L/L_{\odot}$	Ref
TWA9A	K5	68	0.81	4350	-0.61	M13
RXJ1540.7-3756	K6	150	–	4205	-0.41	M17a
SO879	K7	360	1.07	4060	-0.29	M13
TWA25	M0	54	0.84	3850	-0.61	M13
TWA14	M0.5	96	0.73	3780	-0.83	M13
TWA13B	M1	59	0.68	3705	-0.70	M13
TWA2A	M2	47	0.55	3560	-0.48	M13
TWA9B	M3	68	0.37	3415	-1.17	M13
TWA15A	M3.5	111	0.30	3340	-0.95	M13
Sz94	M4	200	0.28	3270	-0.76	M13
SO797	M4.5	360	0.19	3200	-1.26	M13
Par-Lup3-2	M5	200	0.18	3125	-0.75	M13
SO999	M5.5	360	0.13	3060	-1.28	M13

Nota. Las distancias reportadas por [Manara et al. \(2013\)](#) y [Manara et al. \(2017\)](#) se obtuvieron para los objetos de TW Hya por [Weinberger et al. \(2013\)](#); [Torres et al. \(2008\)](#); [Mamajek \(2005\)](#), para σ Ori de [Brown et al. \(1994\)](#) y para Lupus III de [Comerón \(2008\)](#).

4.2. Preparación de los datos para el análisis

4.2.1. Correcciones

Los espectros de *X-SHOOTER* de Upp Sco fueron preparados para su análisis utilizando rutinas de *Astropy* en Python ([Astropy Collaboration et al., 2022, 2018, 2013](#)). Primero, se corrigieron por extinción, utilizando el módulo CCM89 del paquete *dust-extinction*, que se basa en la curva de enrojecimiento de [Cardelli et al. \(1989\)](#) con un $R_v = 3.1$. Los valores en extinción A_v que se utilizaron para esto son los reportados por [Manara et al. \(2020\)](#).

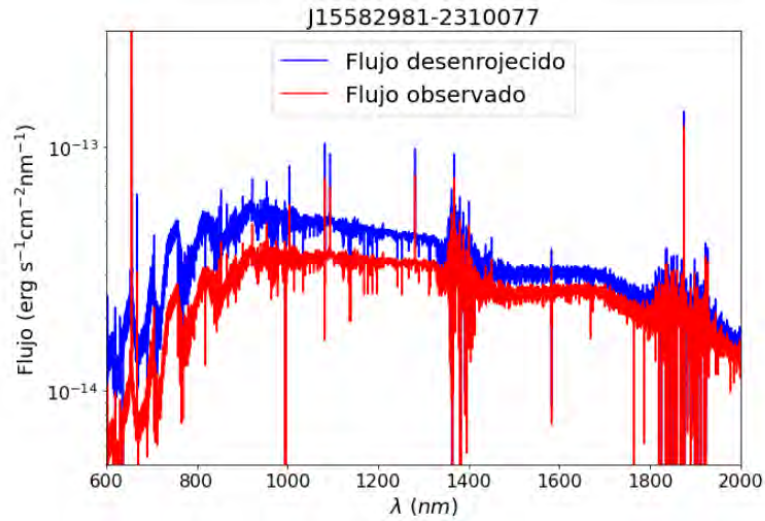


Figura 4.6: Comparación del espectro de J16041893-2430392 antes y después de desenrojecerlo usando la curva de [Cardelli et al. \(1989\)](#) con un $A_v = 0.8$

Por otro lado, utilizando la [Ecuación 4.1](#), se hizo la corrección por velocidad heliocéntrica, considerando el corrimiento en longitud de onda debido al cambio al sistema de referencia del Sol.

$$\lambda_{corr} = \lambda \left(1 - \frac{v_{hel}}{c}\right) \quad (4.1)$$

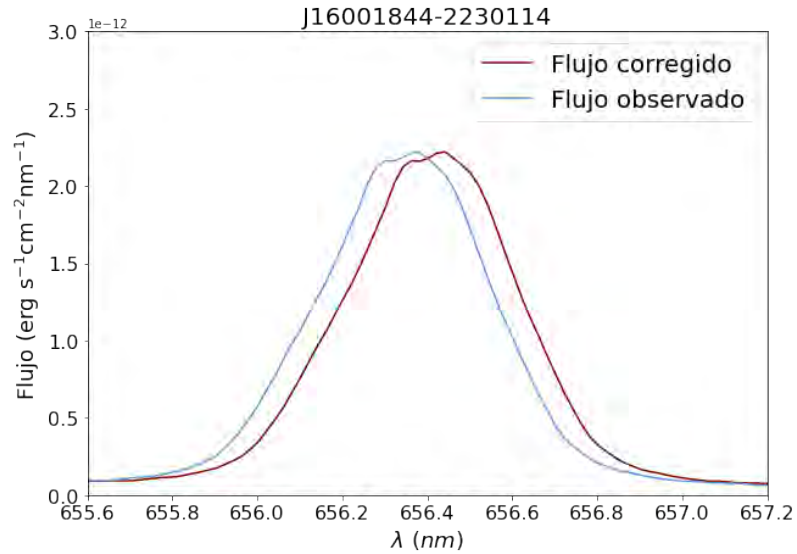


Figura 4.7: Comparación del espectro de J16001844-2230114 antes y después de la corrección por velocidad heliocéntrica, usando la [Ecuación 4.1](#)

4.2.2. Cálculo de flujos

Las líneas de emisión que se utilizaron en este trabajo fueron las tres primeras de la serie de Balmer: $H\alpha$, $H\beta$, y $H\gamma$ ([Tabla 4.3](#)). La línea $H\delta$ se omitió debido a que no estaba en la red de modelos y $H\epsilon$ no fue tomada en cuenta debido a su cercanía a la línea H de Ca II. En una revisión individual de los espectros se determinó que, en la mayoría de las estrellas de la muestra, no se apreciaban líneas de otras series de hidrógeno que estuvieran también en la red de modelos. Esto es de esperarse, ya que las tasas de acreción de esta muestra son bajas y se predice menor cantidad de líneas de emisión fuertes producidas en el proceso de acreción.

Tabla 4.3: Líneas de emisión a utilizar con sus respectivas longitudes de onda.

Línea	λ (nm)
$H\alpha$	656.279
$H\beta$	486.135
$H\gamma$	434.0472

Luego de las correcciones descritas en la sección anterior, se aislaron las líneas a estudiar y se ajustó un continuo utilizando funciones del paquete *specutils* de *Astropy* ([Astropy Collaboration et al., 2013, 2018, 2022](#)). Al normalizar el espectro a ese continuo y hacer el cambio a escala

de velocidad, se pudieron inspeccionar las morfologías de los perfiles. Por otro lado, ya con el continuo determinado se calcularon los flujos de estas líneas en emisión. Esto se hizo utilizando la rutina *integrate* del paquete [Virtanen et al. \(2020\)](#), para realizar una integración numérica de la [Ecuación 4.2](#) para un rango equivalente a 350km/s en escala de velocidad, alrededor del centro de la línea, según las longitudes de onda reportadas en la [Tabla 4.3](#).

$$f_l = \int (f_\lambda - f_{cont}) d\lambda \quad (4.2)$$

El error en el cálculo del flujo se obtuvo utilizando el método descrito por [Alcalá et al. \(2014\)](#). Este consiste en determinar dos continuos adicionales; uno por debajo y otro arriba del continuo inicial. Se calculan los flujos de las líneas de emisión a partir de estos dos continuos y se calculó la desviación estándar de estos tres valores. El valor obtenido se estableció como el error de los flujos calculados. El continuo inferior se escogió entre $0.85 \times f_{cont}$ y $0.95 \times f_{cont}$ y el continuo superior, entre $1.05 \times f_{cont}$ y $1.15 \times f_{cont}$. Esto se estableció por inspección individual de los espectros a ajustar.

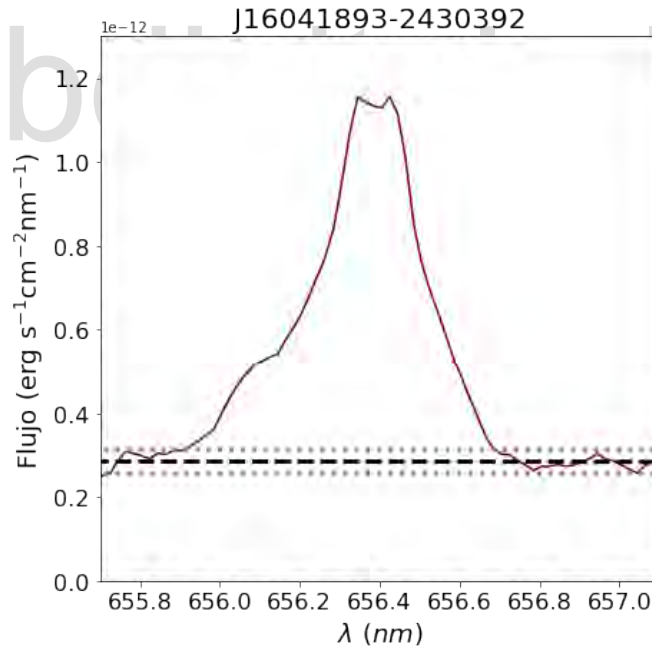


Figura 4.8: Ejemplo de la elección de continuos para el cálculo de los errores de los flujos.

4.3. Perfiles de las líneas de emisión

La mayoría de los perfiles de la muestra no tienen las características más resaltantes de líneas de emisión magnetosféricas. No muestran asimetrías marcadas ni alas anchas, lo que es de esperar considerando las bajas tasas de acreción de estas estrellas. Muchas de las líneas de emisión tienen apariencia cromosférica, es decir, son delgadas, lo que sugiere poca contribución magnetosférica. La galería completa de perfiles se puede ver en el [Apéndice A](#). En la [Figura 4.9](#) se comparan los perfiles de las líneas de la serie de Balmer de las estrellas de mayor y menor tasa de acreción de la muestra, según lo tabulado por [Manara et al. \(2020\)](#).

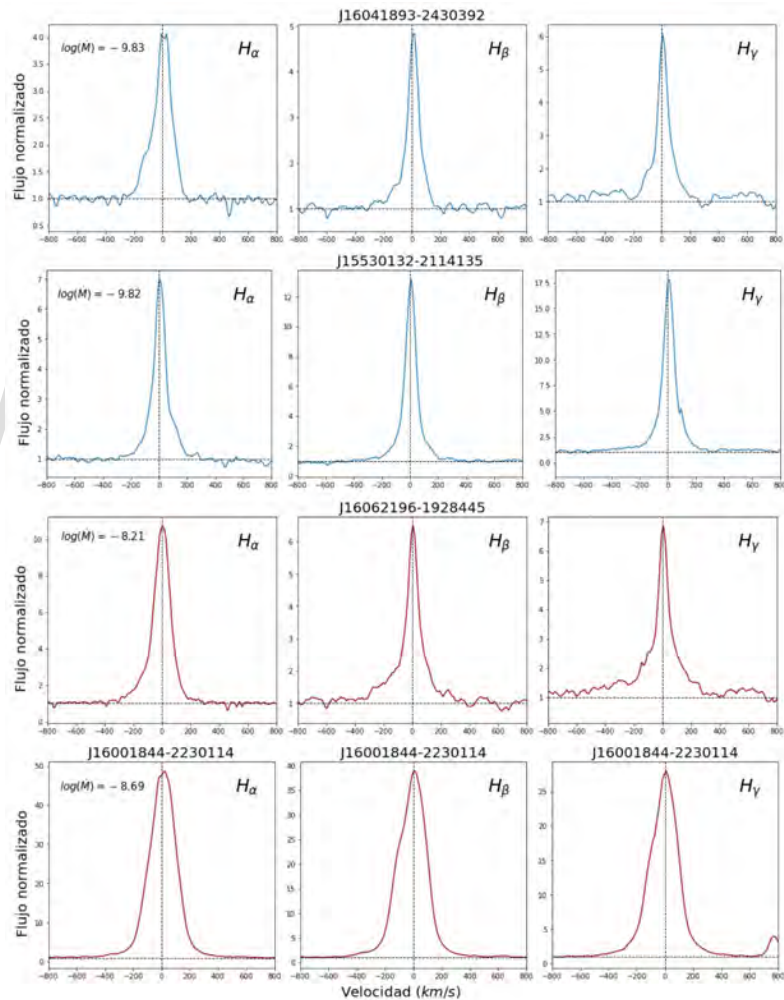


Figura 4.9: Comparación entre los perfiles para las estrellas con mayor y menor tasa de acreción. En color azul las tasas de acreción más bajas de la muestra y en rojo, las más altas.

4.4. Cromosfera de las CTTS

Un factor a considerar cuando se estudia la acreción magnetosférica en estrellas con tasas de acreción bajas, como las de Upp Sco, es el de la contribución cromosférica. La razón de esto es que se predice que la emisión por acreción decae con la tasa de acreción, por lo que para tasas bajas esta emisión puede llegar a ser comparable con aquella de la cromosfera. Esto genera un problema fundamental, que es separar la emisión de la cromosfera y la del proceso de acreción. Para tasas de acreción mayores, es posible desprestigiar esta contribución, pero en el caso de Upp Sco esto podría generar sobreestimaciones de las tasas de acreción y afectar las estimaciones de los otros parámetros magnetosféricos. Por lo tanto, se proponen dos métodos para discernir entre estas dos contribuciones, posteriormente, analizar sólo la emisión del proceso de acreción que es el objeto de estudio.

Uno de los métodos con los que se intenta estimar la emisión cromosférica es utilizando el flujo de las WTTS, estrellas que no cuentan con un proceso de acreción. En este caso, se busca una WTTS del mismo tipo espectral que la estrella de la muestra a estudiar y se calculan los flujos de sus líneas de emisión. Luego, se escalan estos flujos para que fueran consistentes con el radio y la distancia de la estrella y estos se establecen como la contribución cromosférica para cada estrella.

Por otro lado, los perfiles de las líneas cromosféricas y las magnetosféricas tienen diferencias morfológicas que pueden ser utilizadas para diferenciar las dos contribuciones. Los perfiles de las líneas cromosféricas son delgadas y las producidas en el proceso de acreción magnetosférica son más anchas. Por lo tanto, para cada estrella de la muestra se ajustó el perfil de las líneas de emisión utilizando la suma de dos funciones gaussianas y el paquete *scipy.curve-fit* (Virtanen et al., 2020). La intención fue observar si se podía establecer, usando su morfología, que una de estas gaussianas aproximaba el perfil cromosférico y la otra el perfil magnetosférico, donde la suma de las dos curvas resultaba en el ajuste del perfil completo. Así, se podría estimar la emisión cromosférica calculando el flujo integrado de la curva asociada a esta contribución, es decir, la más delgada.

Capítulo 5

Comparación de los modelos con las observaciones

5.1. Métodos

En este trabajo se utiliza un análisis estadístico bayesiano para estimar los parámetros de la acreción magnetosférico. La ventaja del uso de este tipo de análisis es que el teorema de Bayes permite relacionar la probabilidad de que la hipótesis sea verdadera considerando los datos, con la probabilidad de que estos fueran los datos que obtendríamos si la hipótesis es verdadera. Esta segunda probabilidad es más fácil de estimar, mientras que la primera es la cantidad que es de interés en este tipo de problema.

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

En la [Ecuación 5.1](#) tenemos los cuatro términos que conforman el teorema de Bayes. En este caso del lado izquierdo de la igualdad tenemos el término que corresponde a la probabilidad de interés, llamada *posterior* ($P(M|O)$): que representa cuánto se conoce de la veracidad de la hipótesis luego de haber considerado los datos. Para conseguir esta probabilidad se usan dos términos más: el *prior* ($P(M)$) y la *likelihood* ($P(O|M)$). La *likelihood* corresponde a la probabilidad de que se obtuvieran los datos dado que la hipótesis fuese verdadera. Y, por otro lado, el *prior*, que representa la información que se tiene de la veracidad de la hipótesis antes de analizar los datos. El término $P(O)$ es de normalización y no se utilizará en este caso.

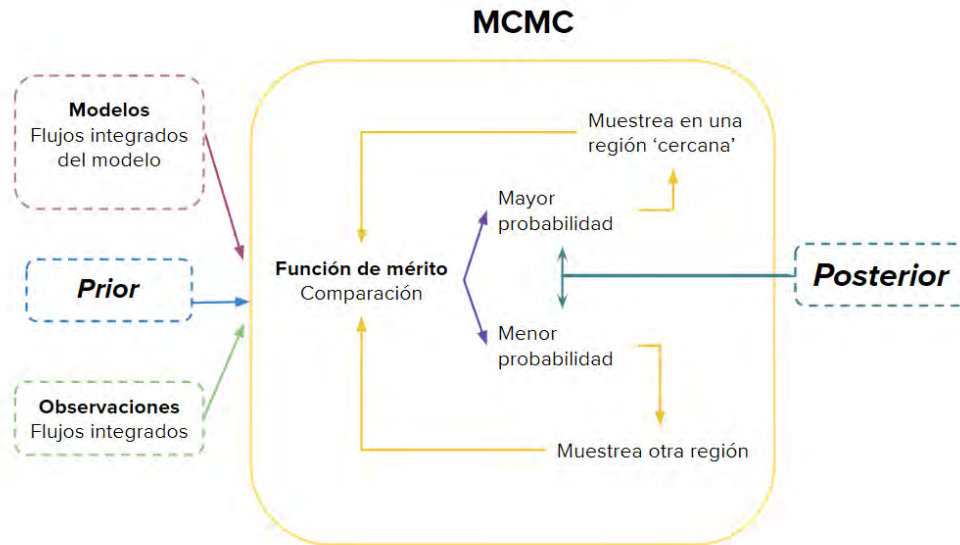


Figura 5.1: Esquema del funcionamiento del MCMC.

El tipo particular de análisis bayesiano utilizado es el del método de Monte Carlo basado en cadenas de Markov (MCMC). En la [Figura 5.1](#) se observa un esquema del funcionamiento del MCMC. Primero, se toman muestras pseudo aleatorias del espacio de parámetros, es decir, se eligen ciertos modelos que se considerarán como muestras, en el sentido estadístico. Estos modelos tienen asociados ciertos valores de flujos integrados para $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$, que se comparan con los flujos correspondientes utilizando lo que se conoce como la función de mérito [Ecuación 5.2](#). El valor obtenido corresponde a la *likelihood* del teorema de Bayes mencionada anteriormente.

$$\log L \propto \frac{1}{2} \sum_i \frac{(F_{i,obs} - F_{i,mod})^2}{\sigma_{i,obs}^2} \quad (5.2)$$

Donde i corresponde cada una de las líneas de emisión estudiadas, $F_{i,obs}$ es el flujo calculado de la observación, $\sigma_{i,obs}^2$ es su respectivo error y $F_{i,mod}$ el flujo del modelo con el que se está comparando.

Luego, el algoritmo procede a comparar si ese valor es mayor o menor que el del paso tomado en la región anterior. Si es mayor, procede a seguir tomando muestras regiones cercanas, es decir, eligiendo modelos con parámetros cercados a este último. En caso contrario, si esta probabilidad es menor, se elige otra muestra fuera de esta región en el espacio de parámetros. Cada vez que el algoritmo toma una muestra, se considera como un paso o *step*. En el caso de este análisis se tomaron 1000 pasos en todos los casos. Por otro lado, la cantidad de muestras tomadas al comienzo son modificadas a través del número de *walkers*, en este caso, 100. Debido a la aleatoriedad característica de este método, es necesario hacer un proceso de calentamiento, que consiste en pasos que no se tomarán en cuenta para el resultado final. En este caso, este calentamiento corresponde

al 40 % de los pasos totales, es decir, 400.

5.2. Aplicación

Los flujos de las líneas de emisión que se calcularon para la red de modelos fueron escalados para las distancias individuales reportadas en la ?? antes de ser comparados con los flujos de las observaciones usando la [Ecuación 5.3](#).

$$F_{mod} = \left(\frac{R_{mod}}{d_*} \right)^2 F_{mod} \quad (5.3)$$

Luego, estos flujos teóricos escalados pueden compararse directamente con las observaciones o se les puede agregar una componente de la emisión que hace las veces de cromosfera. Los métodos para estimar el valor de esos flujos se describen en las secciones siguiente ([Subsección 5.2.1](#), [Subsección 5.2.2](#)). Para el método en que no se toma en cuenta la contribución cromosférica para la comparación, se llamará "método sin cromosfera".

5.2.1. Cromosfera por escalamiento de flujo de las WTTS

Uno de los métodos utilizados para estimar la emisión cromosférica de las CTTS de la muestra fue el escalamiento del flujo de una WTTS del mismo tipo espectral. Para escalar estos flujos a las CTTS correspondientes, se usó el factor definido en la [Ecuación 5.4](#). Esto permite tomar en cuenta las diferencias de los radios y las distancias de las dos estrellas. Este proceso se realizó para las tres primeras líneas de la serie de Balmer y se pudo cuantificar la contribución cromosférica para cada línea en cada estrellas, según este método.

$$f_{escala} = \left(\frac{R_{CTTS}}{d_{CTTS}} \right)^2 \left(\frac{d_{WTTS}}{R_{WTTS}} \right)^2 \quad (5.4)$$

Para la comparación de las observaciones con los modelos se utilizaron los valores estimados de los flujos cromosféricos y se sumaron a los flujos integrados de cada modelo (escalado). Así, se comparó la emisión observada, con la suma de la cromosfera y los modelos, usando aquellos que incluyen solo la emisión por el proceso de acreción. Tomando esto en cuenta, la comparación se hizo siguiendo lo descrito en la sección anterior. De ahora en adelante, se hará referencia a este método para calcular la cromosfera como "método de escalamiento", para facilitar la lectura.

5.2.2. Cromosfera por descomposición del perfil de las líneas

Por otro lado, el otro método para estimar la cromosfera consiste en el ajuste de dos curvas gaussianas al perfil de la línea observada, de modo que la suma de las dos aproxime el perfil. Este ajuste se realizó utilizando el paquete *optimize.curvefit* de [Virtanen et al. \(2020\)](#). Los valores iniciales de los parámetros de cada una de las gaussianas fueron los siguientes:

$$\sigma_1 = 200 \text{ km/s}$$

$$\sigma_2 = 90 \text{ km/s}$$

$$A_1 = A_2 = f_{max}/2$$

$$C_1 = C_2 = 0 \text{ km/s}$$

para $H\alpha$ y

$$\sigma_1 = 130 \text{ km/s}$$

$$\sigma_2 = 100 \text{ km/s}$$

$$A_1 = A_2 = f_{max}/2$$

$$C_1 = C_2 = 0 \text{ km/s}$$

para $H\beta$ y $H\gamma$.

En estas ecuaciones, las σ_i son las desviaciones estandar; las A_i son las amplitudes, C_i las velocidades que corresponden a los centros de las dos curvas, y f_{max} es el valor máximo de flujo en el perfil observado.

A partir de este ajuste, se asume que la curva más delgada corresponde a la emisión cromosférica y se calcula su flujo utilizando la metodología descrita en la [Subsección 4.2.2](#). Así, de la misma manera que se hizo en el caso del escalamiento de las WTTS, este flujo cromosférico se suma a los flujos integrados de los modelos antes de la comparación con las observaciones. Se hará referencia a este como "método de descomposición" ([Figura 5.2](#)).

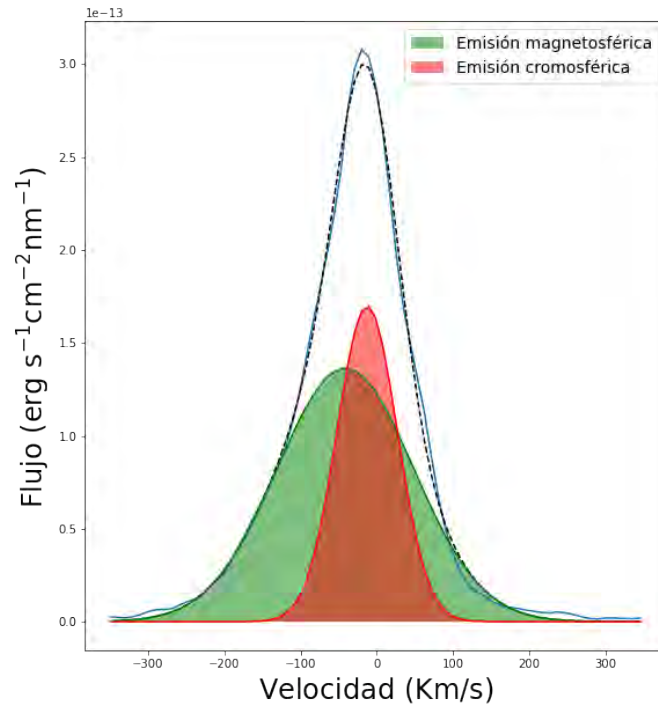


Figura 5.2: Ejemplo del ajuste de dos curvas gaussianas al perfil observado utilizando el módulo *optimize.curve_fit* de [Virtanen et al. \(2020\)](#)

www.bdigital.ula.ve

Capítulo 6

Análisis de resultados

6.1. Resultados por estrella

En esta sección se presentarán los resultados obtenidos del análisis utilizando el MCMC con tres métodos distintos: Sin tomar la contribución cromosférica, tomando el flujo cromosférico del escalamiento de una WTTS del mismo tipo espectral, y utilizando el método de la descomposición del perfil en dos curvas gaussianas, descritos en la [Sección 5.2](#). Los resultados presentados consisten en las figuras del 'ajuste', es decir, la comparación de los flujos de las observaciones con los de los modelos muestreados por el MCMC, y, un gráfico de esquina o *corner plot*, que muestra la distribución posterior marginalizada de los parámetros de esos modelos. Los modelos seleccionados para el ajuste y el corner plot son 300 tomados al azar de los muestreados por el MCMC en el último 40% de los pasos. Los ajustes se tomarán como 'mejores' según la aproximación de los flujos de los modelos seleccionados a los flujos de las observaciones. También, se preferirá el ajuste que presente menor dispersión, es decir, que los flujos de los modelos seleccionados sean más cercanos entre sí.

Por otro lado, los gráficos de esquina muestran los valores del máximo y de la mediana de la distribución de los modelos para cada uno de los parámetros. El error reportado representa la dispersión entre los cuantiles 16 y 84 con respecto al valor de la mediana. Se señalarán los casos en que la mediana no sea representativa de la distribución, por la presencia de una distribución bimodal. Estos valores son presentados en la [Tabla 6.25](#).

Los resultados se presentan en orden decreciente de tasa de acreción. Cabe resaltar que los porcentajes presentados para las razones para la tasa de acreción son para las medianas de $\log(\dot{M})$, no para la tasa de acreción directamente.

6.1.1. J16062196-1928445

En la [Figura 6.1](#), [Figura 6.4](#), [Figura 6.2](#) y [Figura 6.3](#), se muestran los resultados para la estrella J16062196-1928445, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.1](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.2](#).

Tabla 6.1: Parámetros estelares para J16062196-1928445

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16062196-1928445	-8.21	M1	0.8	—

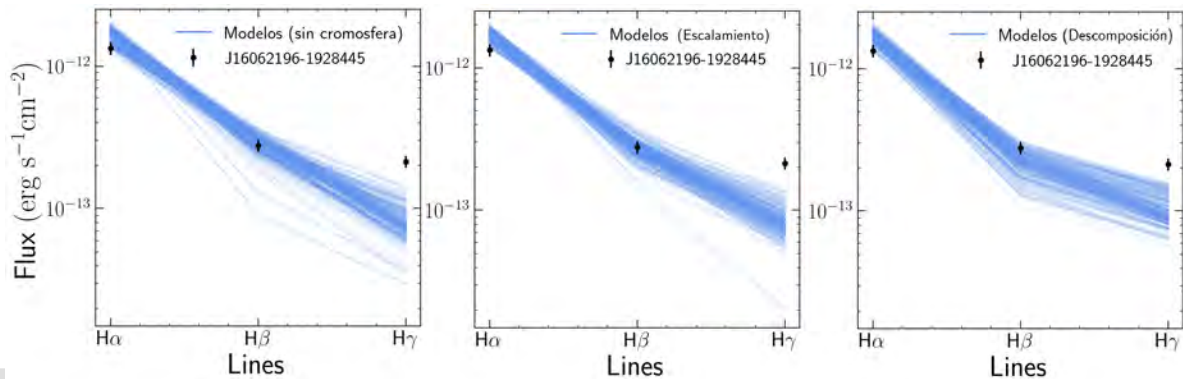


Figura 6.1: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para las observaciones de J16062196-1928445 (puntos negro). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método de sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

En la [Figura 6.1](#) se presenta el ajuste de los flujos de 300 modelos seleccionados aleatoriamente de la distribución posterior marginalizada para J16062196-1928445. Los ajustes que se observan son similares en los tres casos; no se consigue una diferencia apreciable.

Se observa que el flujo de $H\beta$ es reproducido de adecuadamente por los modelos. En el caso de $H\alpha$, la mayoría de los modelos se mantienen con valores ligeramente por encima del valor observacional. Por último, el flujo de $H\gamma$ es subestimado considerablemente. En este caso, se seleccionó el ajuste del método de escalamiento como el mejor en base a las características mencionadas en la [Sección 6.1](#).

En la [Figura 6.4](#), [Figura 6.2](#) y [Figura 6.3](#) se presentan las distribuciones posteriores marginalizadas de esta estrella. En los histogramas de esta figura se observa que, en general, existe un solo máximo de todos los parámetros, salvo en la inclinación, que consta de valores con alta frecuencia alrededor de 0.30 y 0.45.

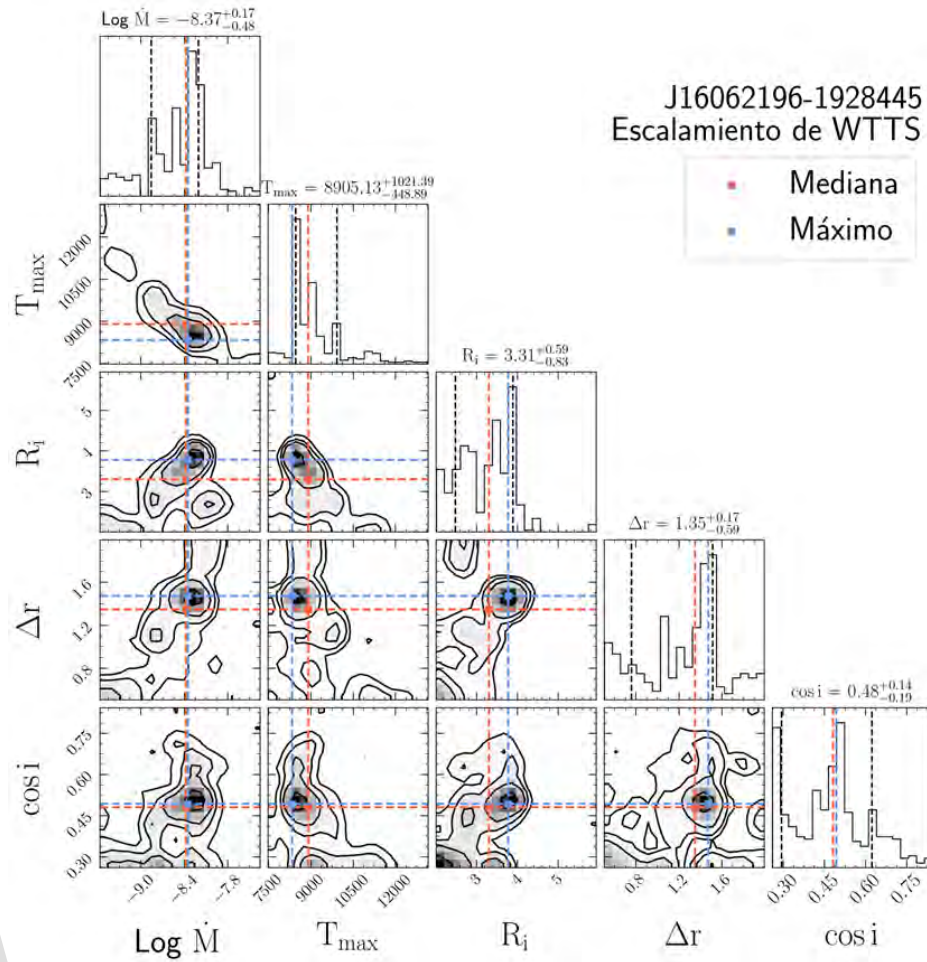


Figura 6.2: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método del escalamiento. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

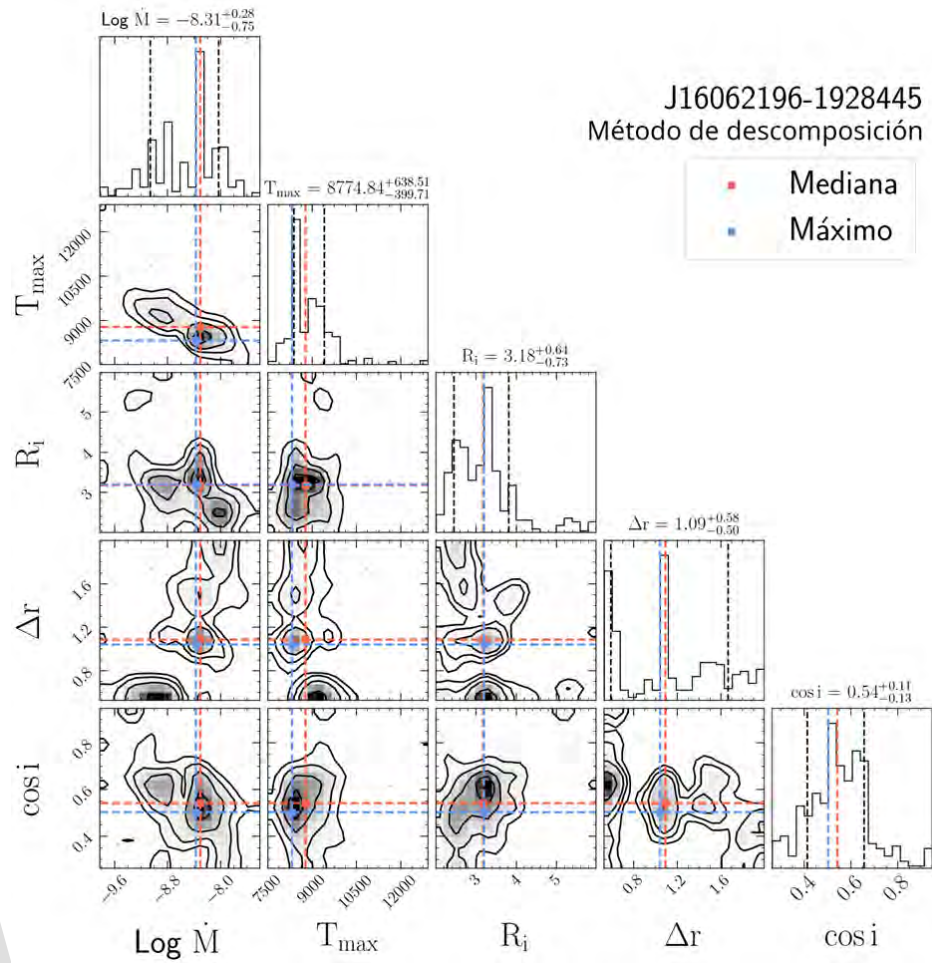


Figura 6.3: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

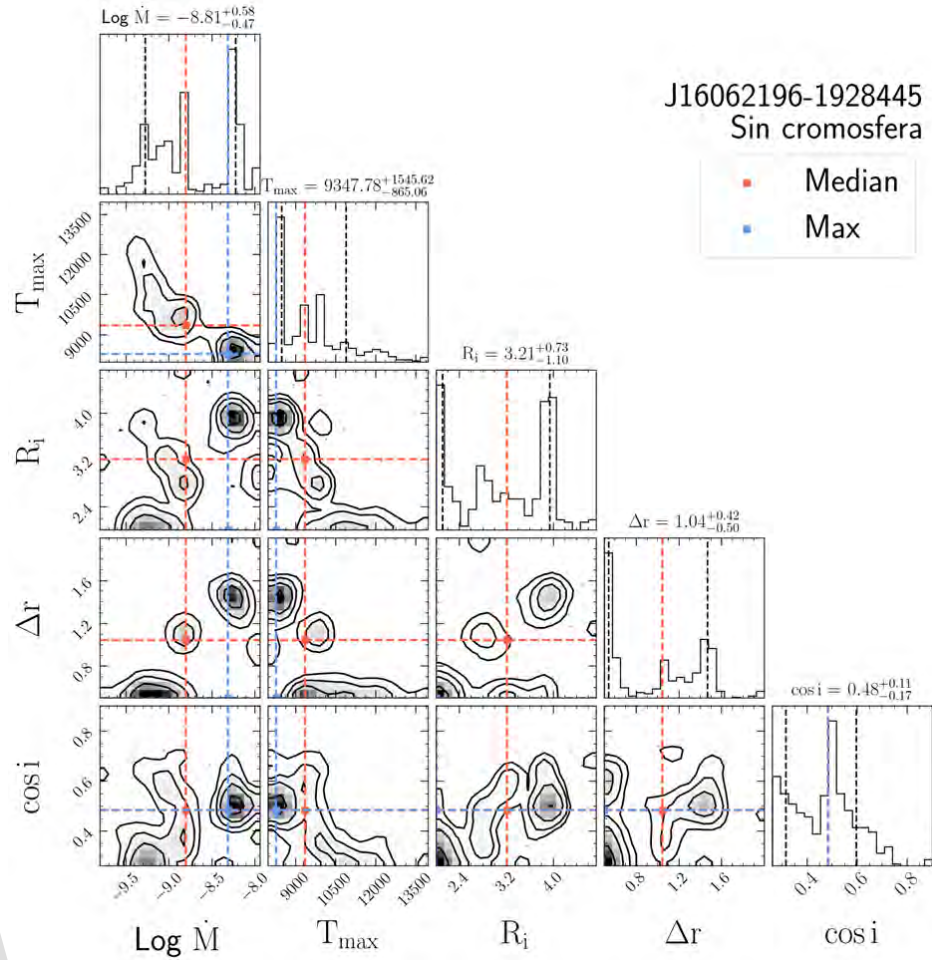


Figura 6.4: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método sin cromosfera. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

En este caso, las distribuciones posteriores marginalizadas obtenidas con los diferentes métodos (Figura 6.4, Figura 6.2 y Figura 6.3) son similares. Para otros casos donde esto ocurra, se presentará únicamente la distribución que corresponda al método con el mejor ajuste. Los gráficos de esquina para el resto de los métodos se encontrarán en el Apéndice C para cada una de las estrellas.

Tabla 6.2: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16062196-1928445

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-8.37	8905	3.31	1.35	0.48
Sin cromosfera	-8.81	9347	3.21	1.04	0.48
Descomposición	-8.31	8774	3.18	1.09	0.54

Se puede observar también que la mediana obtenida de los modelos Tabla 6.2 para la tasa de acreción es menor a la tabulada en la Tabla 4.1 para todos los casos. Aunque el valor de la

mediana de la tasa de acreción para el método de la cromosfera es considerablemente menor que los de los otros métodos, en [Figura 6.4](#) se observa que el máximo de la distribución está alrededor de $\log(\dot{M}) \sim -8.3$. El valor más cercano corresponde al obtenido con el método del escalamiento que es 2% menor al de referencia.

6.1.2. J16001844-2230114

En la [Figura 6.5](#) y [Figura 6.6](#), se muestran los resultados para la estrella J16062196-1928445, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.3](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.4](#).

Tabla 6.3: Parámetros estelares para J16001844-2230114

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16001844-2230114	-8.69	M4.5	0.8	—

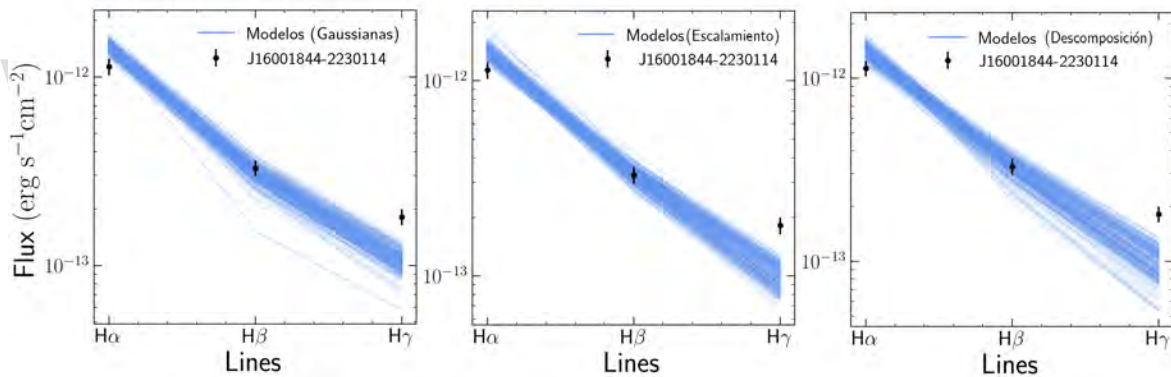


Figura 6.5: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J16001844-2230114 (puntos negro). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

En la [Figura 6.5](#) se presenta el ajuste de los flujos de 300 modelos seleccionados aleatoriamente de la distribución posterior marginalizada para J16001844-2230114. En este caso, los ajustes que se consiguen con los tres métodos también son similares.

Manteniendo el comportamiento observado en la sección anterior, el flujo $H\beta$ es reproducido de buena manera por los modelos, mientras que, para la línea de $H\alpha$ la mayoría de los modelos se mantienen con valores ligeramente por encima del valor observacional. De igual manera, el flujo de $H\gamma$ es subestimado nuevamente.

En este caso, también se seleccionó el método de escalamiento como el que dio un mejor ajuste a las observaciones. En el gráfico de esquina obtenido de este método en la [Figura 6.6](#) se observan distribuciones que tienden a un rango de valores bien definido alrededor del máximo.

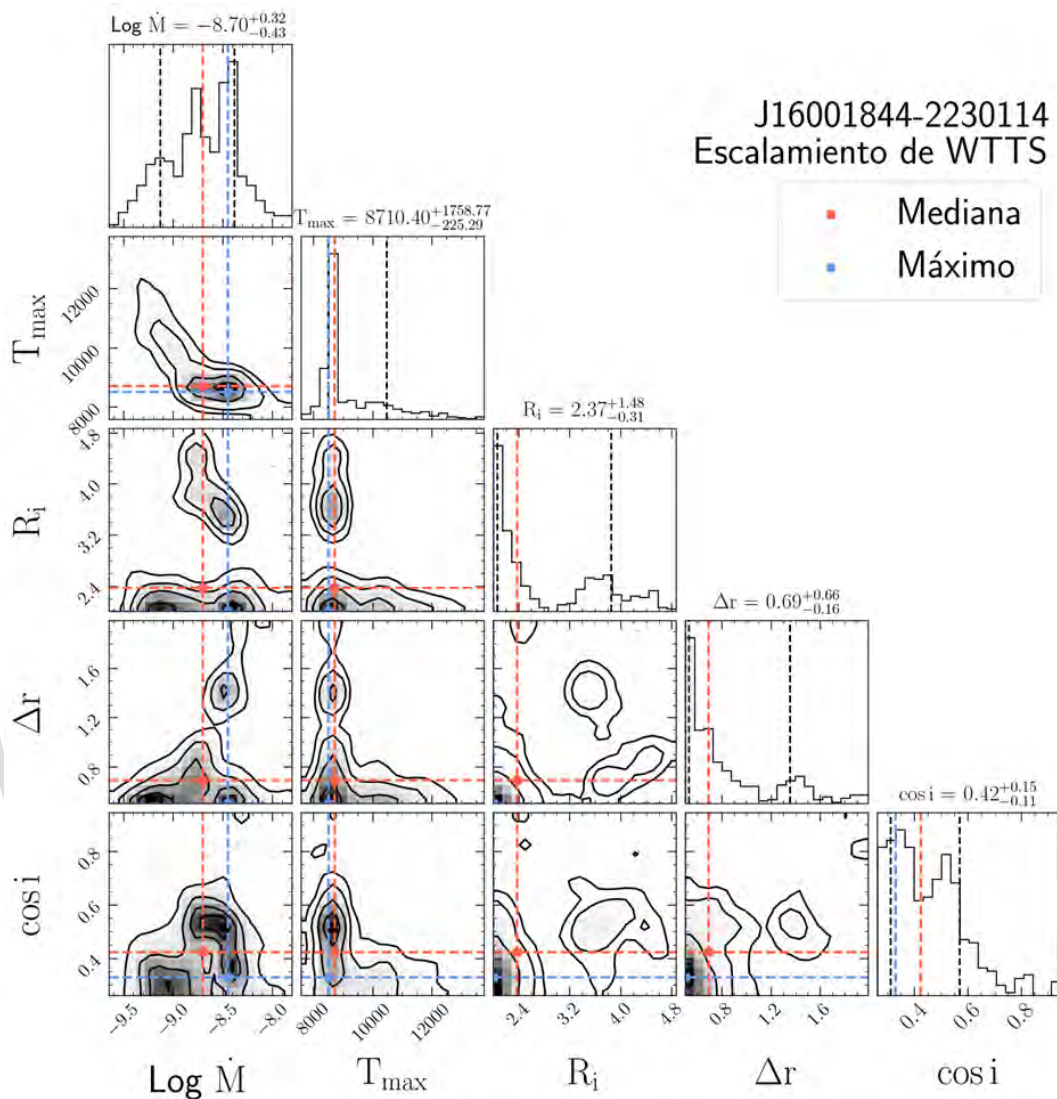


Figura 6.6: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16001844-2230114 usando el método del escalamiento. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

Los tres gráficos de esquina que se obtienen para esta estrella son similares así que se presenta en la [Figura 6.6](#), el que corresponde al mejor ajuste (método del escalamiento). En este se observa que hay una tendencia general hacia un valor particular para cada uno de los parámetros. Las medianas de estas distribuciones se reportan en la [Tabla 6.4](#). Con el método del escalamiento se consigue que la mediana de $\log(\dot{M})$ tiene una diferencia del $\sim 1\%$ con respecto al valor tabulado.

Tabla 6.4: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16001844-2230114

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
WTTS	-8.70	8710	2.37	0.69	0.42
Sin cromosfera	-8.76	8745	2.43	0.70	0.47
Descomposición	-8.63	8641	2.47	0.84	0.43

6.1.3. J16135434-2320342

En la [Figura 6.7](#), y [Figura 6.8](#), se muestran los resultados para la estrella J16135434-2320342, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.5](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.6](#).

Tabla 6.5: Parámetros estelares para J16135434-2320342

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16135434-2320342	-8.93	M4.5	0.3	–

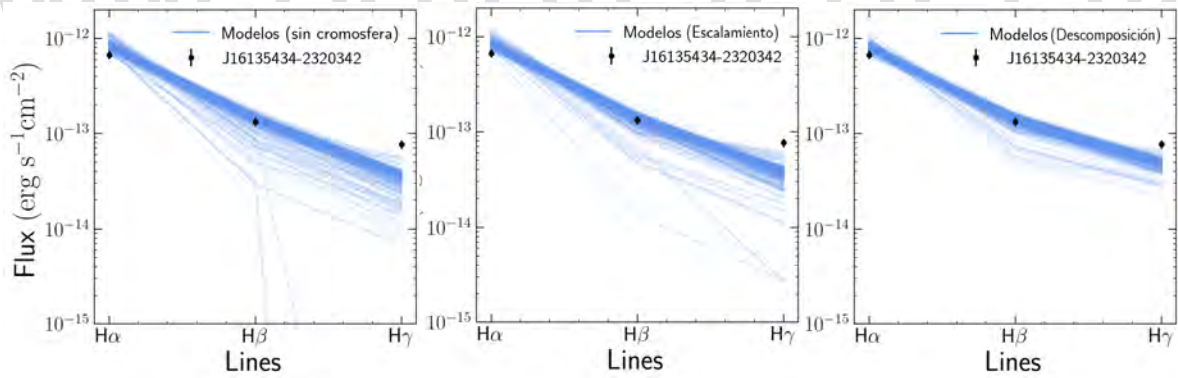


Figura 6.7: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J16135434-2320342 (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

En este caso, aunque el comportamiento general del ajuste es el mismo, se consigue el mejor resultado utilizando el método de descomposición. En este caso, se considera que el ajuste es mejor cuando hay menor dispersión en los flujos de los modelos seleccionados. Esta dispersión puede ser observada claramente en el caso del método sin cromosfera y el del escalamiento, donde se ven modelos con valores de flujo notablemente inferiores a los observados. Esto se puede observar solo en las líneas de $H\beta$ y $H\gamma$.

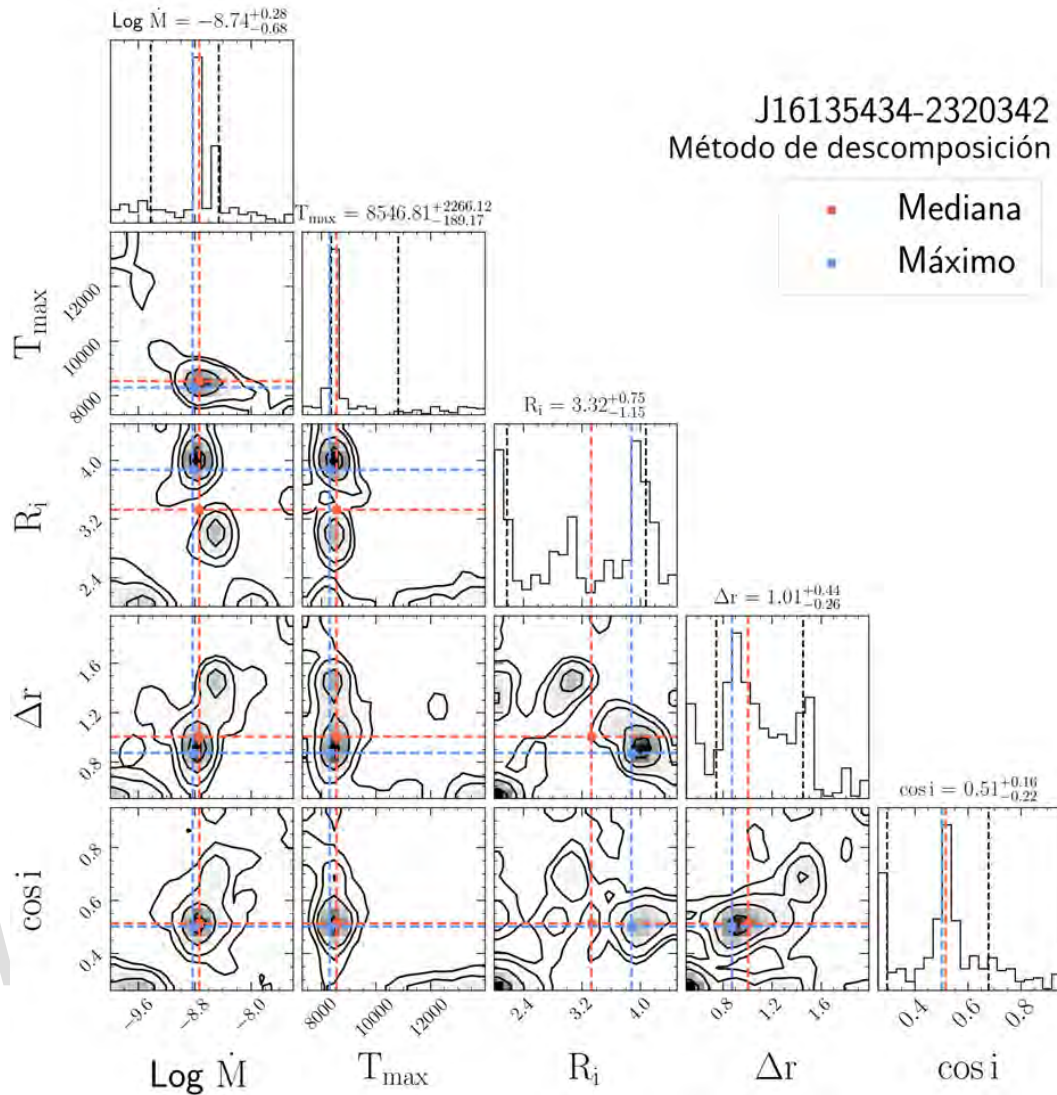


Figura 6.8: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16135434-2320342 usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

Por otro lado, se ve en el gráfico de esquina de la [Figura 6.8](#) que se obtiene valores restringidos en la tasa de acreción y la temperatura máxima, pero los modelos que se obtienen no muestran distribuciones con un máximo definido. En el caso del radio interno R_i se consiguen dos máximos locales alrededor de los valores de $2.3R_*$ y $4R_*$. Por otro lado, en el caso del ancho δR , la mayoría de los modelos tienen valores menores a $1.6R_*$, con un máximo alrededor de $0.9R_*$.

Tabla 6.6: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16135434-2320342

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-8.75	8545	3.77	0.96	0.52
Sin cromosfera	-8.76	8572	3.86	0.92	0.51
Descomposición	-8.74	8546	3.32	1.01	0.51

Para esta estrella, la mediana de $\log \dot{M}$ de los modelos obtenidos con los tres métodos son muy cercanos entre sí, pero todos son mayores que el tabulado por $\sim 2\%$.

6.1.4. J15582981-2310077

En la [Figura 6.9](#), [Figura 6.11](#) y [Figura 6.10](#), se muestran los resultados para la estrella J15582981-2310077, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.7](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.8](#).

Tabla 6.7: Parámetros estelares para J15582981-2310077

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J15582981-2310077	-9.15	M4.5	1.0	-

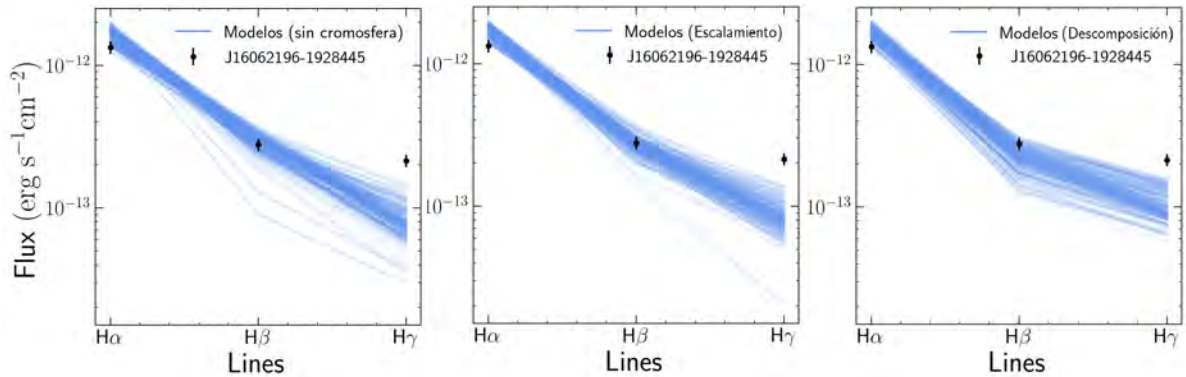


Figura 6.9: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para las observaciones de J15582981-2310077 (puntos negro). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

Esta estrella mantiene el comportamiento de las dos primeras: un comportamiento similar con los tres métodos, donde se ajusta mejor H β , se sobreestima ligeramente H α y se subestima considerablemente a H γ . Se observa una ligera dispersión para el método sin cromosfera y del escalamiento.

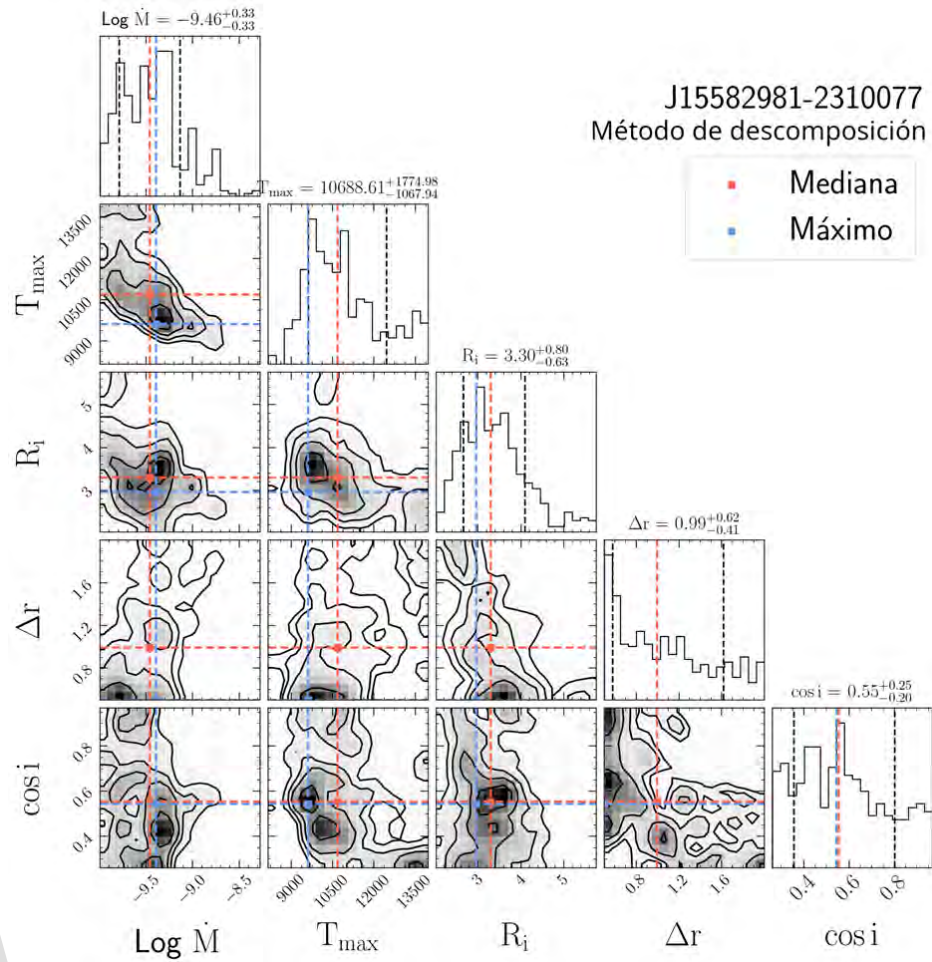


Figura 6.10: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15582981-2310077 usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

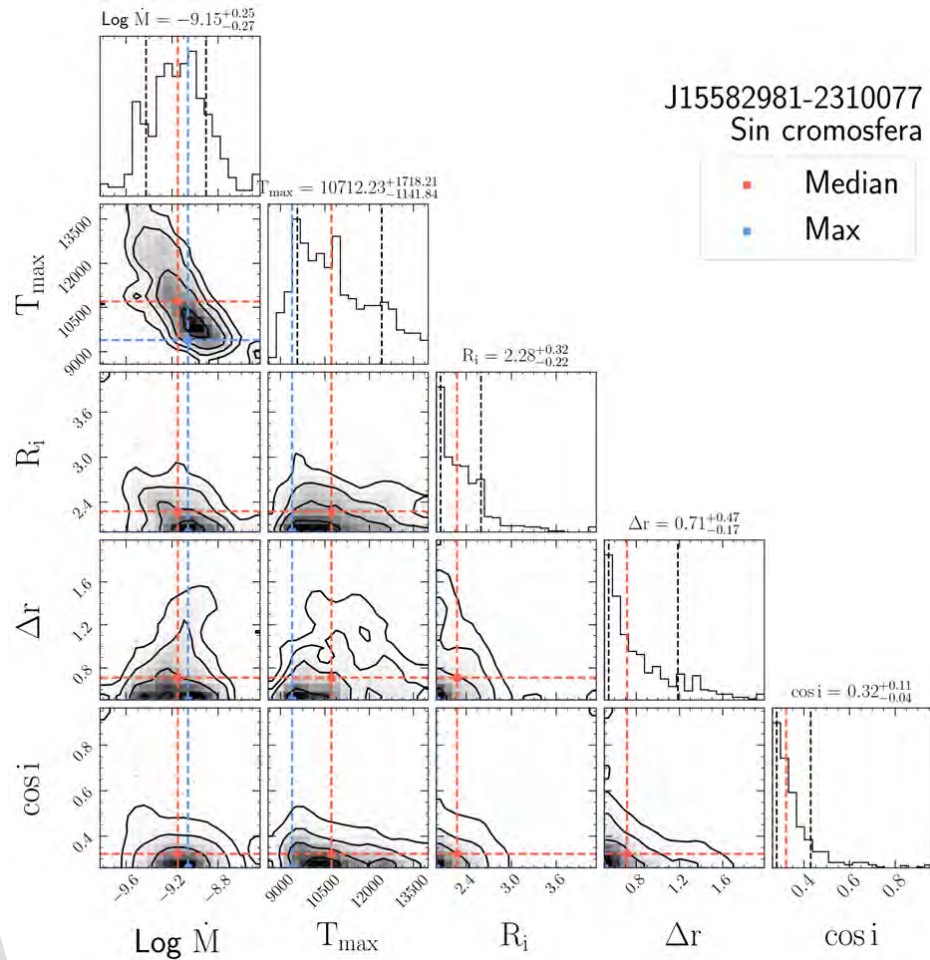


Figura 6.11: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15582981-2310077 usando el método sin cromosfera. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

En este caso, se presentan en la [Figura 6.10](#) y [Figura 6.11](#) los gráficos de esquina para el método de descomposición y el que no toma en cuenta la emisión cromosférica. Pese a que el ajuste es ligeramente mejor en el caso del ajuste que se obtiene de la descomposición del perfil, el gráfico de esquina muestra una distribución más regular cuando no se toma en cuenta la cromosfera. Para estos dos métodos se consigue que los modelos obtenidos al final tienen parámetros con valores notablemente distintos, con el valor de la mediana de la tasa de acreción menor ($\log \dot{M} = -9.46$) y el radio interno mayor ($R_i = 3.30$) en el caso del ajuste de gaussianas ([Tabla 6.8](#)). También se observa que hay una dispersión considerable en los valores de inclinación que muestra el gráfico de esquina en el caso del método de descomposición [Figura 6.10](#), que difiere de la distribución suave obtenida con el de escalamiento [Figura 6.11](#).

Tabla 6.8: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J15582981-2310077

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.18	10572	2.30	0.77	0.33
Sin cromosfera	-9.15	10712	2.28	0.71	0.32
Descomposición	-9.46	10688	3.30	0.99	0.55

6.1.5. J16123916-1859284

En la [Figura 6.12](#) y [Figura 6.13](#), se muestran los resultados para la estrella J16123916-1859284, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.9](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.10](#).

Tabla 6.9: Parámetros estelares para J16123916-1859284

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16123916-1859284	-9.32	M1	0.6	0.63

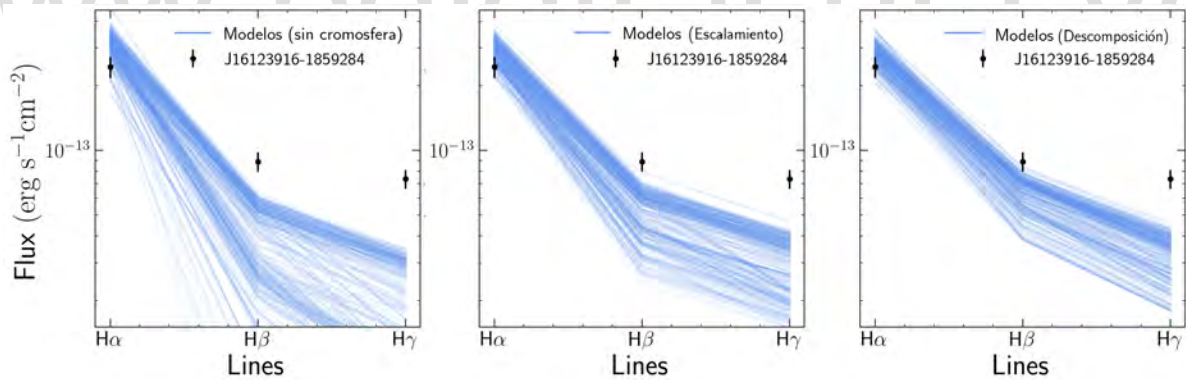


Figura 6.12: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J16123916-1859284 (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

Se puede observar que para esta estrella sí se obtienen diferencias apreciables al utilizar los distintos métodos. Para los tres, se tiene un comportamiento general de sobreestimación de $H\alpha$, y subestimación de $H\beta$ y $H\gamma$. El mejor ajuste se tiene del método de descomposición, donde se aprecia una menor dispersión y una mayor aproximación de los modelos a los valores observados. Al evaluar los otros resultados, se consigue la mayor dispersión utilizando el método sin la cromosfera.

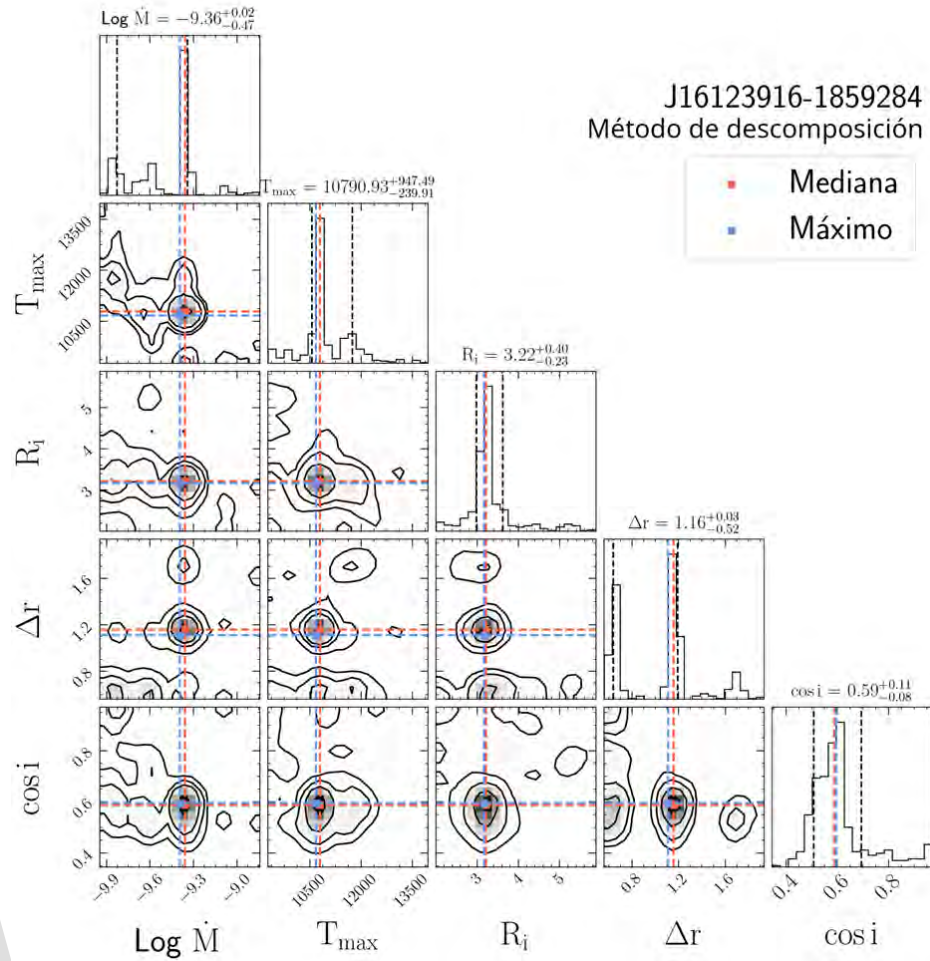


Figura 6.13: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16123916-1859284 usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

En este caso, pese a que el ajuste de los flujos es muy pobre para los tres métodos, el gráfico de esquina muestra unas distribuciones que apuntan a valores muy definidos. Esto quiere decir que los parámetros de los modelos convergen hacia ciertos valores, bien representados por las medianas de sus distribuciones (Tabla 6.10), a diferencia de lo que ocurre con sus flujos.

Tabla 6.10: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16123916-1859284

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.36	10811	3.25	1.15	0.58
Sin cromosfera	-9.54	10830	3.30	1.13	0.58
Descomposición	-9.36	10790	3.22	1.16	0.59

Las medianas de los parámetros de los modelos que se obtienen son similares entre sí salvo en el caso de la tasa de acreción usando el método sin cromosfera. En los casos del escalamiento de

WTTS y de la descomposición de los perfiles, la mediana obtenida es similar ($\sim 1\%$) a la tabulada (Tabla 6.9).

6.1.6. J16054540-2023088

En la Figura 6.14 y Figura C.18, se muestran los resultados para la estrella J16054540-2023088, que tiene parámetros estelares reportados en la Tabla 6.11. Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la Tabla 6.12.

Tabla 6.11: Parámetros estelares para J16054540-2023088

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16054540-2023088	-9.45	M4.5	0.6	0.39

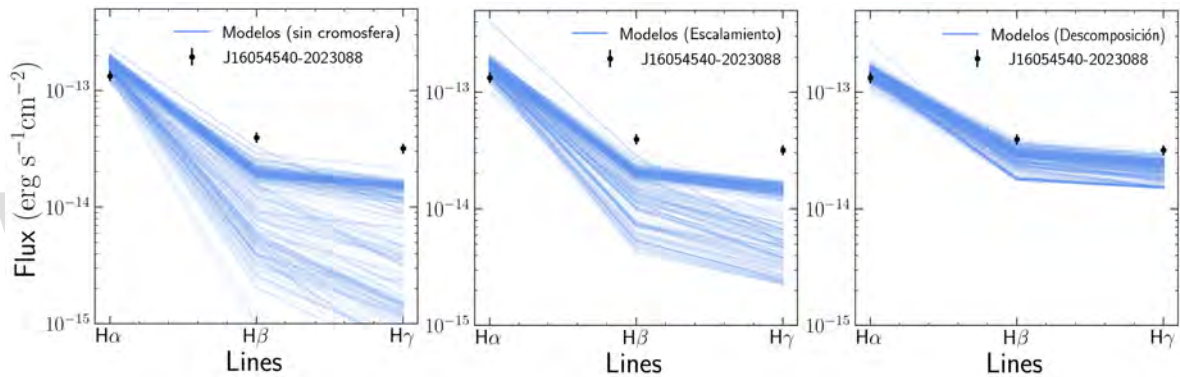


Figura 6.14: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J16054540-2023088 (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

Para esta estrella el resultado obtenido utilizando el método de descomposición se diferencia notablemente de los otros dos. En el ajuste obtenido por dicho método, se consiguen valores apropiados de $H\alpha$ y se subestiman $H\beta$ y $H\gamma$. A partir de los otros dos métodos se consigue este mismo comportamiento, pero es notable la dispersión de valores muy por debajo de los observados.

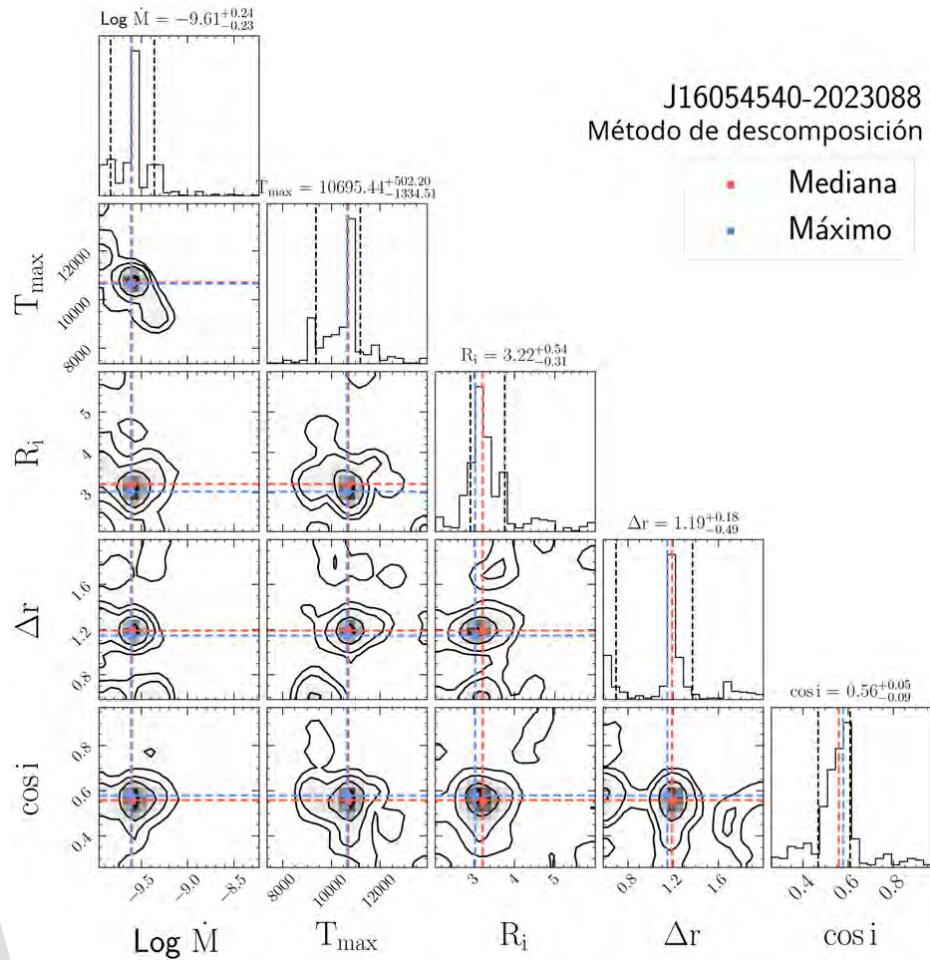


Figura 6.15: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16054540-2023088 usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

En este caso tampoco se consiguen distribuciones acampanadas, sino en general máximos marcados en un valor particular. Por otro lado, los valores que se obtienen para la mediana de los parámetros son similares entre sí en los tres casos, como se observa en la [Tabla 6.12](#). Los valores que se consiguen para la tasa de acreción son menores que el tabulado para los diferentes métodos en $\sim 2\%$.

Tabla 6.12: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16054540-2023088

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.61	10759	3.21	1.18	0.58
Sin cromosfera	-9.60	10783	3.26	1.17	0.59
Descomposición	-9.61	10695	3.22	1.19	0.56

6.1.7. J15354856-2958551 E

En la [Figura 6.16](#) y [Figura C.21](#), se muestran los resultados para la estrella J15354856-2958551 E, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.13](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.14](#).

Tabla 6.13: Parámetros estelares para J15354856-2958551 E

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J15354856-2958551 E	-9.45	M4.5	0.0	—

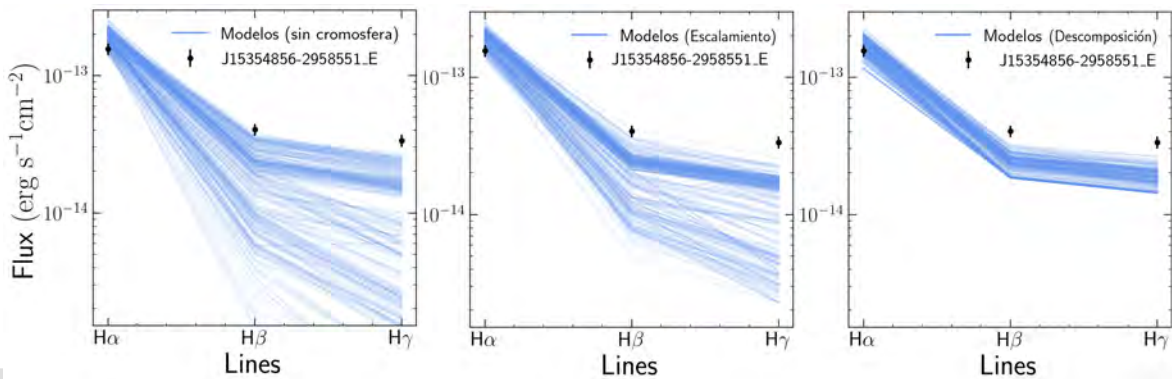


Figura 6.16: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J15354856-2958551 E (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

Para esta estrella se observa en la [Figura 6.16](#) que sólo se logra ajustar $H\alpha$, pero se consiguen dispersiones muy altas para los métodos sin cromosfera y de escalamiento de WTTS. Teniendo esto en cuenta, el ajuste que se tomará es el que se obtiene de la descomposición de los perfiles. En todos los casos, se subestima el flujo de $H\beta$ y $H\gamma$.

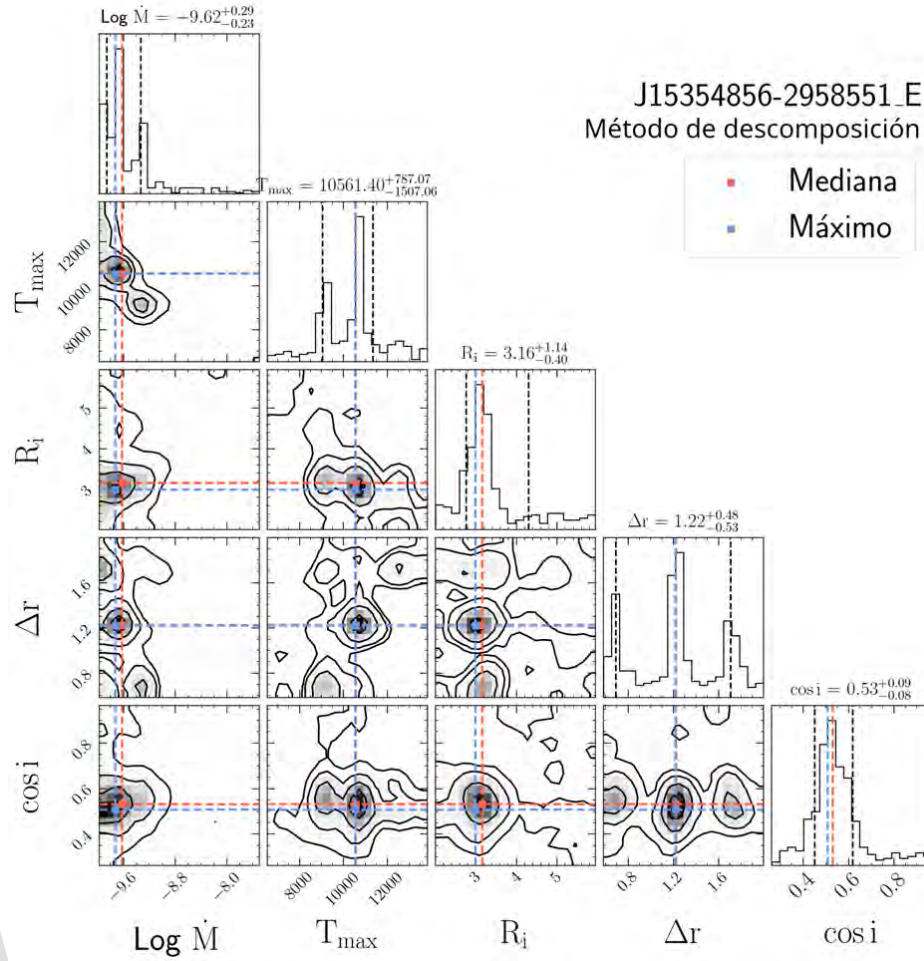


Figura 6.17: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 E usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

De igual forma, se obtienen distribuciones abruptas similares a los casos anteriores de J16123916-1859284 (Subsección 6.1.5) y J16054540-2023088 (Subsección 6.1.6), para los parámetros de $\log \dot{M}$, T_{\max} y R_i . En el caso de ΔR se tiene una distribución trimodal con el máximo global alrededor de $1.2R_*$. Finalmente, la distribución del $\cos(i)$ posee una forma acampanada alrededor del máximo aproximadamente en 0.5.

Tabla 6.14: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J15354856-2958551 E

Método	$\log \dot{M}$	T_{\max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.60	10764	3.24	1.18	0.57
Sin cromosfera	-9.59	10657	3.28	1.15	0.59
Descomposición	-9.62	10561	3.16	1.22	0.53

Los valores que se obtienen con los diferentes métodos para la mediana de $\log(\dot{M})$ son cercanos

entre sí. Utilizando el método de descomposición se consigue un valor mayor al tabulado, mientras que con los otros dos métodos se consiguen valores menores. En ambos casos la diferencia es de $\sim 1\%$.

6.1.8. J16024152-2138245

En la [Figura 6.18](#) y [Figura 6.19](#), se muestran los resultados para la estrella J16024152-2138245, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.15](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.16](#).

Tabla 6.15: Parámetros estelares para J16024152-2138245

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16024152-2138245	-9.56	M5.5	0.6	0.75

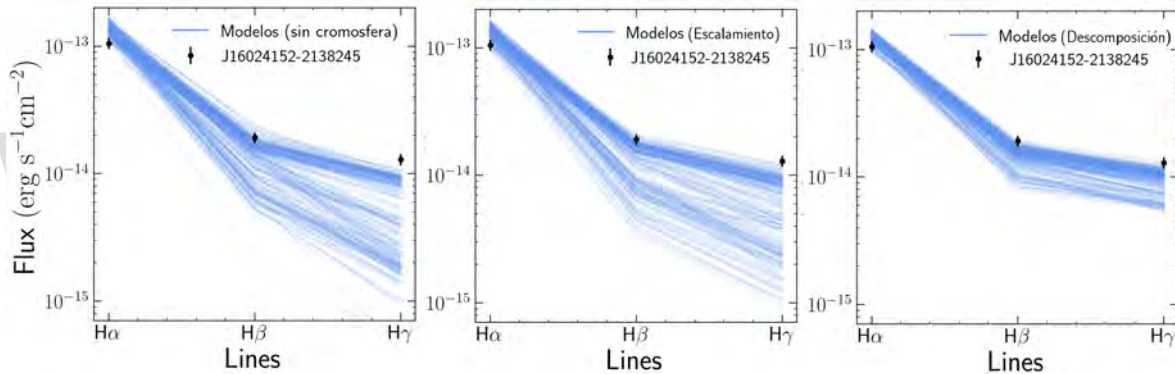


Figura 6.18: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J16024152-2138245 (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

Al igual que en el caso anterior de J15354856-2958551 E ([Subsección 6.1.7](#)), el mejor ajuste se consigue utilizando el método de descomposición, debido a que con los otros dos métodos se obtiene una dispersión alta para los flujos. En el caso de ajuste obtenido del método de descomposición, los valores de los flujos de los modelos se aproximan a los observados, aunque en la mayoría de los casos son mayores.

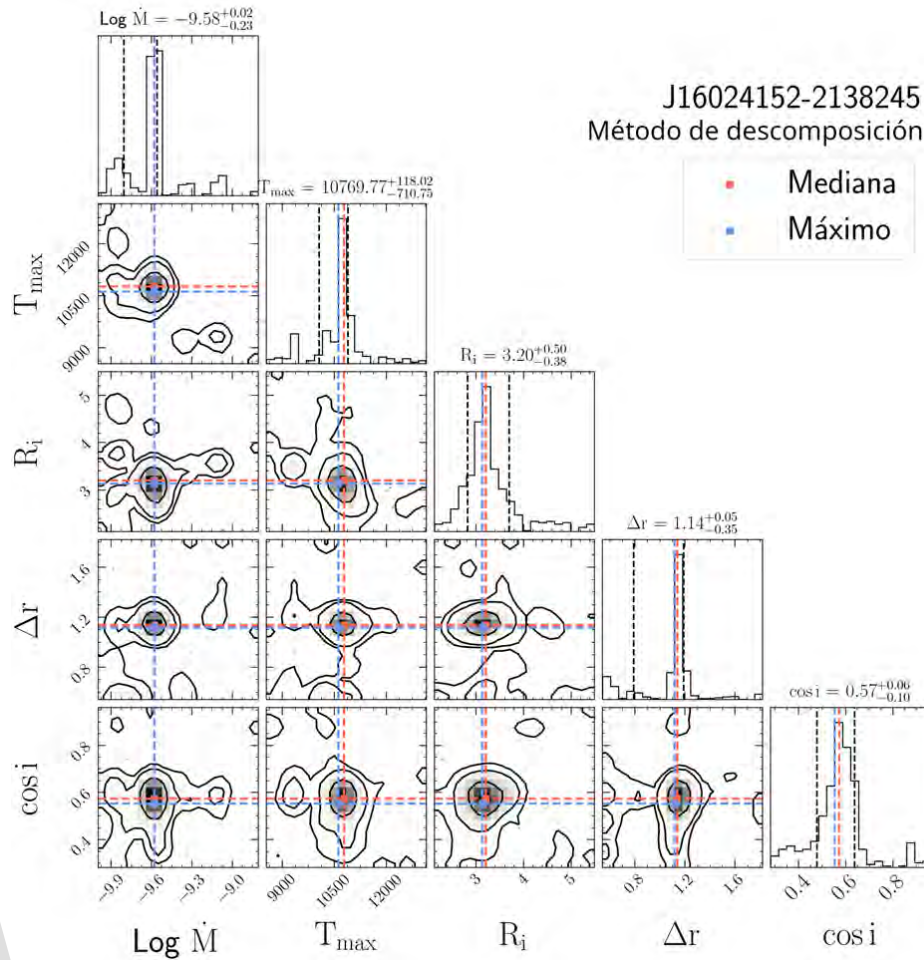


Figura 6.19: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16024152-2138245 usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

Tabla 6.16: Valores de la mediana de la distribución posterior para J16024152-2138245

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.57	10781	3.33	1.13	0.60
Sin cromosfera	-9.57	10822	3.31	1.12	0.59
Descomposición	-9.58	10769	3.20	1.14	0.57

Como se observa en la [Tabla 6.16](#) los valores que se obtienen de los parámetros son muy similares entre los tres métodos, y en el caso de la tasa de acreción, todas coinciden con el valor tabulado con menos de 1 % ([Tabla 6.16](#)).

6.1.9. J15354856-2958551 W

En la [Figura 6.20](#) y [Figura 6.21](#), se muestran los resultados para la estrella J15354856-2958551 W, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.17](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.18](#).

Tabla 6.17: Parámetros estelares para J15354856-2958551 W

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J15354856-2958551 W	-9.56	M4.5	0.0	—

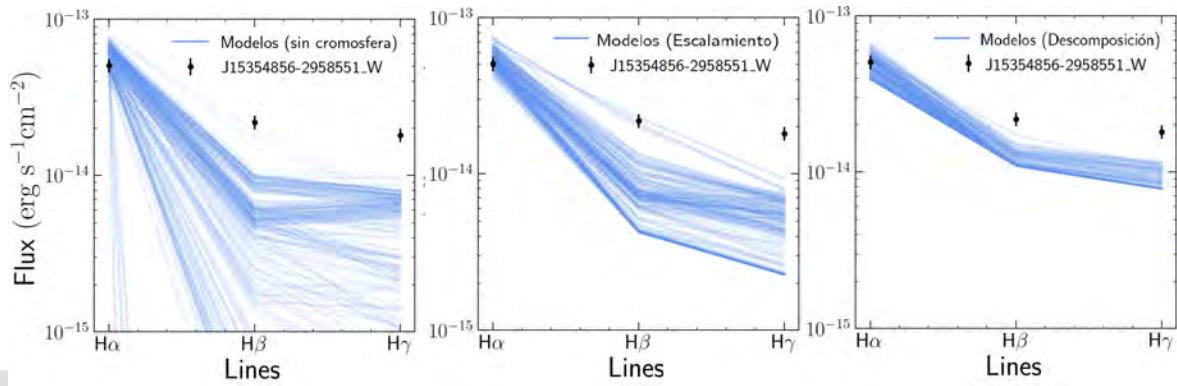


Figura 6.20: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J15354856-2958551 W (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

Para esta estrella los ajustes son notablemente distintos en los tres casos, obteniendo el mejor con el método de descomposición. Aún así, con este método sólo se logra ajustar $H\alpha$, subestimando, nuevamente, los flujos de $H\beta$ y $H\gamma$. Con los otros dos métodos se consigue una dispersión considerable de valores de flujo, todos por debajo de los observados.

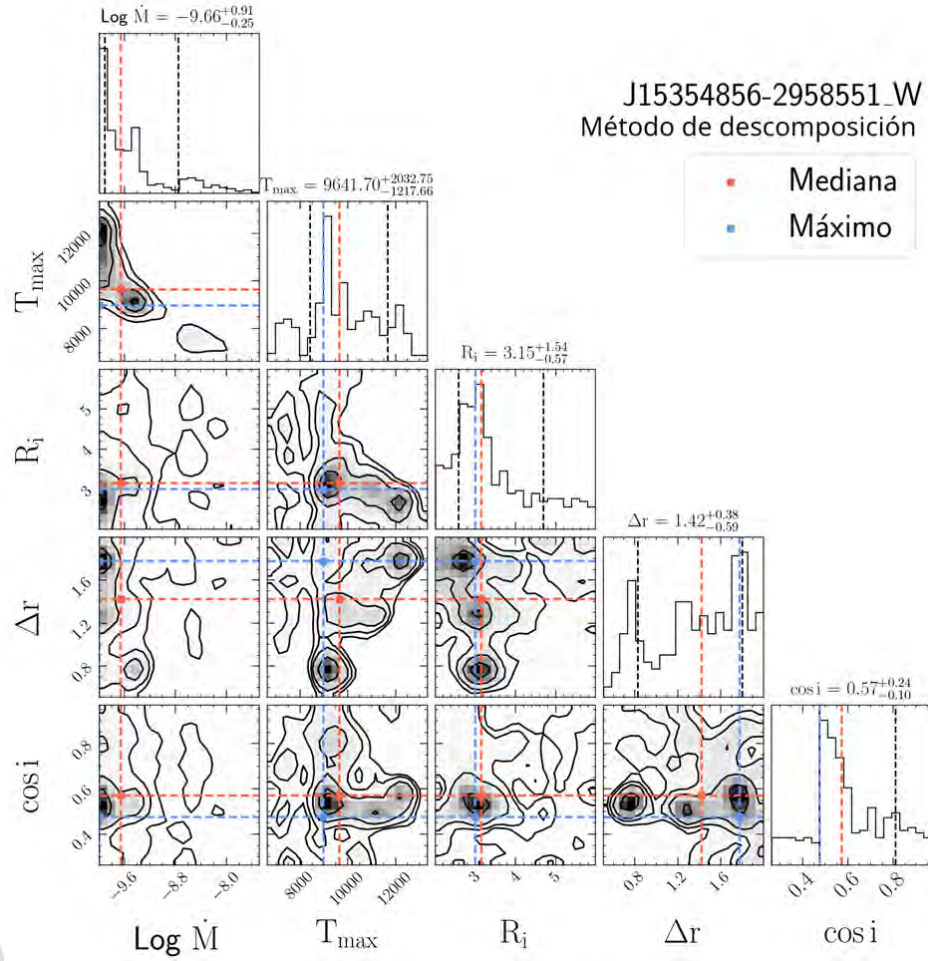


Figura 6.21: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 W usando el método de la descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

Por otro lado, en el gráfico de esquina de la [Figura 6.21](#) se tiene que la tasa de acreción está bien restringida, y para la T_{max} , R_i y $\cos(i)$ se consiguen picos marcados. En el caso de ΔR , no se consigue una tendencia clara hacia ningún valor.

ΔR

Tabla 6.18: Valores de la mediana de la distribución posterior para J15354856-2958551 W

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.67	10665	3.23	1.26	0.56
Sin cromosfera	-9.63	10268	3.45	1.23	0.55
Descomposición	-9.66	9641	3.15	1.42	0.57

En este caso, las medianas obtenidas para la tasa de acreción coinciden entre sí ([Tabla 6.18](#)), pero son $\sim 2\%$ menor que valor presentado en la [Tabla 6.17](#). Por otro lado, se consigue una tempe-

ratura y un radio interno menor, con un ancho mayor de la magnetosfera, para el caso del método de descomposición. Se pueden comparar los otros dos métodos y se consigue una temperatura menor y un radio interno ligeramente mayor cuando no se toma en cuenta la cromosfera. Todos estos valores se reportan en la [Tabla 6.18](#).

6.1.10. J16082751-1949047

En la [Figura 6.22](#), [Figura C.29](#) y [Figura C.30](#), se muestran los resultados para la estrella J16082751-1949047, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.19](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.20](#).

Tabla 6.19: Parámetros estelares para J16082751-1949047

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16082751-1949047	-9.71	M5.5	0.6	—

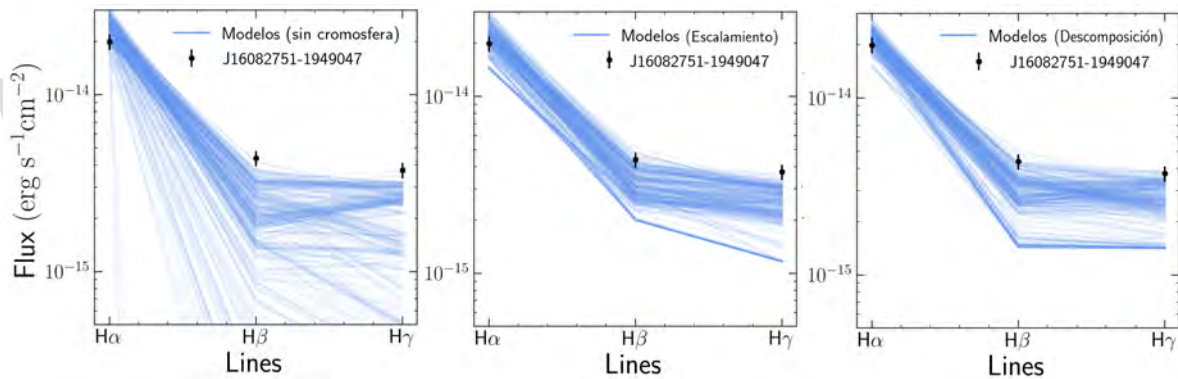


Figura 6.22: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J16082751-1949047 (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

En este caso, se observa una similitud entre los ajustes obtenidos por el método de descomposición y de escalamiento. Al no tomar la cromosfera, en cambio, se consigue una dispersión grande en los valores de los flujos de los modelos seleccionados. Aunque similares, se puede observar que en el caso del método de escalamiento se logra ajustar $H\alpha$ y algunos modelos coinciden con el valor de $H\beta$, mientras que con el método de descomposición, existen modelos con flujos que corresponden a los observados. Por lo tanto, se presentan los gráficos de esquina de ambos métodos.

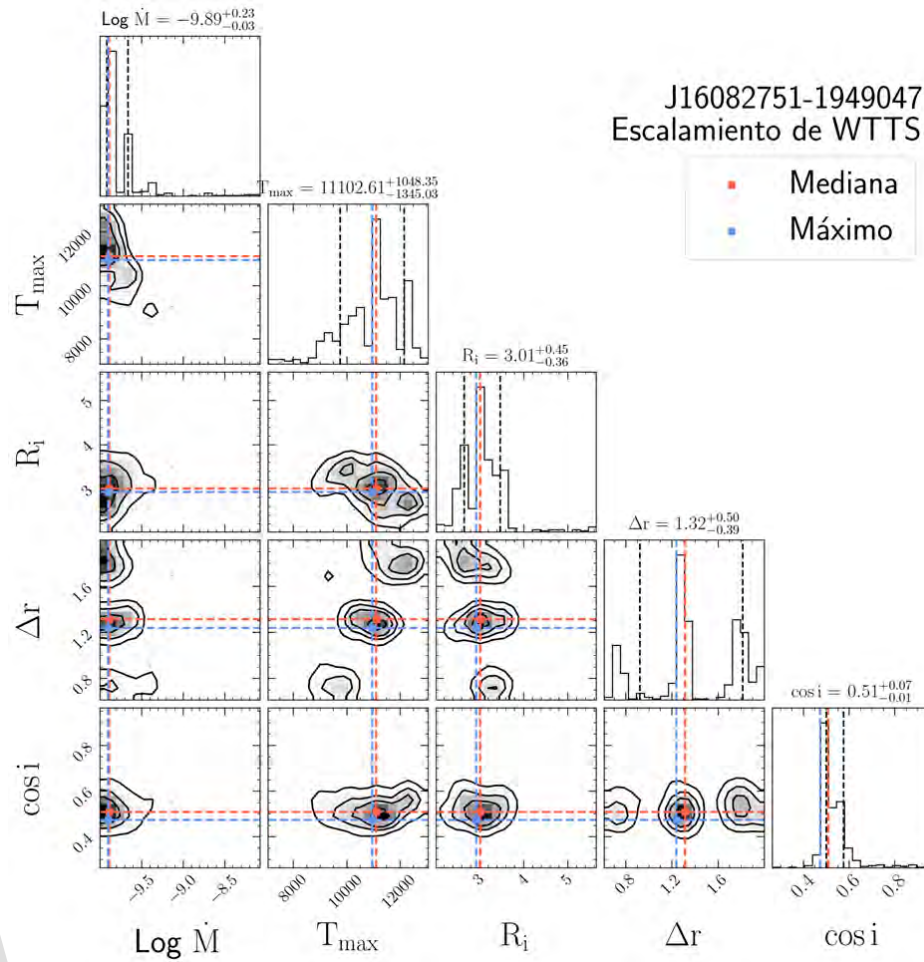


Figura 6.23: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para 16082751-1949047 usando el método de escalamiento. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

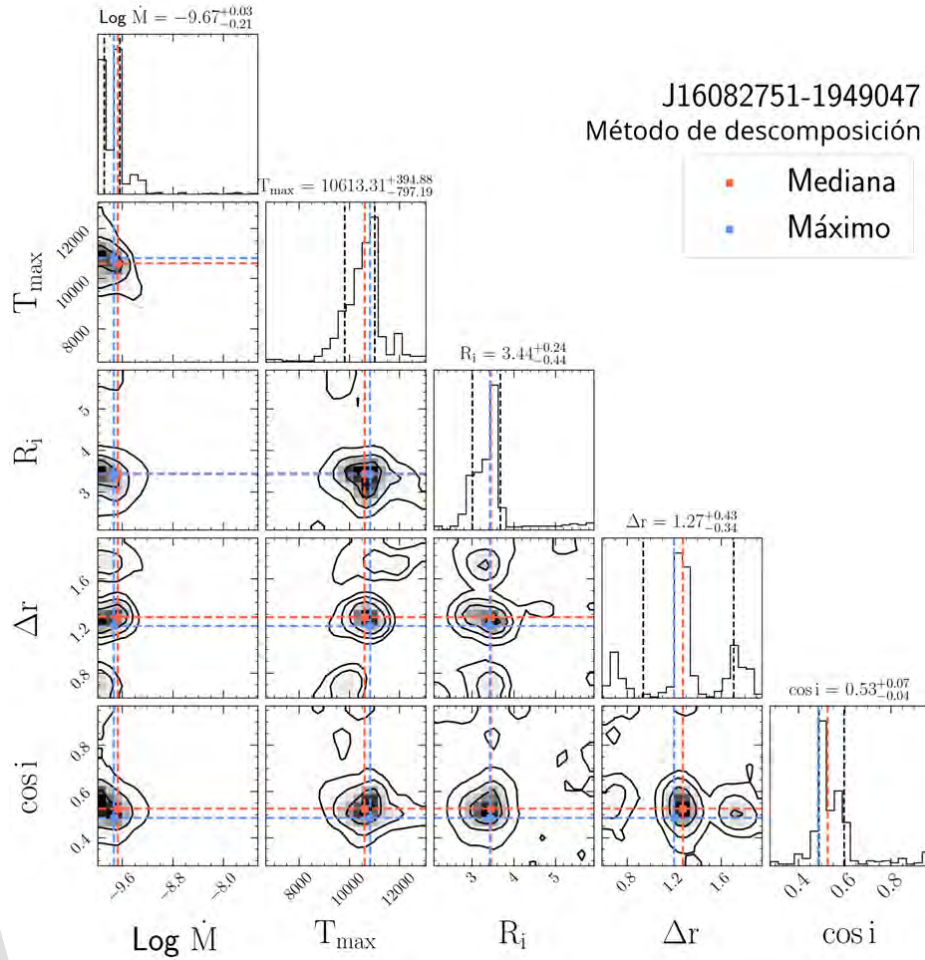


Figura 6.24: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para 16082751-1949047 usando el método de descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

Los gráficos de esquina en la [Figura C.29](#) y [Figura C.30](#) para esta estrella son muy similares, con valores restringidos a un rango pequeño alrededor del máximo, de forma acampanada, salvo por el caso de ΔR , que tiene una distribución trimodal, con el máximo cercano a la mediana en $\Delta R \sim 1.25R_{\odot}$.

Tabla 6.20: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16082751-1949047

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.89	11103	3.01	1.32	0.51
Sin cromosfera	-9.65	10647	3.50	1.25	0.56
Descomposición	-9.67	10613	3.44	1.27	0.53

Por otro lado, las medianas de los parámetros obtenidos con los métodos de descomposición y sin la cromosfera son similares, mientras que en el caso del escalamiento se obtienen tasas de

acreción menores y temperaturas mayores (Tabla 6.20). Asimismo, en este caso el radio interno es menor. Por otro lado, al comparar las tasas de acreción con la tabulada, se tiene que para el método de escalamiento se tiene un valor menor y para los otros dos casos ($\sim 1\%$), la tasa es mayor que el de referencia ($\sim 3\%$).

6.1.11. J15530132-2114135

En la Figura 6.25 y Figura 6.26, se muestran los resultados para la estrella J15530132-2114135, que tiene parámetros estelares reportados en la Tabla 6.21. Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la Tabla 6.22.

Tabla 6.21: Parámetros estelares para J15530132-2114135

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J15530132-2114135	-9.82	M4.5	0.8	—

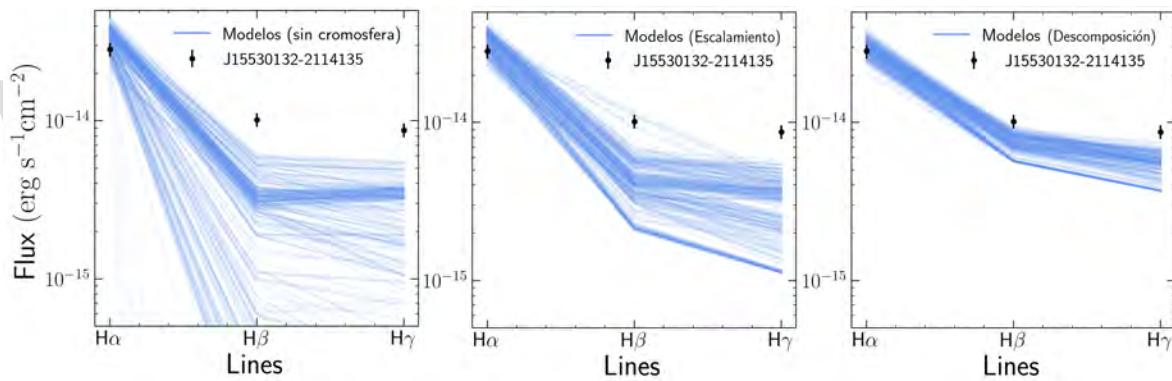


Figura 6.25: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J15530132-2114135 (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

Nuevamente se consigue un mejor ajuste al usar el método de descomposición, donde se observa menor dispersión. Pese a esto, se tiene que el valor de los flujos de $H\alpha$ de los modelos coinciden con el observado, pero vuelven a ser menores para el caso de $H\beta$ y $H\gamma$.

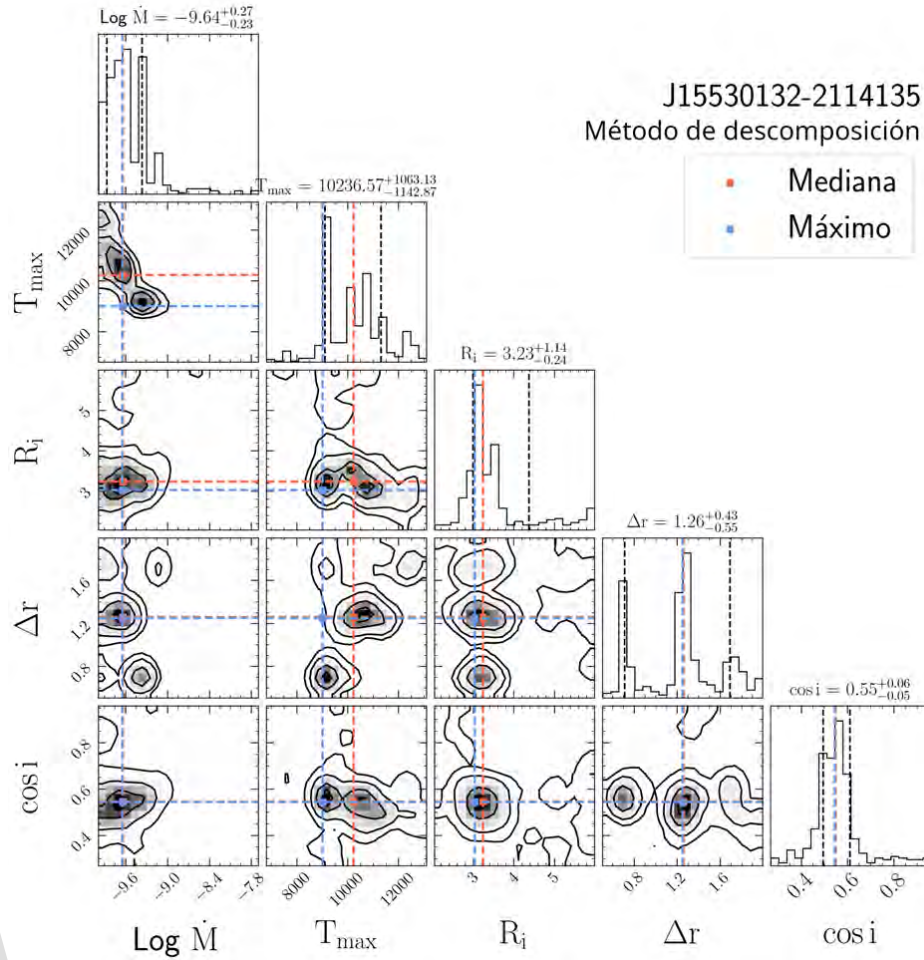


Figura 6.26: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método de descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

Por otro lado, no se consiguen distribuciones acampanadas en los histogramas del gráfico de esquina sino más bien desorganizadas, con máximos locales en algunos valores alrededor del máximo global. Esto se cumple particularmente para la tasa de acreción y la temperatura máxima.

Tabla 6.22: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J15530132-2114135

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.64	10250	3.31	1.23	0.57
Sin cromosfera	-9.63	10683	3.21	1.23	0.56
Descomposición	-9.64	10236	3.23	1.26	0.55

Para esta estrella se consiguen valores similares de las medianas de los modelos seleccionados con los distintos métodos (Tabla 6.22). Esto se cumple para todos los parámetros exceptuando la

T_{max} que se obtiene con el método sin la cromosfera, que es ligeramente mayor a las otras. Sin embargo, los tres valores que corresponden a las medianas de la tasas de acreción, son mayores a la referencia en un $\sim 2\%$.

6.1.12. J16041893-2430392

En la [Figura 6.27](#) y [Figura 6.28](#), se muestran los resultados para la estrella J16041893-2430392, que tiene parámetros estelares reportados en la [Tabla 6.23](#). Los valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada se encuentran en la [Tabla 6.24](#).

Tabla 6.23: Parámetros estelares para J16041893-2430392

Nombre	$\log \dot{M}$	Tipo espectral	A_v	$\cos(i)$
J16041893-2430392	-9.83	M2	0.3	–

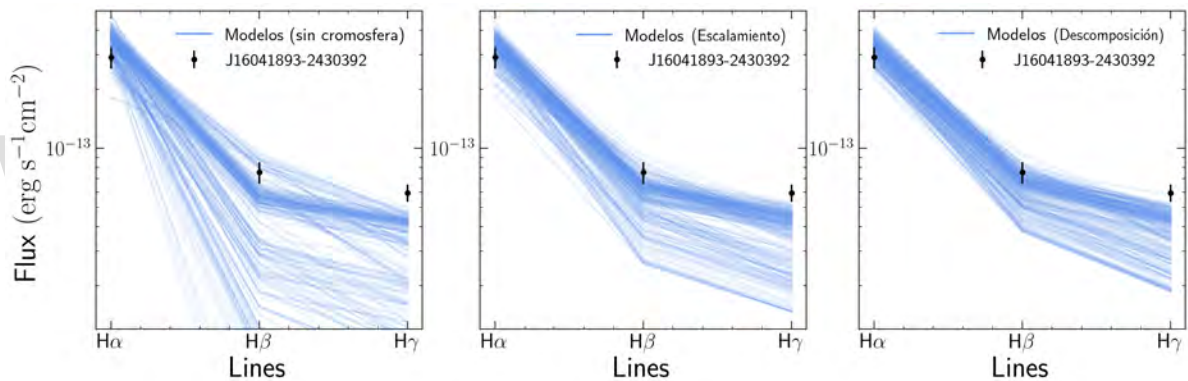


Figura 6.27: Ajuste de los flujos de 300 modelos obtenidos del MCMC (líneas azules) para J16041893-2430392 (puntos negros). Se presentan los ajustes que resultan al usar el método sin cromosfera, de escalamiento y de descomposición, de izquierda a derecha.

También se consigue para esta estrella que el método de descomposición da un mejor ajuste de los flujos observados. Se puede observar que para este método se obtiene una menor dispersión. También se logra ajustar con la mayor parte de los modelos a $H\alpha$ y $H\beta$ subestimando nuevamente a $H\gamma$.

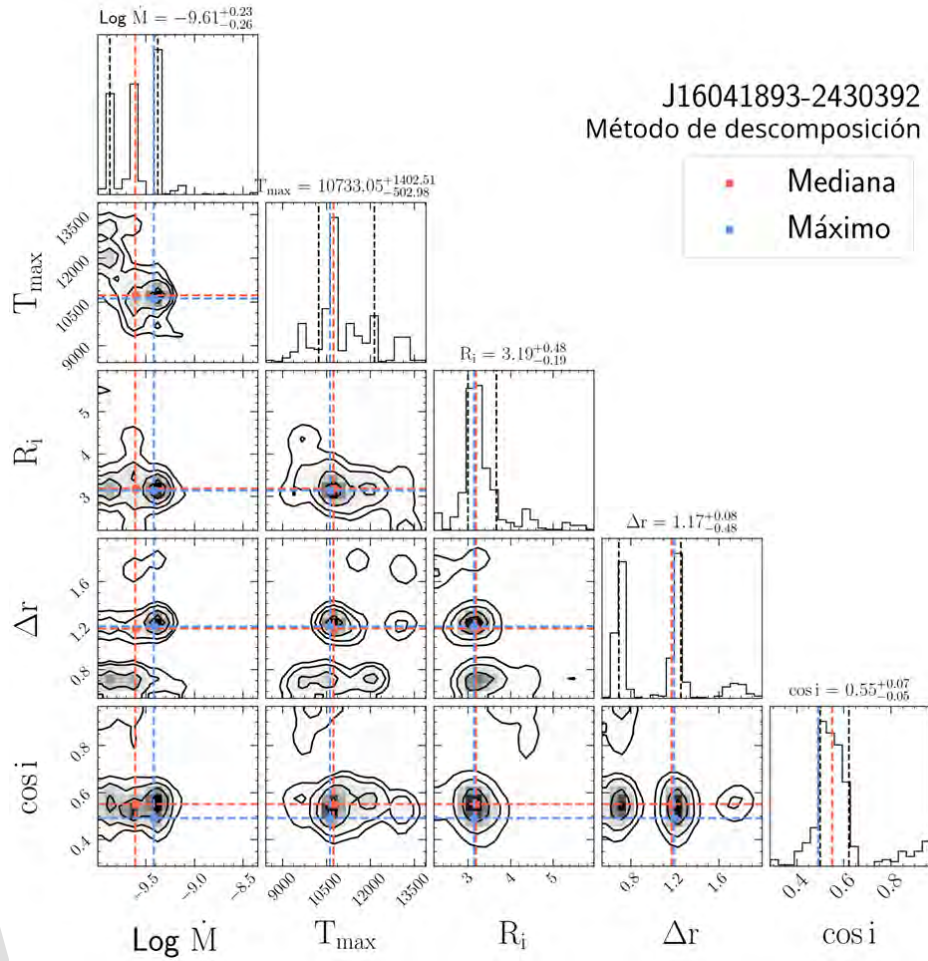


Figura 6.28: Distribución posterior marginalizada de los parámetros del modelo magnetosférico obtenida a partir del MCMC para J16041893-2430392 usando el método de descomposición. Se señalan la mediana (línea roja) y el valor máximo (línea azul) de cada distribución, junto con los percentiles correspondientes de 0.16 y 0.84.

Tabla 6.24: Valores de la mediana de la distribución posterior marginalizada para J16041893-2430392

Método	$\log \dot{M}$	T_{max}	R_i	ΔR	$\cos(i)$
Escalamiento	-9.62	10764	3.21	1.14	0.54
Sin cromosfera	-9.57	10760	3.23	1.18	0.56
Descomposición	-9.61	10733	3.19	1.17	0.55

En este caso, los parámetros coinciden entre sí utilizando los tres métodos. Sin embargo, en el caso de la tasa de acreción, se consiguen valores mayores al tabulado en un $\sim 1\%$.

6.2. Resultados generales

Para 12 estrellas de la muestra, se estimaron las contribuciones de emisión de la cromosfera utilizando los métodos anteriormente mencionados (Capítulo 4): el método de escalamiento y el de descomposición. La relación entre los resultados de estos dos métodos se puede observar en la Figura 6.29. Se obtiene que, en general, los flujos obtenidos del método de descomposición son mayores a los calculados al escalar las WTTS del mismo tipo espectral, con solo pocos ejemplares que caen por debajo de estos valores.

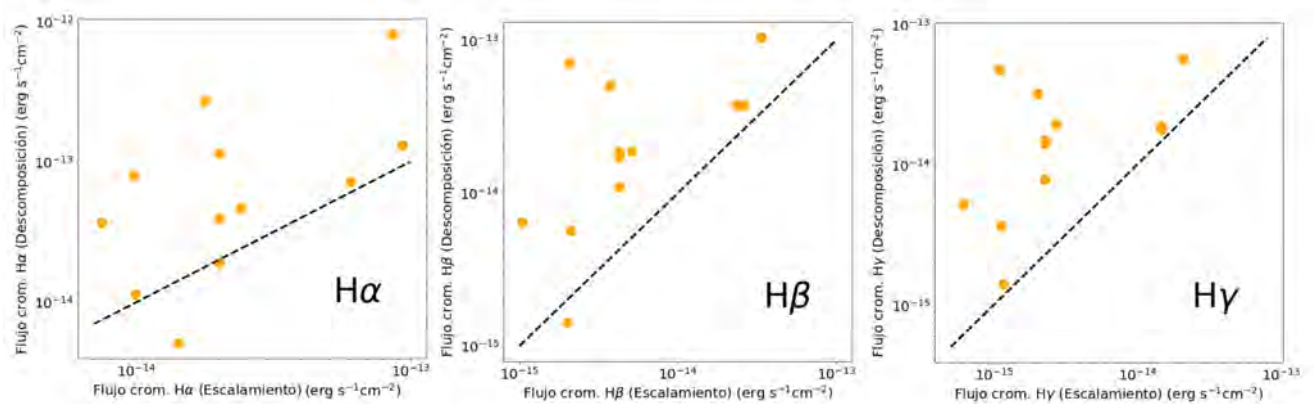


Figura 6.29: Relación flujos de la cromosfera obtenidos por el método de escalamiento y los obtenidos por el método de descomposición.

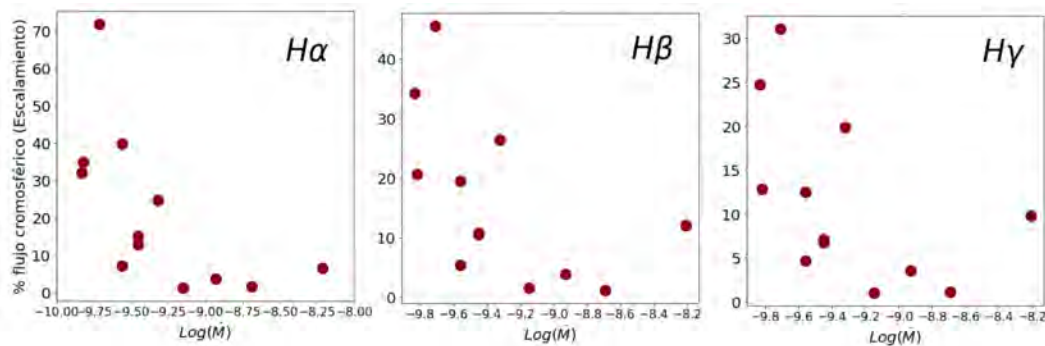


Figura 6.30: Porcentaje de emisión cromosférica calculado con el método de escalamiento

En la Figura 6.30 se muestra la relación encontrada entre el porcentaje de emisión que es cromosférica y la tasa de acreción. En el caso del método de escalamiento, se observa una tendencia en la que decrece el porcentaje de emisión cromosférica para tasas de acreción mayores. Este es el comportamiento esperado, ya que se predice que la emisión cromosférica se hace despreciable para tasas de acreción altas. El objeto con mayor tasa de acreción (J16062196-1928445) no sigue esta

tendencia, lo que se puede deber a un error en el tipo espectral o en la corrección por extinción. Lo primero podría indicar que se eligió la WTTS de tipo espectral incorrecto para el escalamiento. Por otro lado, un error en extinción podría causar que el flujo integrado de la observación fuese menor, y, por lo tanto, que el porcentaje de la contribución cromosférica fuese mayor. En la [Figura 6.31](#) se muestra la misma relación para emisión cromosférica calculada con el método de descomposición. En este caso, no se observa esta tendencia claramente.

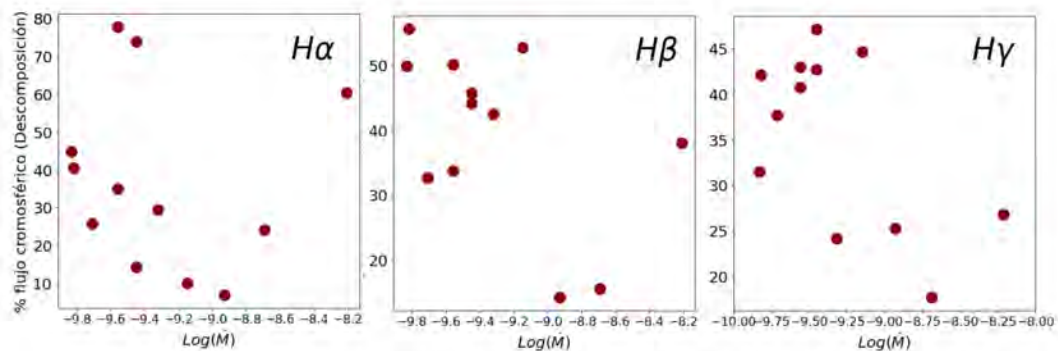


Figura 6.31: Porcentaje de emisión cromosférica calculado con el método de descomposición

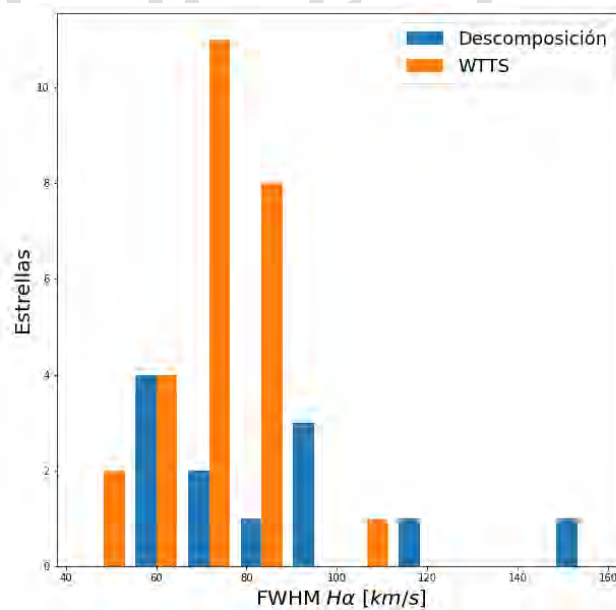


Figura 6.32: Comparación de los anchos a mitad del máximo (FWHM) de H α entre las WTTS y la componente cromosférica del método de descomposición.

En la [Figura 6.32](#) se comparan los anchos a mitad del máximo (FWHM) de la línea H α de las WTTS y de la componente cromosférica que se consigue con el método de descomposición. Se consigue que para la mayoría de la muestra, los anchos son consistentes con los de las WTTS. Las

dos CTTS que tienen anchos mayores a $100 km/s$ para la componente cromosférica son J16062196-1928445 y J16001844-2230114, las estrellas con mayor tasa de acreción.

Por otro lado, también se puede observar una tendencia en la [Figura 6.33](#) cuando se relacionan los valores encontrados para el ancho de la magnetosfera ΔR y la tasa de acreción \dot{M} que se consiguen con el método de muestreo del MCMC. Se tiene que, al tomar en cuenta los errores, el ancho de la magnetosfera va disminuyendo mientras aumenta la tasa de acreción. Estos valores están reportados en la [Tabla 6.25](#).

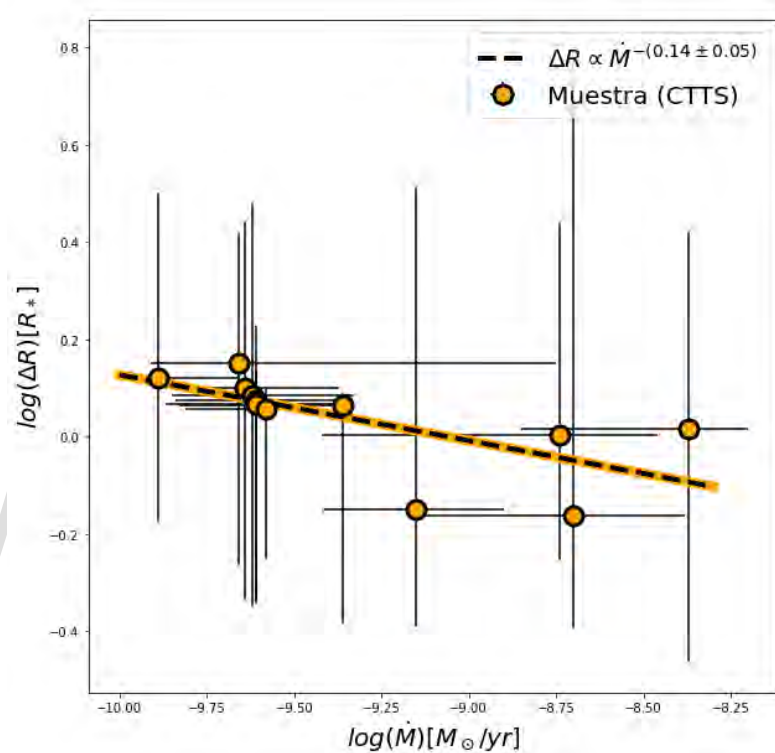


Figura 6.33: ΔR en función de $\log(\dot{M})$ a partir de las medianas de la distribución posterior del mejor ajuste. Las barras de error representan los percentiles 0.16 y 0.84.

En el caso del radio interno de la magnetosfera, se observa una ligera tendencia a disminuir con la tasa de acreción. En general, los valores están restringidos alrededor de $3R_*$, salvo por dos estrellas cuyos valores son menores, $\sim 2.25R_*$. En la [Figura 6.33](#) se observa esta tendencia, comparada con los resultados de [Thanathibodee et al. \(2023\)](#) y [Colmenares \(2023\)](#).

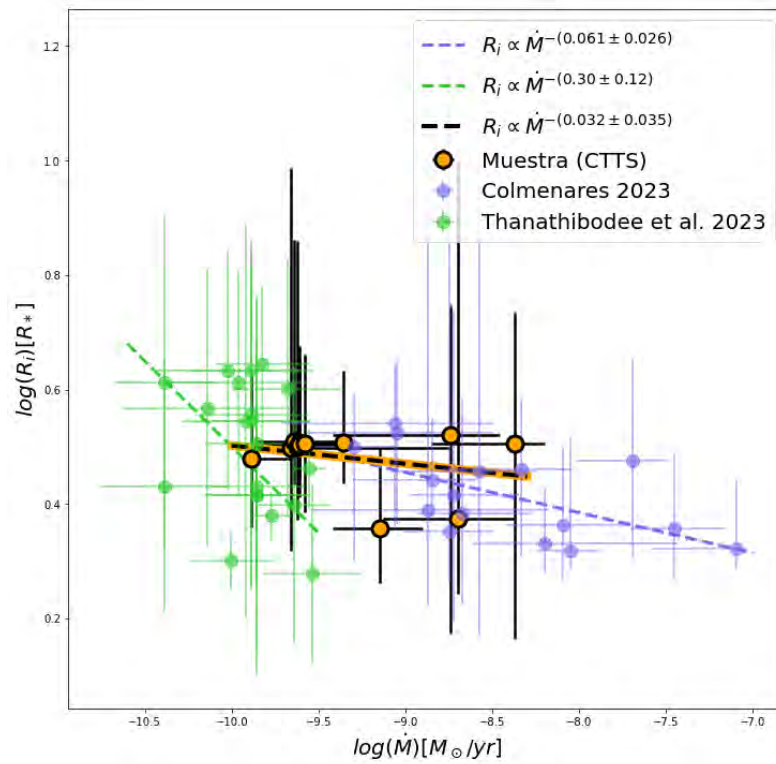


Figura 6.34: R_i en función de $\log(\dot{M})$ a partir de las medianas de la distribución posterior del mejor ajuste. Las barras de error representan los percentiles 0.16 y 0.84.

www.bdigital.ula.ve

Tabla 6.25: Medianas de los parámetros obtenidas de la distribución posterior del MCMC para las estrellas de la muestra.

Nombre	$\log(\dot{M})_{ref}$	$\log(\dot{M})$	$T_{max}(K)$	R_i	$\Delta R(R_*)$	$\cos(i)$	$\cos(i)_{ref}$	FWHM
J-445	-8.21	$-8.37^{+0.17}_{-0.48}$	8905^{+1021}_{-448}	$3.18^{+0.64}_{-0.73}$	$1.35^{+0.17}_{-0.59}$	$0.48^{+0.11}_{-0.17}$	-	113
J-114	-8.69	$-8.70^{+0.32}_{-0.43}$	8710^{+1758}_{-225}	$2.37^{+1.48}_{-0.31}$	$0.69^{+0.66}_{-0.16}$	$0.42^{+0.15}_{-0.11}$	-	159
J-342	-8.93	$-8.74^{+0.28}_{-0.68}$	8546^{+2266}_{-189}	$3.32^{+0.75}_{-1.15}$	$1.01^{+0.44}_{-0.26}$	$0.51^{+0.16}_{-0.22}$	-	55
J-077	-9.15	$-9.15^{+0.25}_{-0.27} / -9.46^{+0.33}_{-0.33}$ *	10688^{+1774}_{-1067} *	$2.28^{+0.32}_{-0.22} / 3.30^{+0.81}_{-0.23}$ *	$0.71^{+0.47}_{-0.17} / 0.99^{+0.03}_{-0.41}$ *	$0.32^{+0.11}_{-0.04} / 0.55^{+0.25}_{-0.20}$ *	-	58
J-284	-9.32	$-9.36^{+0.02}_{-0.47}$	10790^{+947}_{-239}	$3.22^{+0.40}_{-0.23}$	$1.16^{+0.03}_{-0.52}$	$0.59^{+0.11}_{-0.08}$	0.63	72
J-088	-9.45	$-9.61^{+0.24}_{-0.23}$	10695^{+502}_{-1334}	$3.22^{+0.54}_{-0.31}$	$1.19^{+0.18}_{-0.49}$	$0.56^{+0.05}_{-0.09}$	0.39	60
J-551 E	-9.45	$-9.62^{+0.29}_{-0.23}$	10561^{+787}_{-1507}	$3.16^{+1.14}_{-0.40}$	$1.22^{+0.48}_{-0.53}$	$0.53^{+0.09}_{-0.08}$	-	96
J-245	-9.56	$-9.58^{+0.02}_{-0.23}$	10769^{+118}_{-710}	$3.20^{+0.50}_{-0.38}$	$1.14^{+0.05}_{-0.35}$	$0.57^{+0.06}_{-0.10}$	0.50	93
J-551 W	-9.56	$-9.66^{+0.91}_{-0.25}$	9641^{+2023}_{-1217}	$3.15^{+1.54}_{-0.57}$	$1.42^{+0.38}_{-0.59}$	$0.57^{+0.24}_{-0.10}$	-	79
J-047	-9.71	$-9.89^{+0.23}_{-0.03} / -9.67^{+0.03}_{-0.21}$ *	$11102^{+1048}_{-1345} / 10613^{+394}_{-1142}$ *	$3.01^{+0.45}_{-0.36} / 3.44^{+0.24}_{-0.44}$ *	$1.32^{+0.50}_{-0.39} / 1.27^{+0.43}_{-0.34}$ *	$0.51^{+0.07}_{-0.01} / 0.53^{+0.07}_{-0.04}$ *	-	61
J-135	-9.82	$-9.64^{+0.27}_{-0.23}$	10236^{+1063}_{-1142}	$3.23^{+1.14}_{-0.24}$	$1.26^{+0.43}_{-0.55}$	$0.55^{+0.06}_{-0.05}$	-	70
J-392	-9.83	$-9.61^{+0.23}_{-0.26}$	10733^{+1402}_{-502}	$3.19^{+0.48}_{-0.19}$	$1.17^{+0.08}_{-0.48}$	$0.55^{+0.07}_{-0.05}$	-	98

Nota. Aquí se presentan los resultados de la distribución posterior del mejor ajuste para cada estrella. Los nombres de las estrellas están identificados por 'J-' junto con los últimos tres números de su nombre según [Tabla 4.1](#). Los asteriscos (*) señalan estrellas que tienen dos ajustes aceptables con valores de medianas notablemente distintos para alguno de los parámetros.

También, se hizo un estudio sobre la componente de absorción de los modelos, para averiguar como podría estar afectando a los ajustes. En la [Figura 6.35](#) se observan las relaciones entre $H\gamma/H\beta$ y $H\alpha/H\beta$ todos los modelos de tipo espectral M. En el recuadro de la izquierda se tiene que las observaciones caen en una zona donde hay baja densidad de modelos y estos corresponden a las tasa de acreción más bajas. Por otro lado, se ve en el recuadro de la izquierda, que esos modelos que tienen valores del flujo de $H\alpha$ (sin escalar) de $\lesssim 4 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ corresponden a las tasas de acreción menores. Al visualizar los perfiles de estos modelos se confirmó que, en general, tienen las tres líneas de la serie de Balmer en absorción, lo que no corresponde con los perfiles de interés para esta investigación. En la [Figura 6.36](#) se presentan los perfiles representativos para los diferentes rangos de flujos de $H\alpha$. Para el flujo $H\alpha < 4 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se observan los perfiles totalmente en absorción, mientras que para el rango de 4 a $6.5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se tiene que $H\beta$ y $H\gamma$ están en absorción, mientras que $H\alpha$ tiene una componente en emisión y otra en absorción. En el rango de 6.5 a $8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $H\alpha$ se consigue en emisión con alguna componente en absorción pequeña, en algunos casos, mientras $H\beta$ y $H\gamma$ poseen emisión y una componente en absorción significativa. Finalmente, para $H\alpha > 8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, se consiguen las tres líneas en emisión, con ciertas componentes pequeñas en absorción.

Vale la pena resaltar que se observa una tendencia con respecto a la componente de absorción de $H\gamma$: Esta parece ser mayor en todos los casos que la de $H\beta$, lo que podría tener implicaciones sobre las razones entre los flujos de ambas líneas.

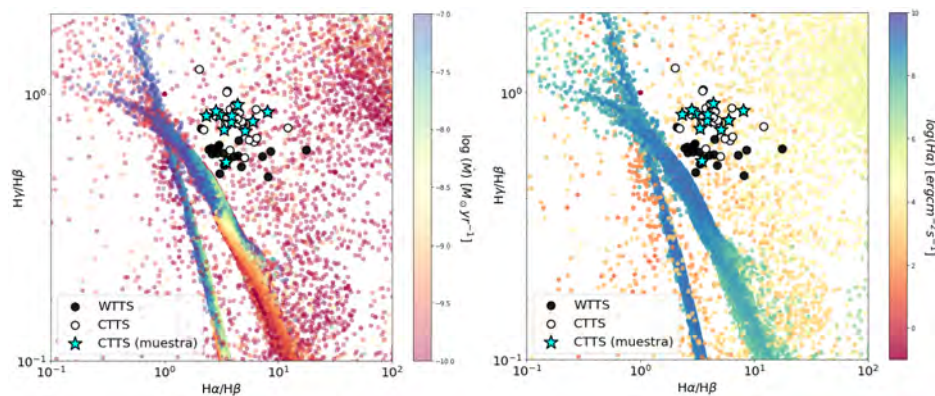


Figura 6.35: Relación entre las razones entre los flujos de las líneas $H\gamma/H\beta$ y $H\alpha/H\beta$. Se presentan los flujos de todos los modelos de los tipos espectrales M1 hasta M5. Se añadieron los flujos de las WTTs (puntos negros), de las CTTS observadas (puntos blancos) y de la muestra de esta investigación (estrellas azules). Izq: Se indica la tasa de acreción de los modelos con un mapa de color. Der: Igualmente, se muestra el valor del flujo de $H\alpha$ para los modelos (sin escalar).

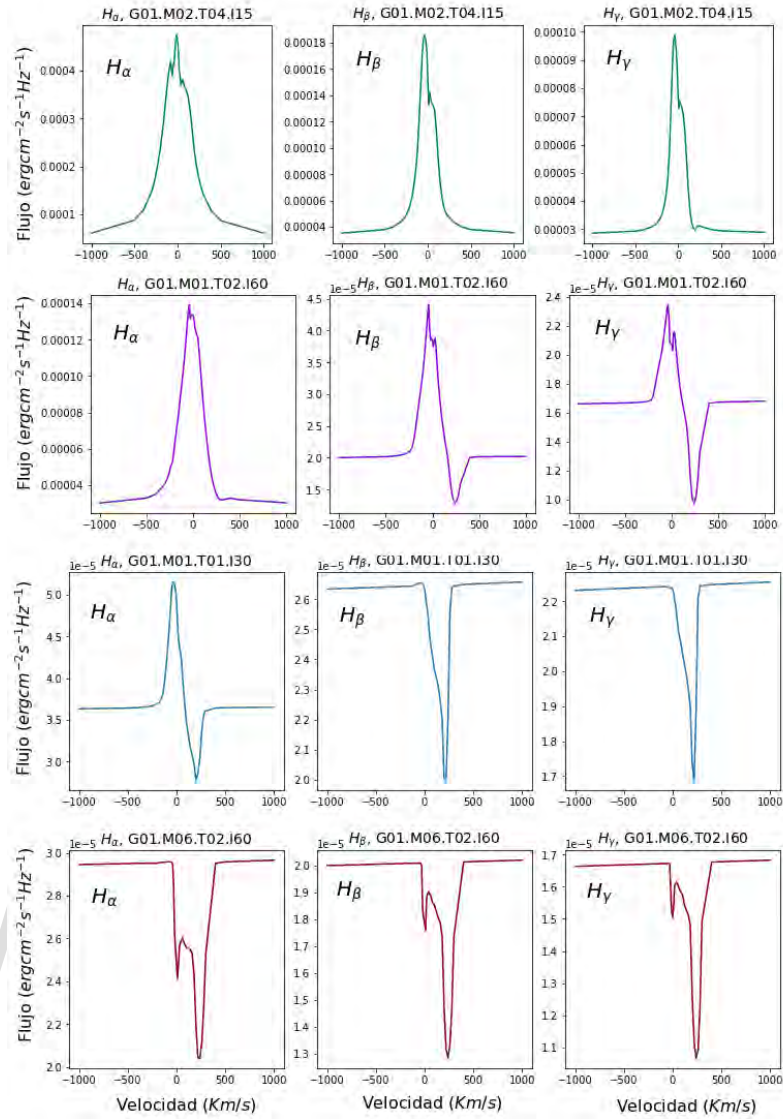


Figura 6.36: Perfiles representativos de los modelos de tipo espectral M1 para los rangos de flujo de $H\alpha$ según la Figura 6.35. De arriba hacia abajo a) Flujo $H\alpha < 4$, b) $4 < \text{Flujo } H\alpha < 6.5$ c) $6.5 < \text{Flujo } H\alpha < 8$ y d) $H\alpha > 8$. Todo en unidades de $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

6.2.1. He I 10830 Å

En el trabajo de [Thanathibodee et al. \(2022\)](#) se encontró una relación entre la morfología de los perfiles de la línea de emisión de He I 10830 Å y el estado de acreción de las estrellas T Tauri. Estos perfiles se clasifican en seis categorías que se muestran en la [Figura 6.37](#), y, dependiendo de a qué categoría pertenezca la línea de emisión de cada estrella, se puede inferir si se encuentra acretando. Por un lado, las componentes de absorción corridas al rojo son predichas por el modelo de acreción magnetosféricas, cuando el material que absorbe la radiación se aleja del observador en los flujos de acreción. Por otro lado, las componentes corridas al azul se asocian con vientos del

disco producidos por el proceso de acreción (Edwards et al., 2006). En el caso de emisión central sin ninguna otra característica se cataloga a la estrella como un posible acretor. Este es el mismo caso de la absorción central; esta puede ser una absorción corrida al rojo de baja velocidad para ciertas geometrías particulares, por lo que también se considera una posible señal de acreción. Finalmente, si el espectro no presenta ninguna característica se considera que no hay acreción, porque no hay ninguna evidencia de que haya material llegando a la magnetosfera que pueda causar absorción o emisión.

Así, se clasificaron los perfiles de la línea de emisión He I 10830 Å de la muestra [Figura 6.38](#). La clasificación se hizo según las características de las componentes de emisión y absorción ([Figura 6.37](#)):

- Tipo *b*: Componente en absorción corrida al azul.
- Tipo *r*: Componente en absorción corrida al azul.
- Tipo *br*: Dos componentes en absorción, una corrida al azul y la otra al rojo.
- Tipo *e*: Emisión central.
- Tipo *c*: Absorción central.
- Tipo *f*: Sin ninguna característica.

Cabe resaltar que la morfología de los perfiles de la muestra coincide con los esperados según esta clasificación. A partir de esto, se consiguió que todas las estrellas de la muestra parecen estar acretando.

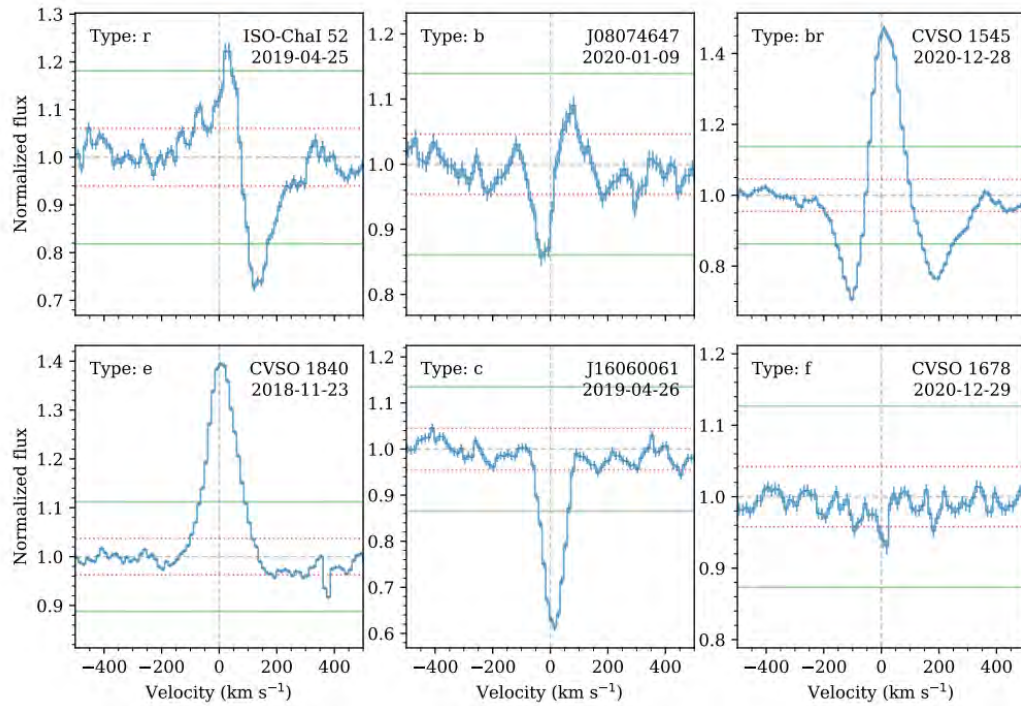


Figura 6.37: Clasificación de los perfiles He I 10830 Å según lo establecido en [Thanathibodee et al. \(2022\)](#). Los de la fila superior corresponden a estrellas acretoras y los de la fila inferior a las no acretoras.

www.bdigital.ula.ve

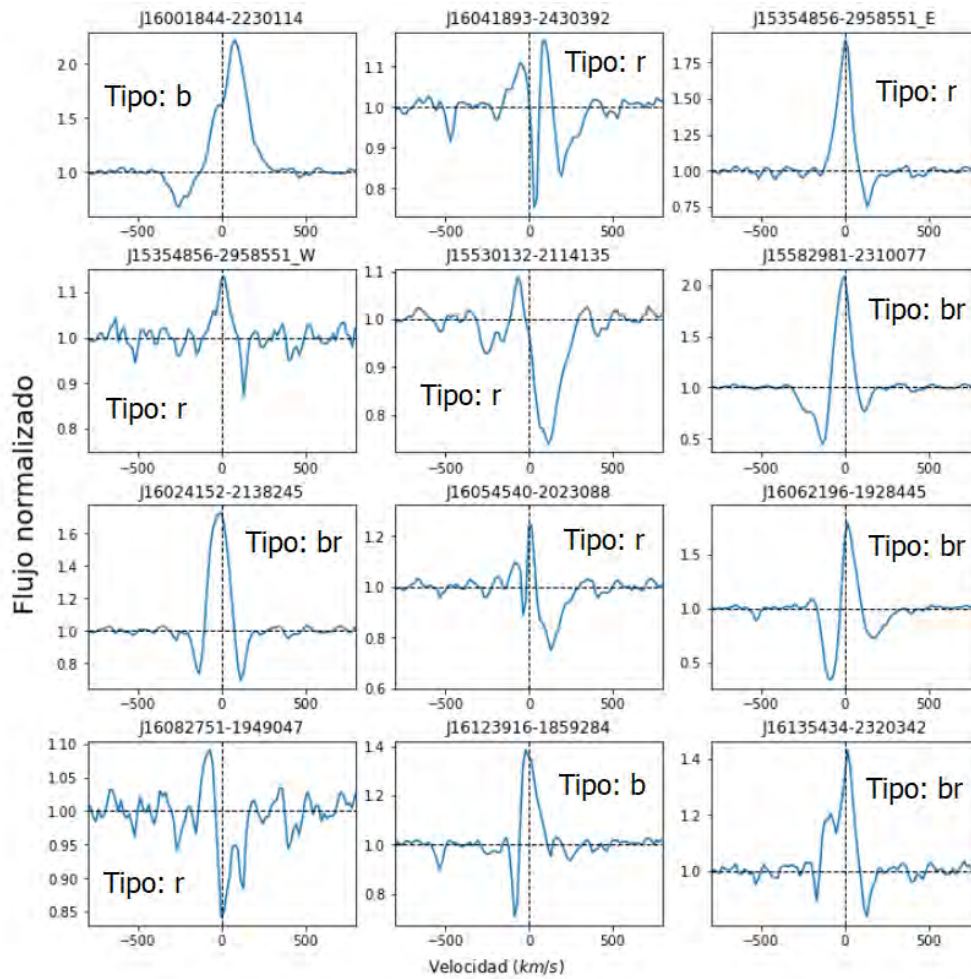


Figura 6.38: Perfiles He I 10830 Å de la muestra, clasificados según lo determinado por [Thanathibodee et al. \(2022\)](#)

Capítulo 7

Discusión y conclusiones

En esta investigación se analizaron los espectros de estrellas CTTS de la región de Upp Sco, comparando los flujos de sus líneas de emisión de la serie de Balmer ($H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$) con los flujos teóricos generados por un modelo de acreción magnetosférica. Esto se hizo con la intención de poner a prueba este modelo, particularmente para el estudio de estrellas en las últimas fases del proceso de acreción. Para lograr esto, se seleccionaron 12 estrellas de la muestra de [Manara et al. \(2020\)](#) a sus tasas de acreción reportadas y la morfología de los perfiles. Los flujos calculados para las líneas de emisión fueron comparados con una red de modelos utilizando el método estadístico del MCMC ([Capítulo 5](#)). El estado de acreción de estas estrellas fue confirmado utilizando el criterio de [Thanathibodee et al. \(2022\)](#).

Una de las problemáticas que se consigue al estudiar estrellas con bajas tasas de acreción es la de cuantificar la contribución de la cromosfera a la emisión total de las líneas. Aquí se propusieron dos métodos para hacer esa estimación: escalamiento del flujo de una WTTS del mismo tipo espectral y la descomposición de los perfiles por su morfología en una componente cromosférica y otra magnetosférica. Como tercer método, se hizo la comparación de las observaciones con los modelos despreciando la contribución cromosférica.

En el [Capítulo 6](#) se observó que, luego de la selección por el MCMC, los flujos de los modelos obtenidos se aproximan y convergen mejor cuando se estudian estrellas con mayores tasas de acreción. También, se encuentra que los resultados entre los tres métodos son similares para la mayoría de las estrellas, tanto cualitativamente (ajustes), como cuantitativamente (medias de la distribución posterior del MCMC).

Por otro lado, los ajustes de los modelos a los flujos observados son mejores cuando se utiliza el método de descomposición, en el sentido de que la dispersión entre los flujos que se consiguen es

menor para este caso. Sin embargo, los parámetros que se derivan de la mediana de la distribución posterior marginalizada son similares a los de los otros dos métodos. Esto es cierto para la mayoría de los casos.

Al comparar las tasas de acreción reportadas por [Manara et al. \(2020\)](#) con aquellas obtenidas utilizando el método que proporciona el mejor ajuste, se puede observar que en todos los casos estas caen dentro del error reportado ([Tabla 6.25](#)). Esto indica que los métodos aquí planteados son consistentes con las determinaciones de L_{acc} por el método del *slab*. Sin embargo, hay que tomar en cuenta que, durante el muestreo del MCMC ([Capítulo 5](#)), se le dio un peso estadístico mayor a aquellos modelos que tuviesen tasas de acreción similares a aquellas calculadas por [Manara et al. \(2020\)](#) y se desconoce si esta tendencia se mantendría de caso contrario.

También, es importante discutir la razón por la que existen flujos de los modelos que tienden a 0. Esto se debe a que, cuando el perfil del modelo es de absorción, el flujo que se reporta para la línea se aproxima a cero. Es decir, no se toma la componente en absorción como un flujo negativo, ni se incluye de alguna otra manera en el cálculo.

Hay una tendencia de los ajustes del método sin cromosfera a tener esos flujos bajos, lo que no sucede con los métodos donde se toma en cuenta la contribución cromosférica. Esto se puede explicar considerando la manera en la que se hacen las comparaciones: en el caso del método sin cromosfera, para una línea en particular se compara el flujo de las observaciones (F_{obs}) directamente con el flujo teórico del modelo, (F_{mod}). Esto permite que los valores del F_{mod} que luego se presentan en el ajuste puedan adquirir valores muy bajos, tendiendo a cero, por lo anteriormente mencionado referente a la componente de absorción. Por el contrario, en el caso de los otros dos métodos se realiza la comparación de F_{obs} con $F_{mod} + F_{crom}$, donde F_{crom} es el flujo de emisión cromosférica. Debido a esto, aunque se muestreen regiones en el espacio de parámetros de modelos cuyos flujos sean muy bajos, estos se sumarán a la contribución cromosférica y se generará una cota inferior; un flujo mínimo para cada una de las líneas de emisión.

Por otro lado, se consigue que hay una posible tendencia con los valores de R_i , los cuales parecen decrecer para mayores tasas de acreción, aunque no es concluyente. Se obtienen valores del orden de $\sim 3R_*$ para el radio interno, salvo por el caso de J16001844-2230114, una de las estrellas de mayor tasa de acreción de la muestra. Este resultado se puede contrastar con aquel de [Thanathibodee et al. \(2023\)](#), donde se obtiene mayor dispersión de valores de R_i para cierto rango de tasa de acreción, con valores desde $2R_*$ hasta $4.4R_*$. Cabe destacar que la muestra estudiada en ese caso

eran estrellas de tasas de acreción menores: $\log(\dot{M}) = -9.9M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ a $\log(\dot{M}) = -10.6M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Por otro lado, se consigue una tendencia similar a la que se observa en el trabajo de [Colmenares \(2023\)](#). Haciendo un análisis similar, se encuentra una tendencia para el ancho de la magnetosfera ΔR ; esta parece disminuir cuando aumenta la tasa de acreción como se puede observar en la [Figura 6.33](#). Esta es la misma tendencia que consigue [Thanathibodee et al. \(2023\)](#) para su muestra con menores tasas de acreción. Finalmente, tampoco se consigue ninguna tendencia con la tasa de extinción, lo que era de esperarse debido a lo bajas que son para esta zona, y cuán similares son entre sí.

Al comparar los resultados del método de descomposición con el de escalamiento, se determina que los anchos FWHM de las componentes cromosféricas son compatibles con las de las WTTS, salvo para las estrellas con tasas de acreción más altas ([Figura 6.32](#)). Es posible que para estas estrellas la contribución cromosférica real sea muy pequeña y ya no sea posible descomponer el perfil de manera confiable.

Es importante considerar que la presencia de las componentes de absorción en los perfiles de los modelos podría estar haciendo una diferencia significativa en los resultados, debido a que sólo se está tomando en cuenta la componente en emisión al momento de la comparación. Esto podría explicar la subestimación sistemática de $H\gamma$, debido a que la componente en absorción suele ser mayor que en las otras líneas y, por lo tanto, tendría flujos menores de los esperados ([Figura 6.36](#)).

Una forma en que se podría buscar solventar esto es ajustando la componente en emisión y en absorción por separado, calculando sus flujos para modelos y observaciones, y posteriormente haciendo la comparación. Otro método sería ajustar los perfiles de las observaciones, y no sólo los flujos integrados. También, cabe resaltar que la degeneración observada en los flujos de los modelos en la [Sección 2.3](#) puede tener repercusiones al momento del muestreo del MCMC, ya que hay unos mismos valores de flujo asociados a modelos con diferentes características ([Figura 2.9](#), [Figura 2.10](#), y [Figura 2.11](#))

También es relevante discutir las limitaciones que puede tener el MCMC como método de comparación en este caso. Este permite muestrear el espacio de parámetros que maximizan la *likelihood* [Ecuación 5.2](#). Al comparar con las observaciones los modelos resultantes (p. ej. [Figura 6.12](#)), lo hacemos con una muestra al azar de los parámetros, cuya distribución posterior marginalizada la vemos en 1 y 2D en el gráfico de esquina (p.ej. [Figura 6.3](#)). Dentro de esta selección aleatoria, los valores que caigan entre los percentiles indicados aparecerán con mayor frecuencia. Sin embargo, debido a las degeneraciones entre los parámetros, es posible que el valor de máxima probabilidad

de un parámetro no corresponda al de mayor probabilidad del otro. Eso podría tener como consecuencia que el modelo correspondiente al máximo de todos los parámetros no represente un buen ajuste. Esto lo podemos observar en la [Figura C.16](#), donde el intervalo de confiabilidad de T_{max} incluye valores poco probables para la tasa de acreción.

Más aun, es posible, como se muestra en la [Figura 6.22](#) y la [Figura C.28](#), que a pesar de que la distribución marginalizada de los parámetros muestra una tendencia clara, ningún modelo ajusta bien los flujos observados. En este caso el muestreo con el MCMC proporciona los parámetros para los cuales el modelo más se acerca a las observaciones, sin llegar a ajustar los flujos de forma satisfactoria.

Finalmente, se pueden resaltar los siguientes resultados principales de esta investigación:

- Se confirmó el estado de acreción de las estrellas de la muestra de Upp Sco, utilizando los perfiles de la línea He I 10830 Å y el criterio descrito en [Thanathibodee et al. \(2022\)](#).
- Se evidencia una relación inversa entre el ancho de la magnetosfera ΔR y la tasa de acreción \dot{M} , al igual que en [Thanathibodee et al. \(2023\)](#).
- No se observan tendencias según el valor de A_v para los ajustes o distribuciones posteriores.
- Los anchos FWHM del perfil de H α de las WTTS y de las componentes cromosféricas determinadas con el método de descomposición son consistentes para las estrellas con tasas de acreción $\log(\dot{M}) \lesssim -9$.
- Es posible utilizar el MCMC como método de muestreo para el espacio de parámetros de la red de modelos, y la posterior estimación de la geometría, T_{max} y $\log(\dot{M})$ para CTTS en las últimas etapas de acreción.
- Los métodos de descomposición y escalamiento para estimar la contribución cromosférica proporcionan resultados similares en la distribución posterior del MCMC, a pesar de que el primero resulta en mayores flujos cromosféricos.
- Se consiguen mejores ajustes para las estrellas de mayor tasa de acreción, así como resultados similares entre los tres métodos.
- Discrepancias en los resultados pueden originarse por la manera de tratar las componentes de absorción en el cálculo de los flujos de los modelos.

El método presentado para la estimación de parámetros referentes a la acreción magnetosférica para estrellas con baja tasa de acreción puede ser una herramienta útil para el estudio de las fases finales de este proceso. Asimismo, es necesario hacer estudios futuros sobre estrellas con estas características, poniendo a prueba los posibles métodos para estimar la contribución cromosférica a la emisión total de las líneas, así como explorar opciones para realizar una comparación más fiable de los modelos con las observaciones.

www.bdigital.ula.ve

Apéndice A

Galería de perfiles de las CTTS

Aquí se presentan las galerías de perfiles de $H\alpha$, $H\beta$, y $H\gamma$ para las estrellas de la muestra.

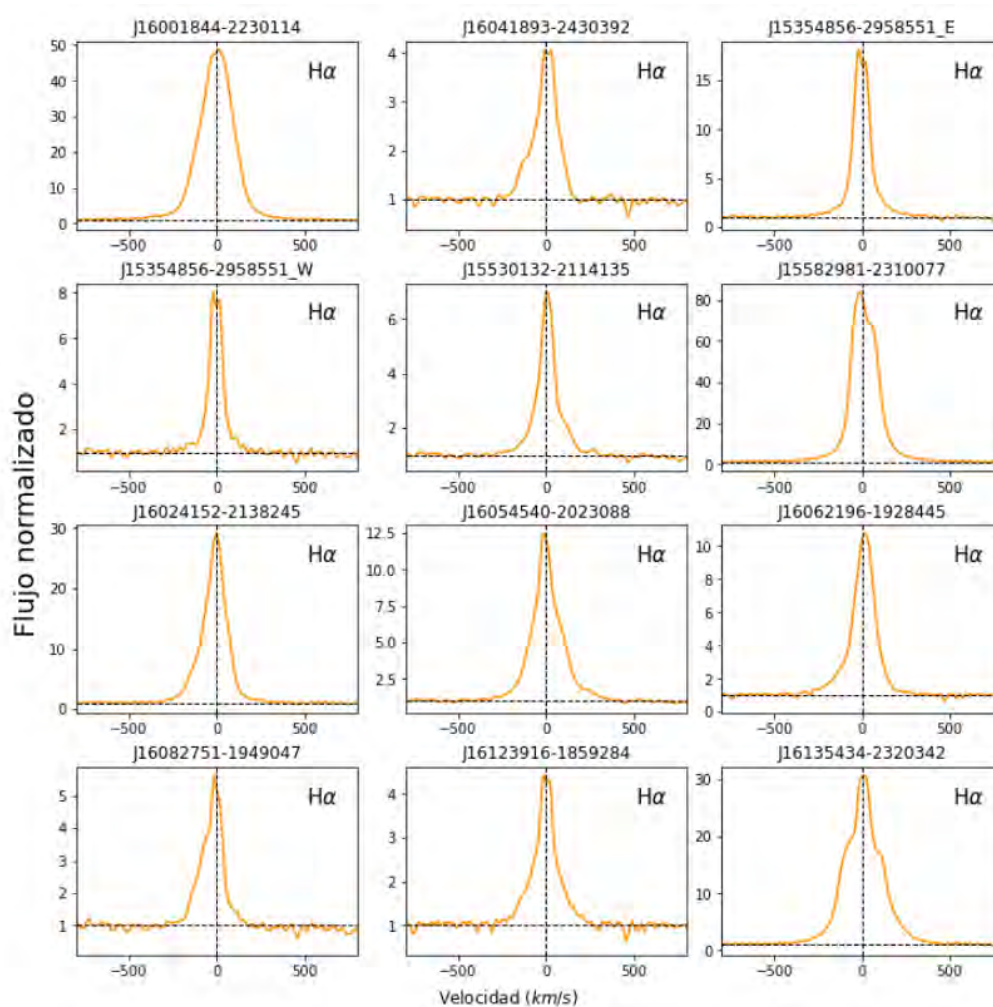


Figura A.1: Galería de perfiles de $H\alpha$ de las CTTS de la muestra.

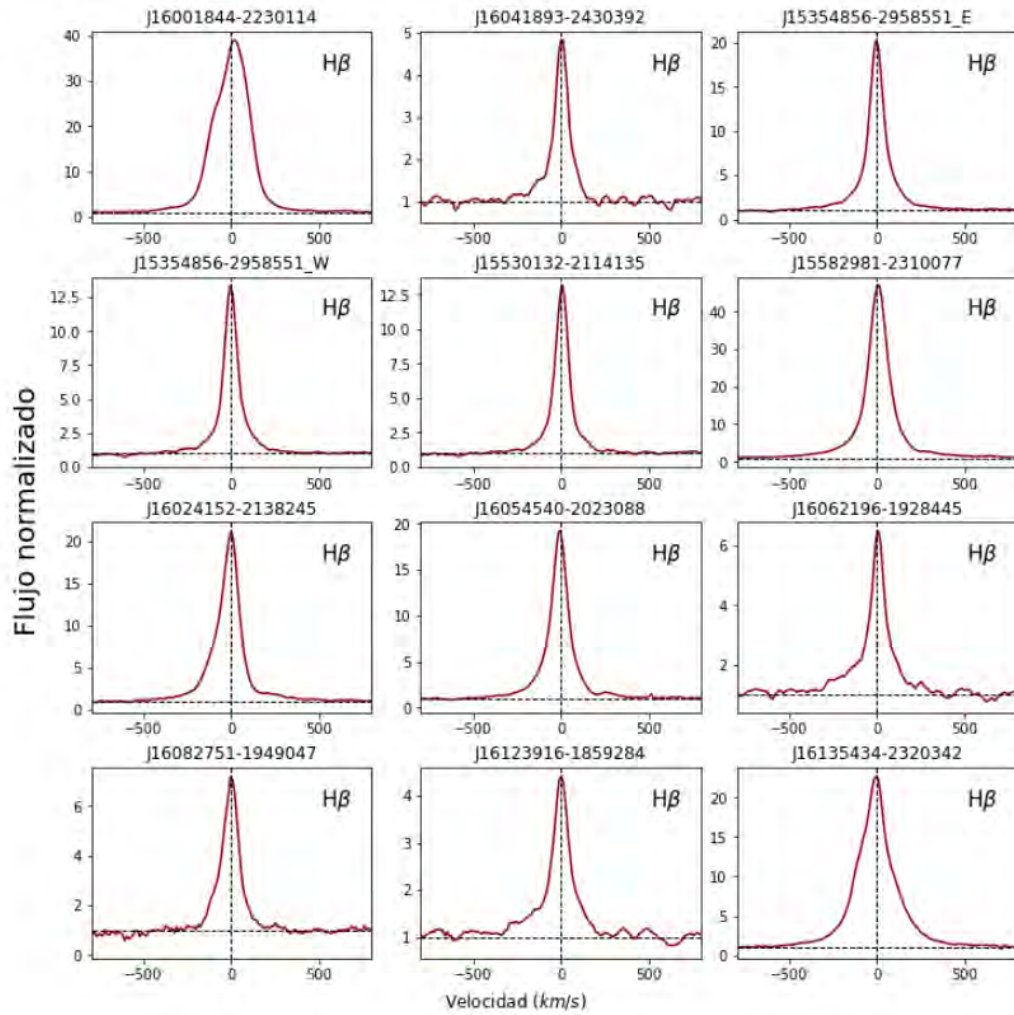


Figura A.2: Galería de perfiles de H β de las CTTS de la muestra

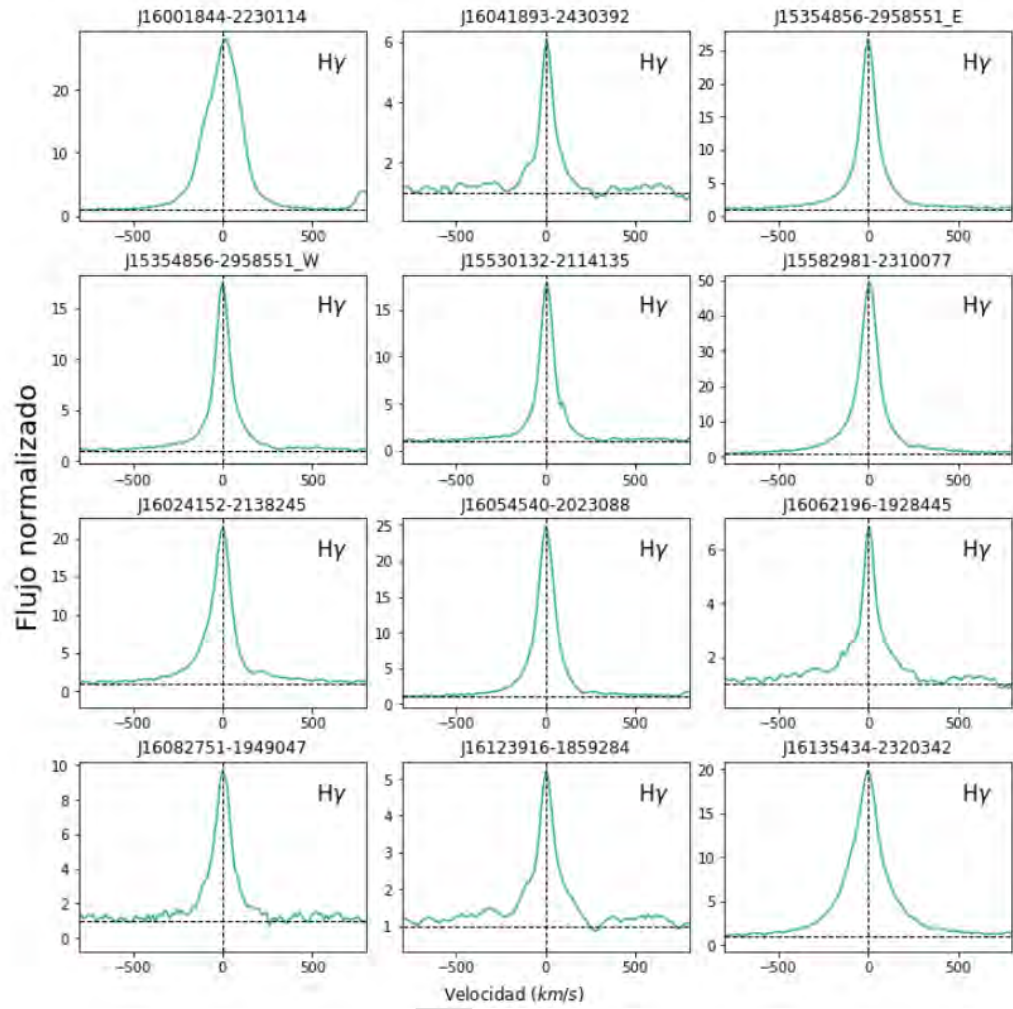


Figura A.3: Galería de perfiles de H γ de las CTTS de la muestra

Apéndice B

Descomposición de los perfiles de las CTTs

Aquí se presenta la descomposición de los perfiles de $H\alpha$, $H\beta$, y $H\gamma$, para las estrellas de la muestra.

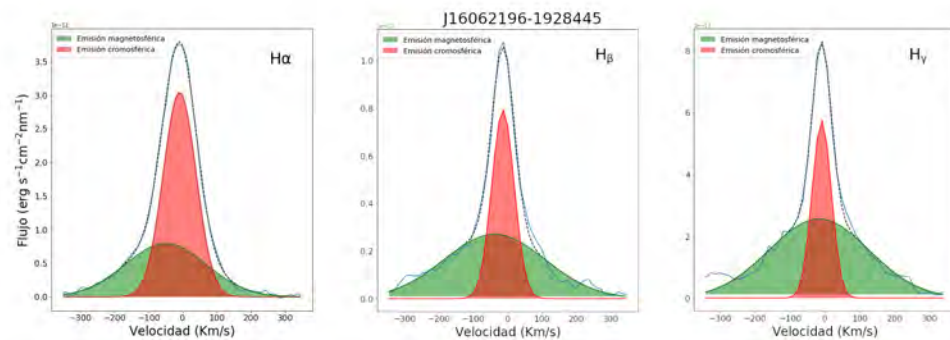


Figura B.1: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16062196-1928445. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

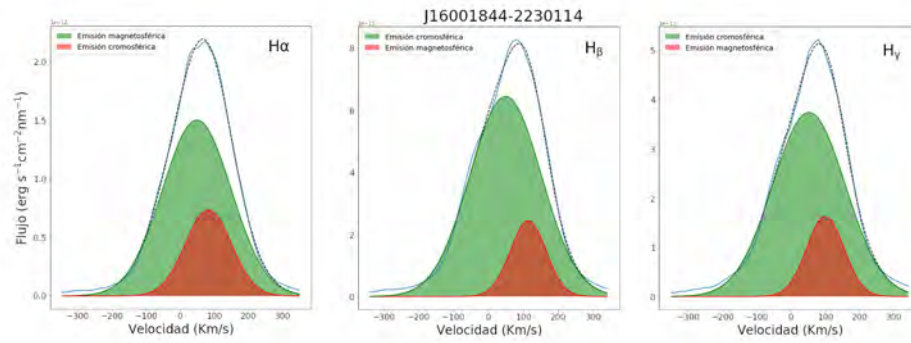


Figura B.2: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16001844-2230114. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

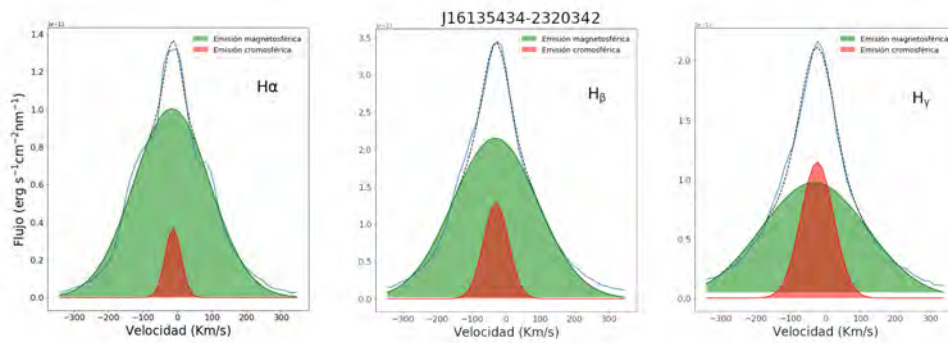


Figura B.3: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16135434-2320342. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

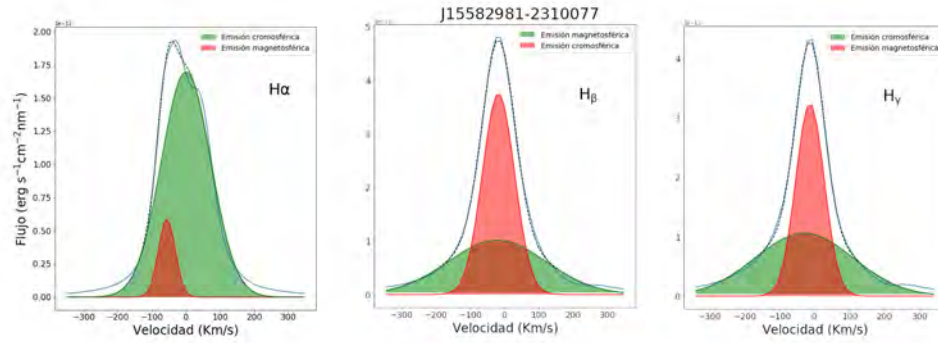


Figura B.4: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J15582981-231007. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

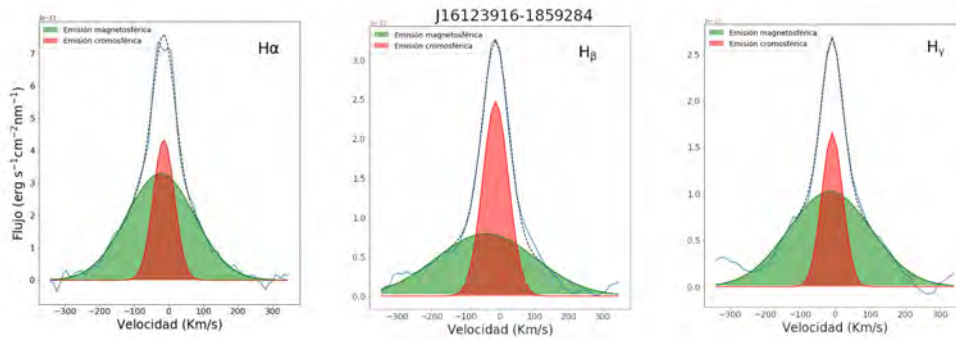


Figura B.5: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16123916-1859284. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

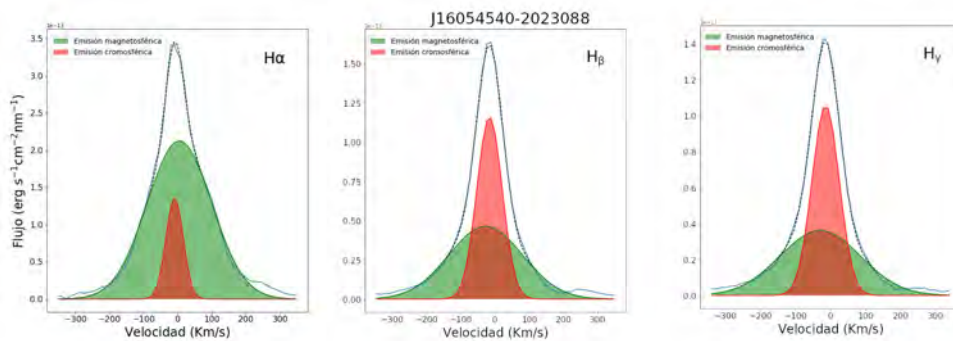


Figura B.6: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16054540-2023088. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

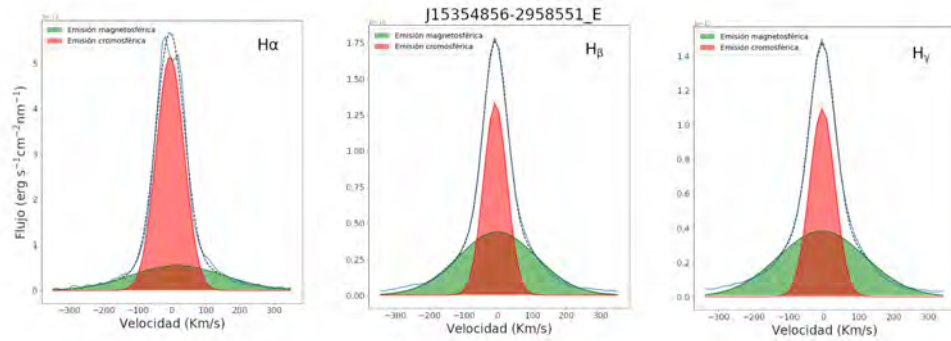


Figura B.7: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J15354856-2958551 E. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

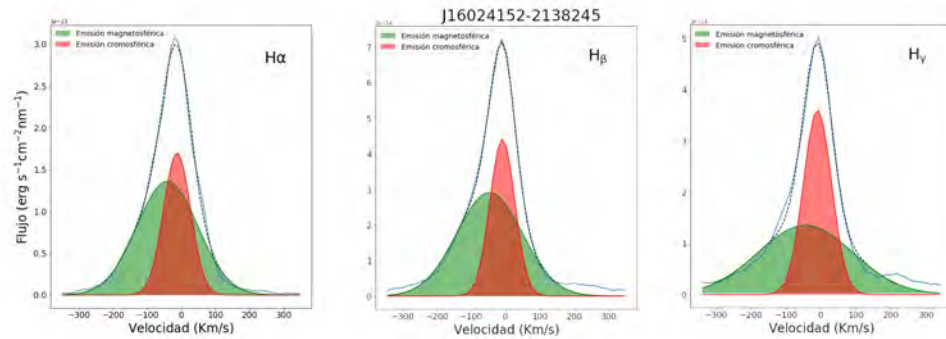


Figura B.8: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16024152-2138245. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

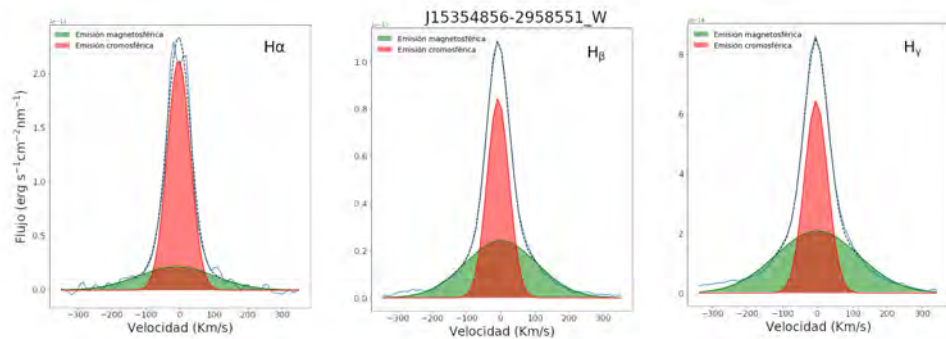


Figura B.9: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J15354856-2958551 W. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

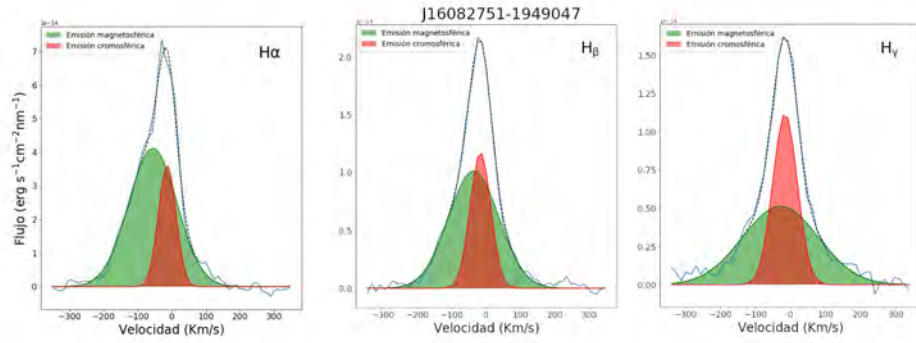


Figura B.10: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16082751-1949047. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

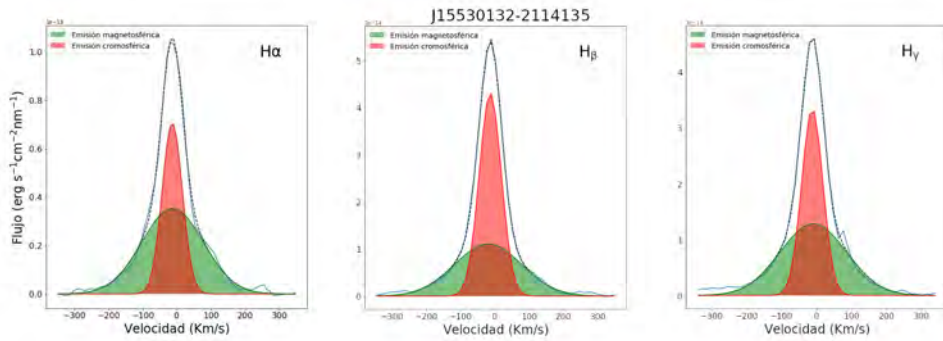


Figura B.11: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J15530132-2114135. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

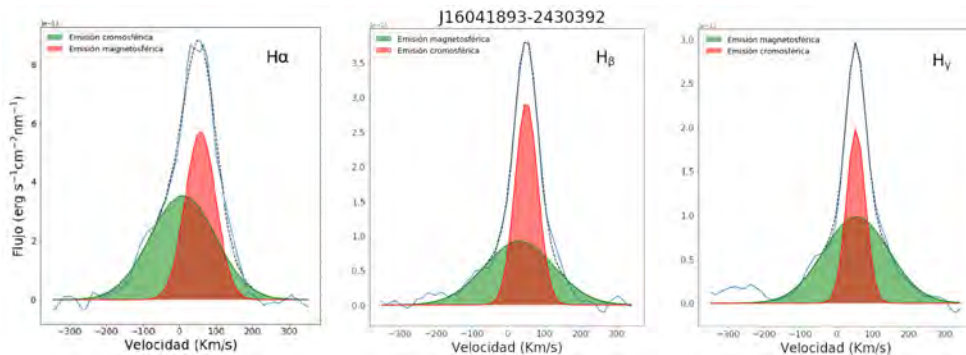


Figura B.12: Descomposición de los perfiles de las líneas de emisión para la estrella J16041893-2430392. El ajuste se realizó como se describe en el [Capítulo 4](#).

Apéndice C

Gráficos de esquina

C.0.1. J16062196-1928445

En este apéndice se presentan los gráficos de esquina con las distribuciones posteriores de las estrellas de la muestra, para los tres métodos.

www.bdigital.ula.ve

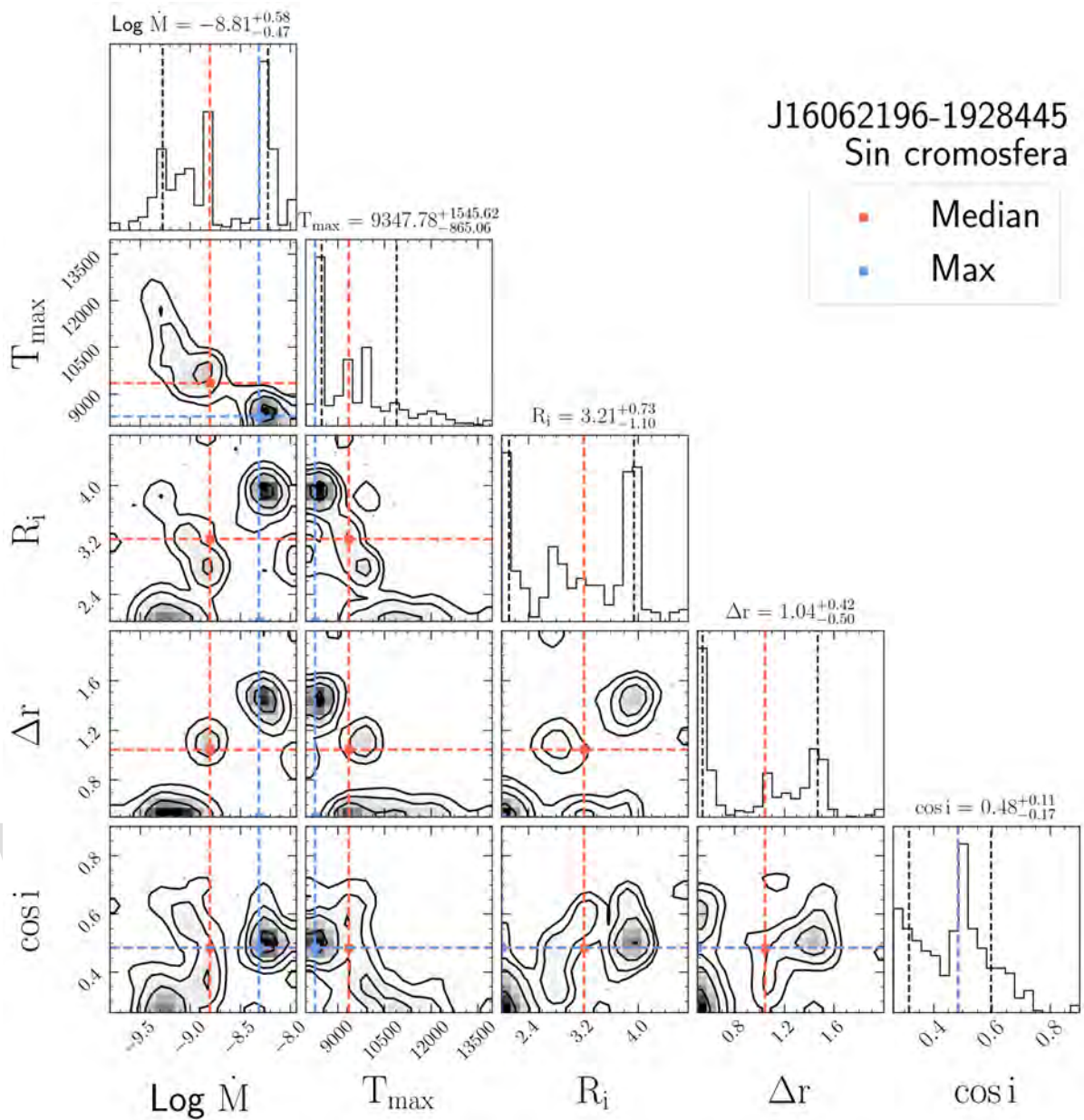


Figura C.1: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método sin cromosfera.

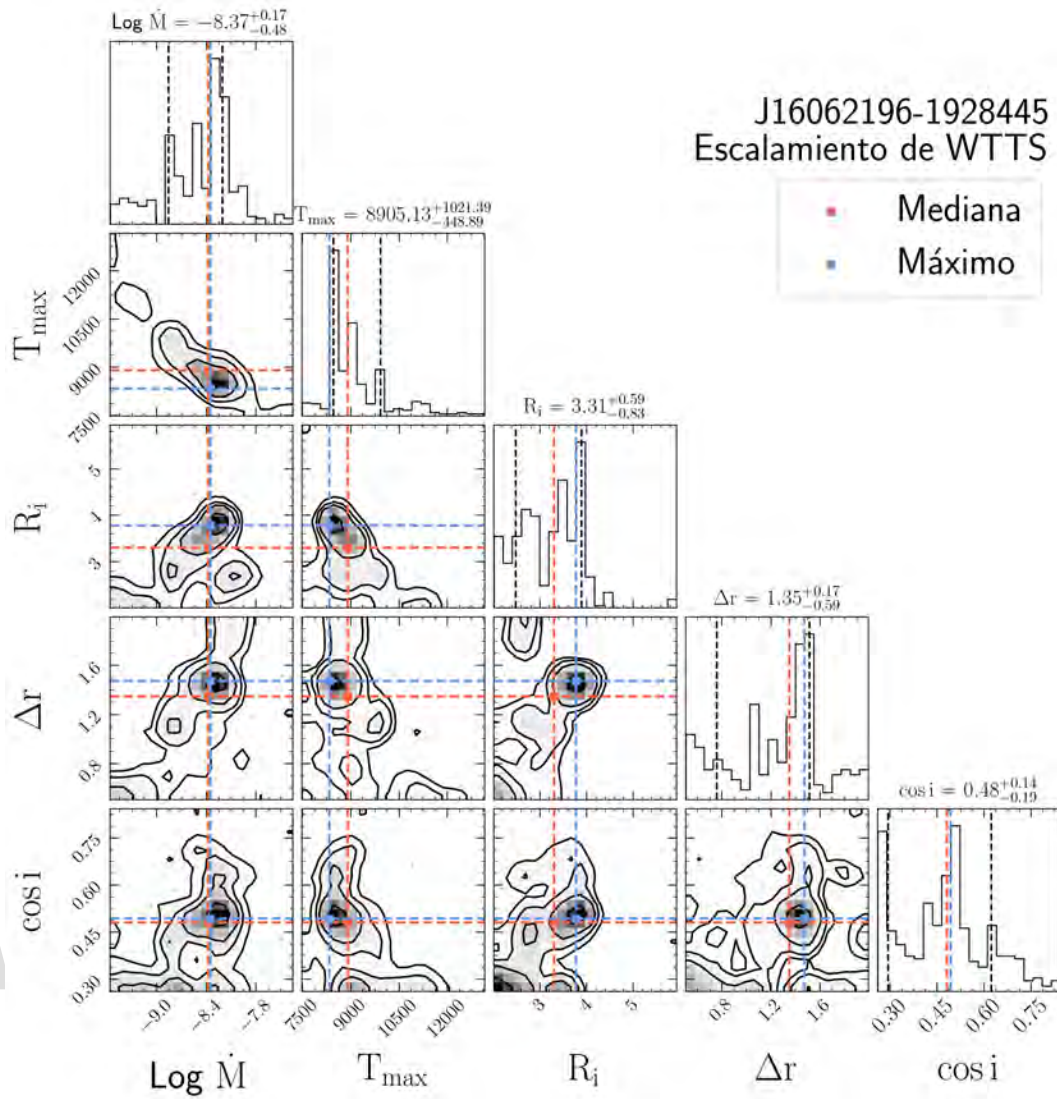


Figura C.2: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método de escalamiento.

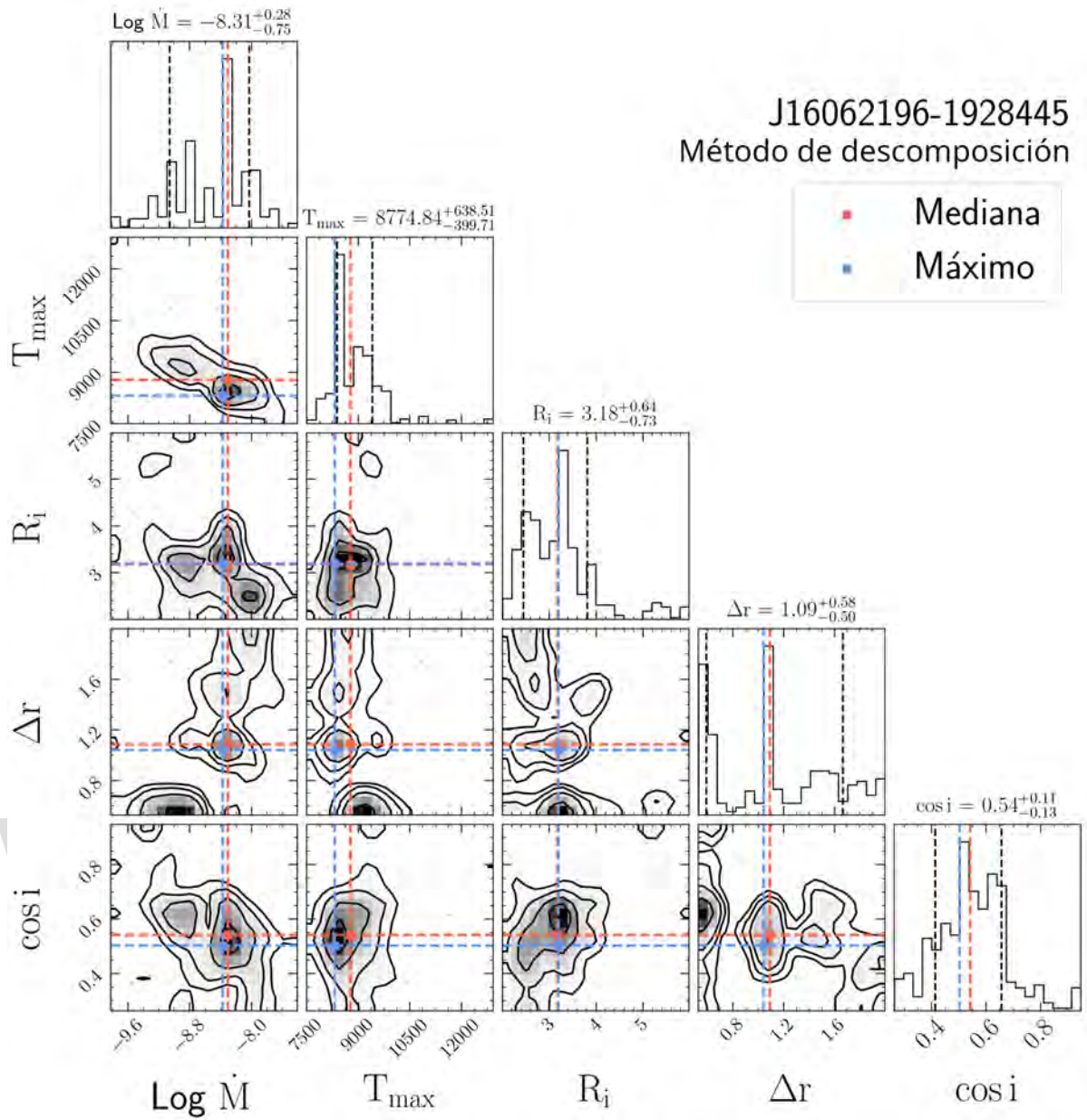


Figura C.3: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16062196-1928445 usando el método de descomposición.

C.0.2. J16001844-2230114

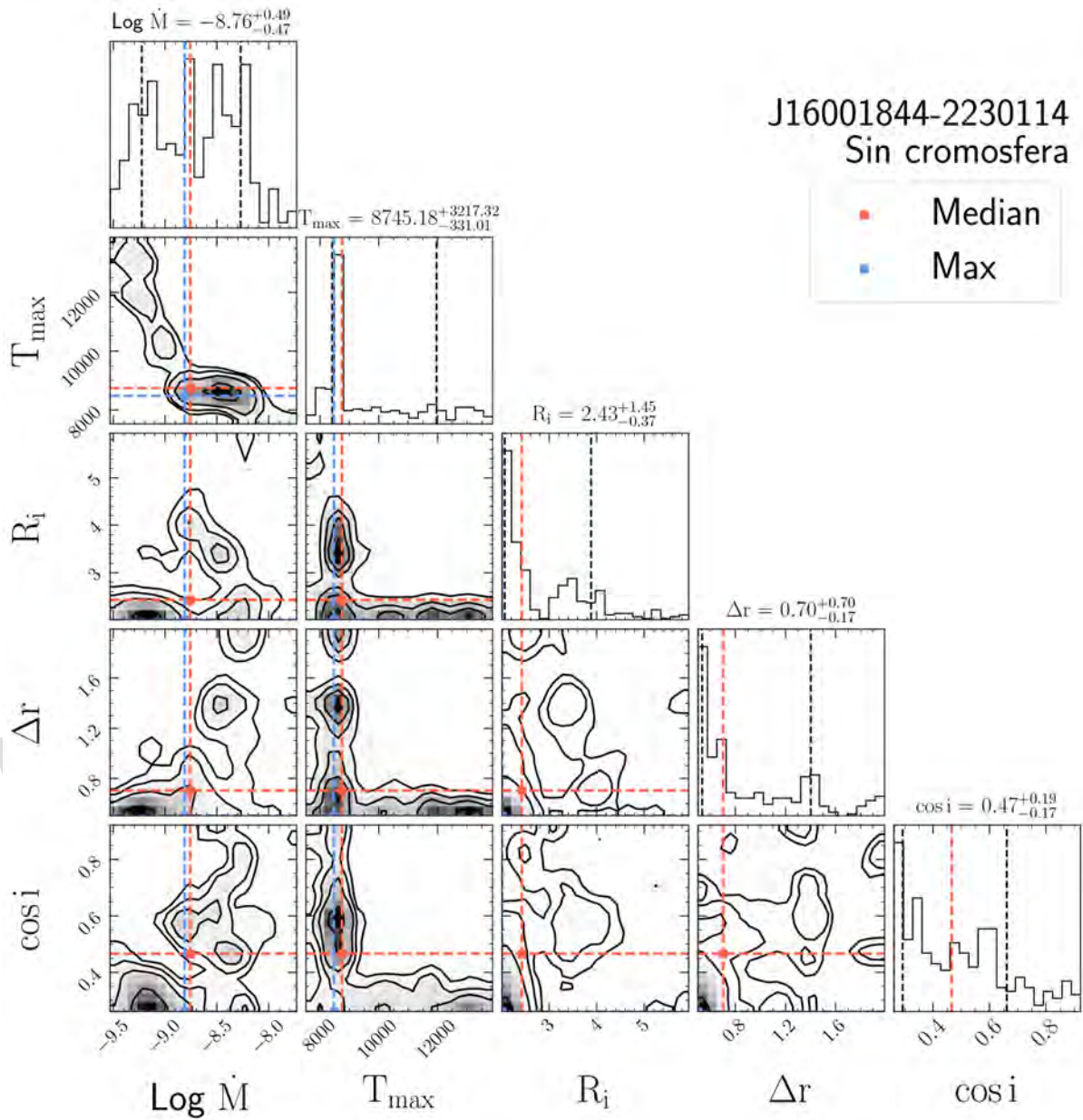


Figura C.4: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16001844-2230114 usando el método sin cromosfera.

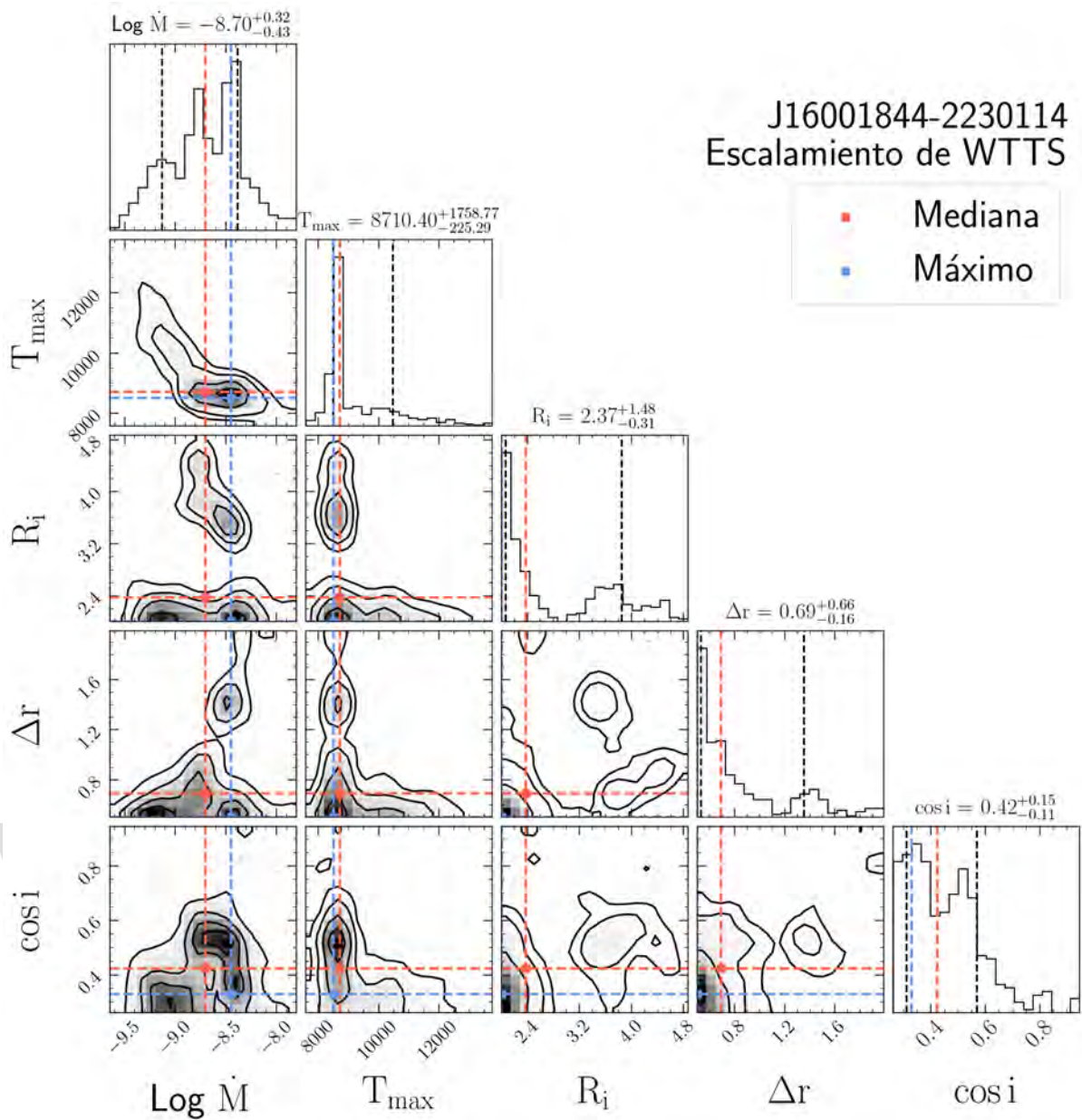


Figura C.5: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16001844-2230114 usando el método de escalamiento.

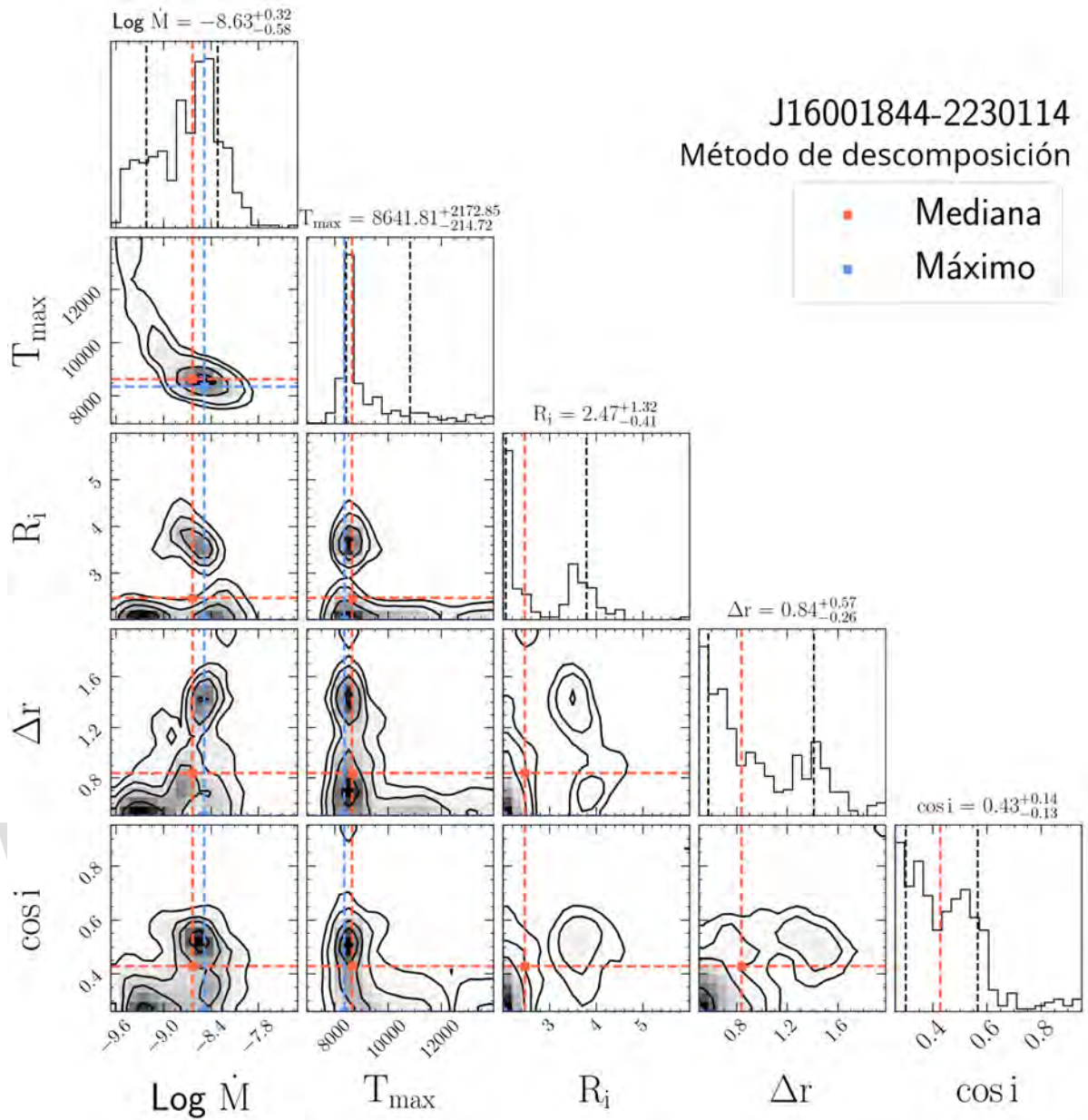


Figura C.6: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16001844-2230114 usando el método de descomposición.

C.0.3. J16135434-2320342

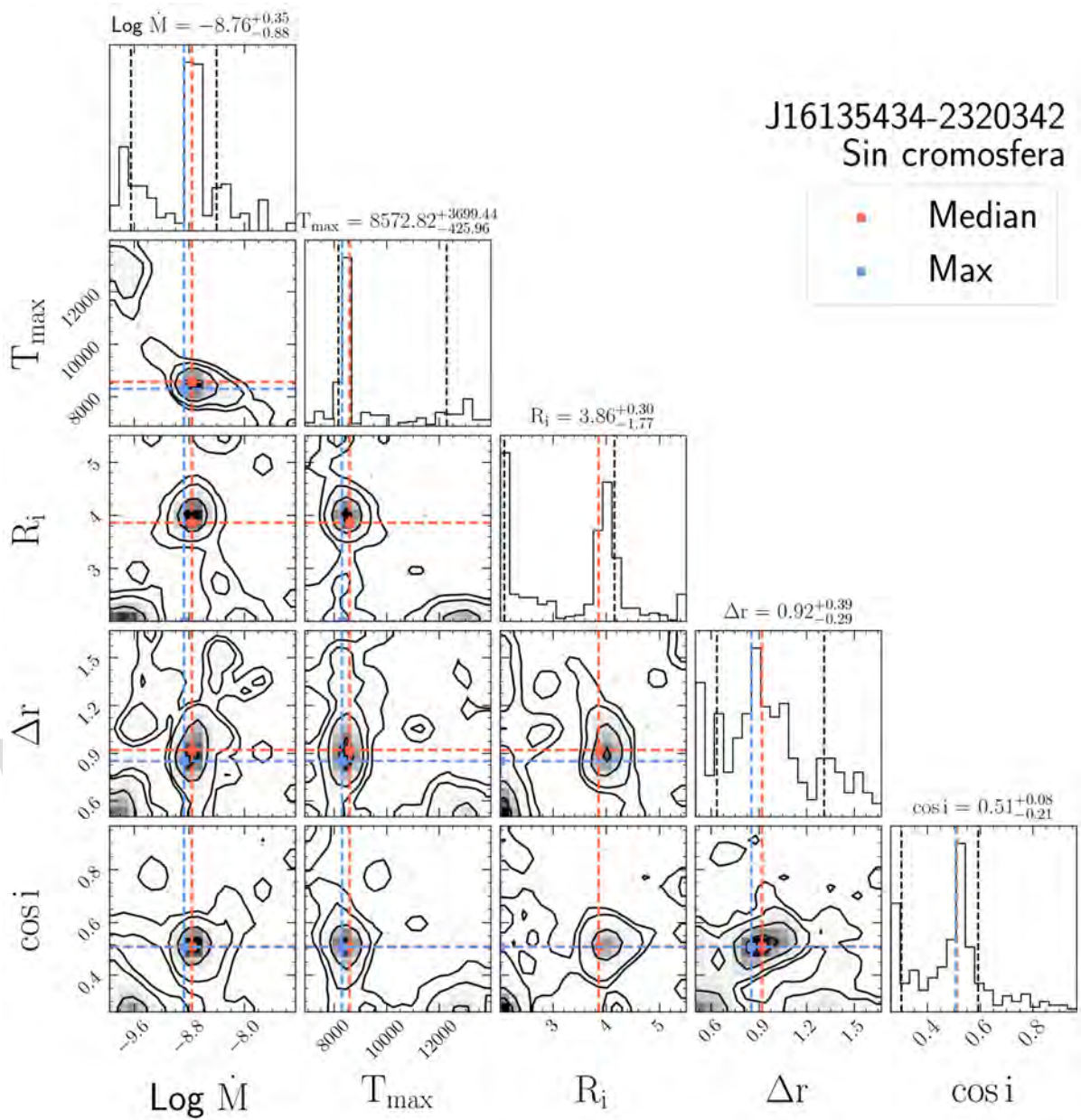


Figura C.7: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16135434-2320342 usando el método sin cromosfera.

J16135434-2320342
Escalamiento de WTTs

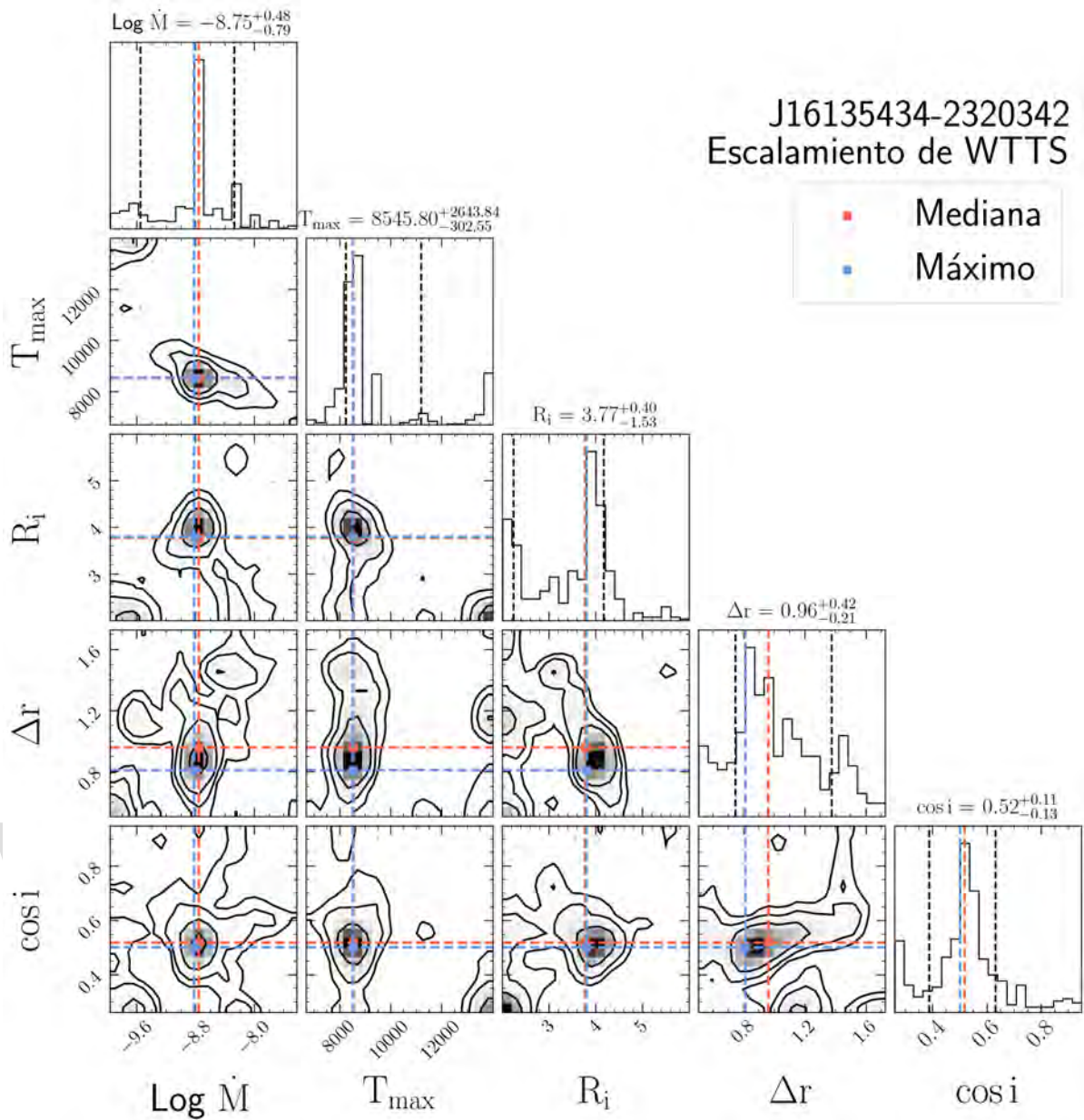


Figura C.8: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16135434-2320342 usando el método de escalamiento.

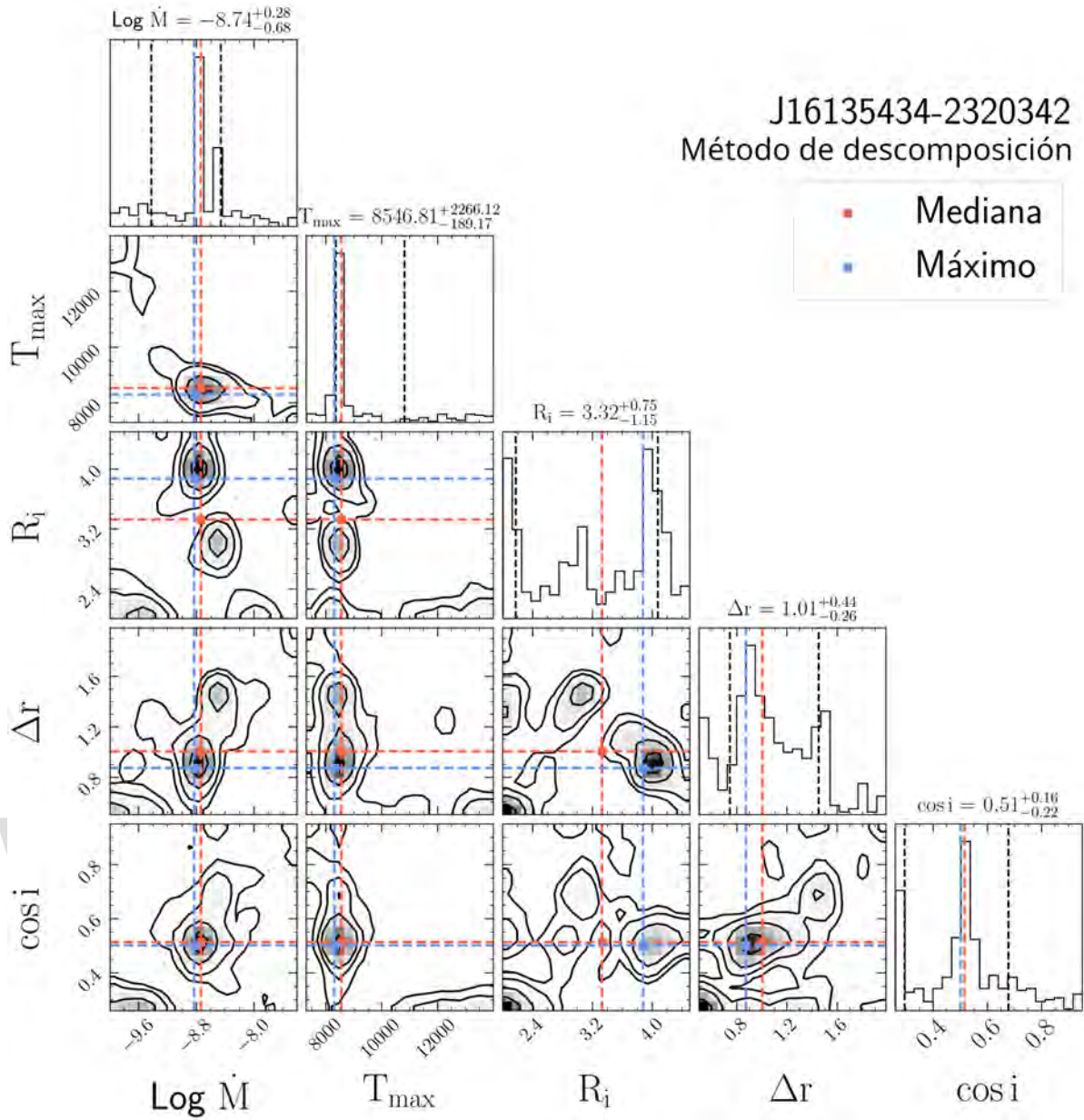


Figura C.9: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16135434-2320342 usando el método de descomposición.

C.0.4. J15582981-2310077

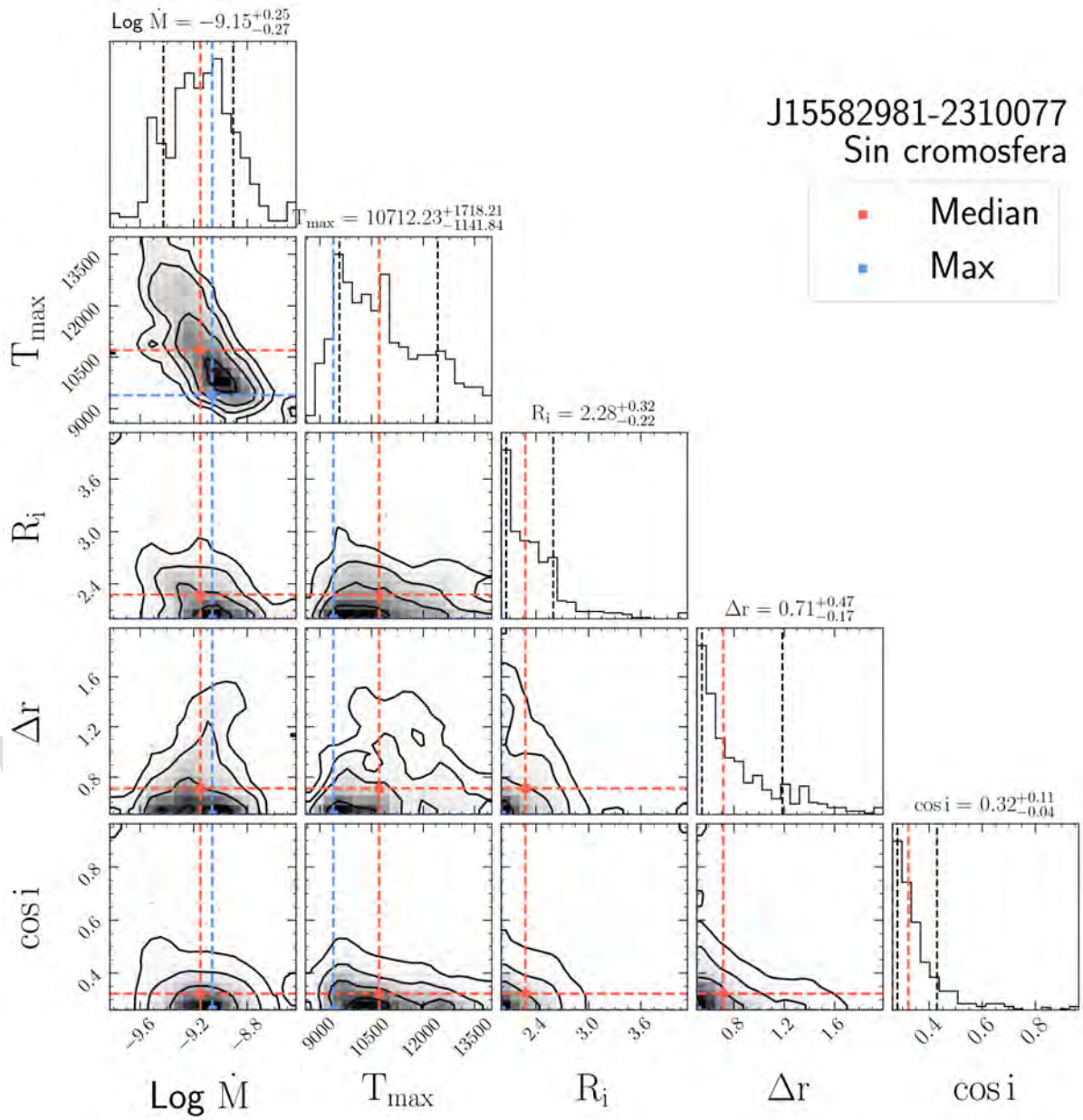


Figura C.10: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15582981-2310077 usando el método sin cromosfera.

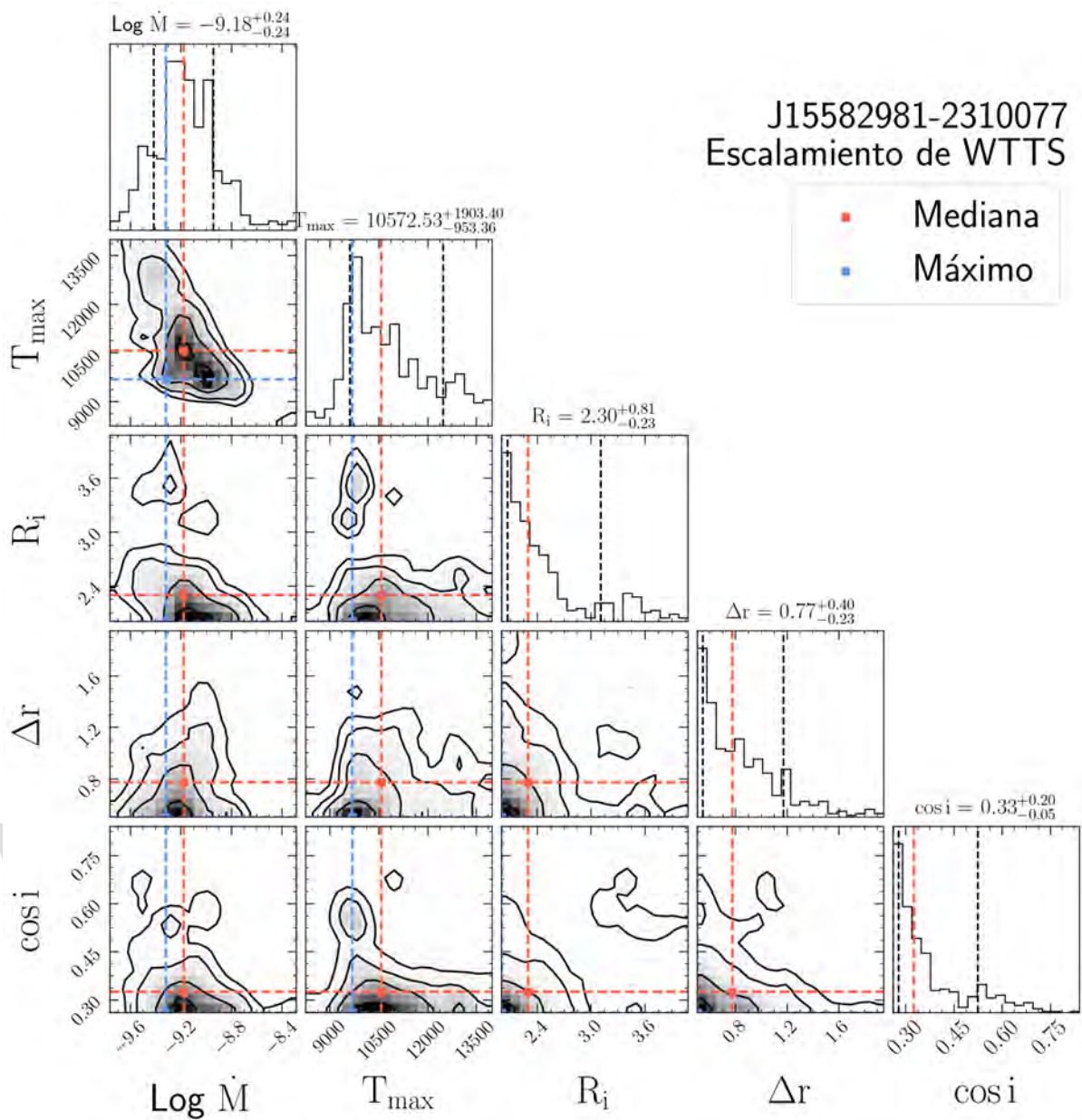


Figura C.11: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15582981-2310077 usando el método de escalamiento.

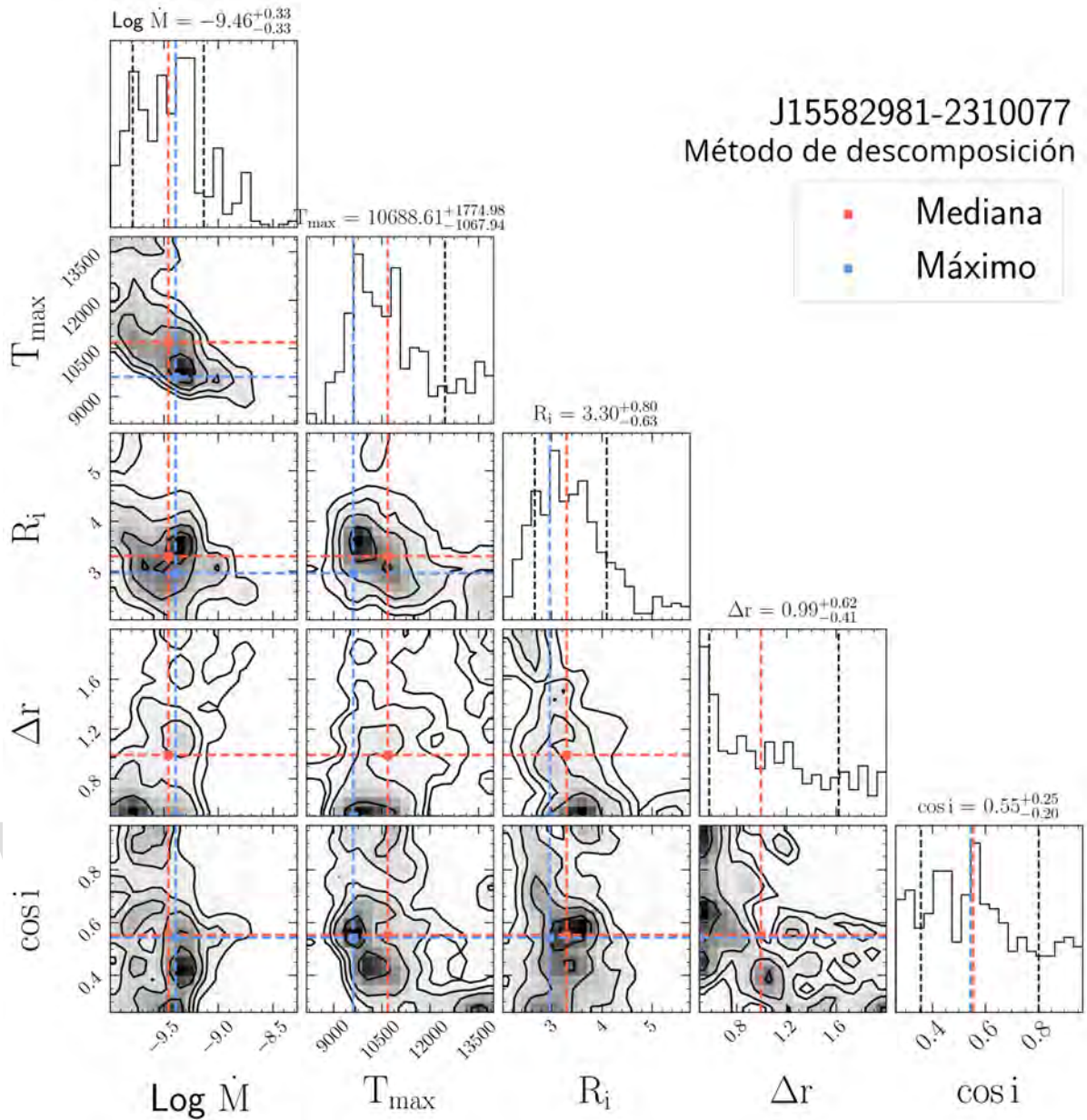


Figura C.12: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15582981-2310077 usando el método de descomposición.

C.0.5. J16123916-1859284

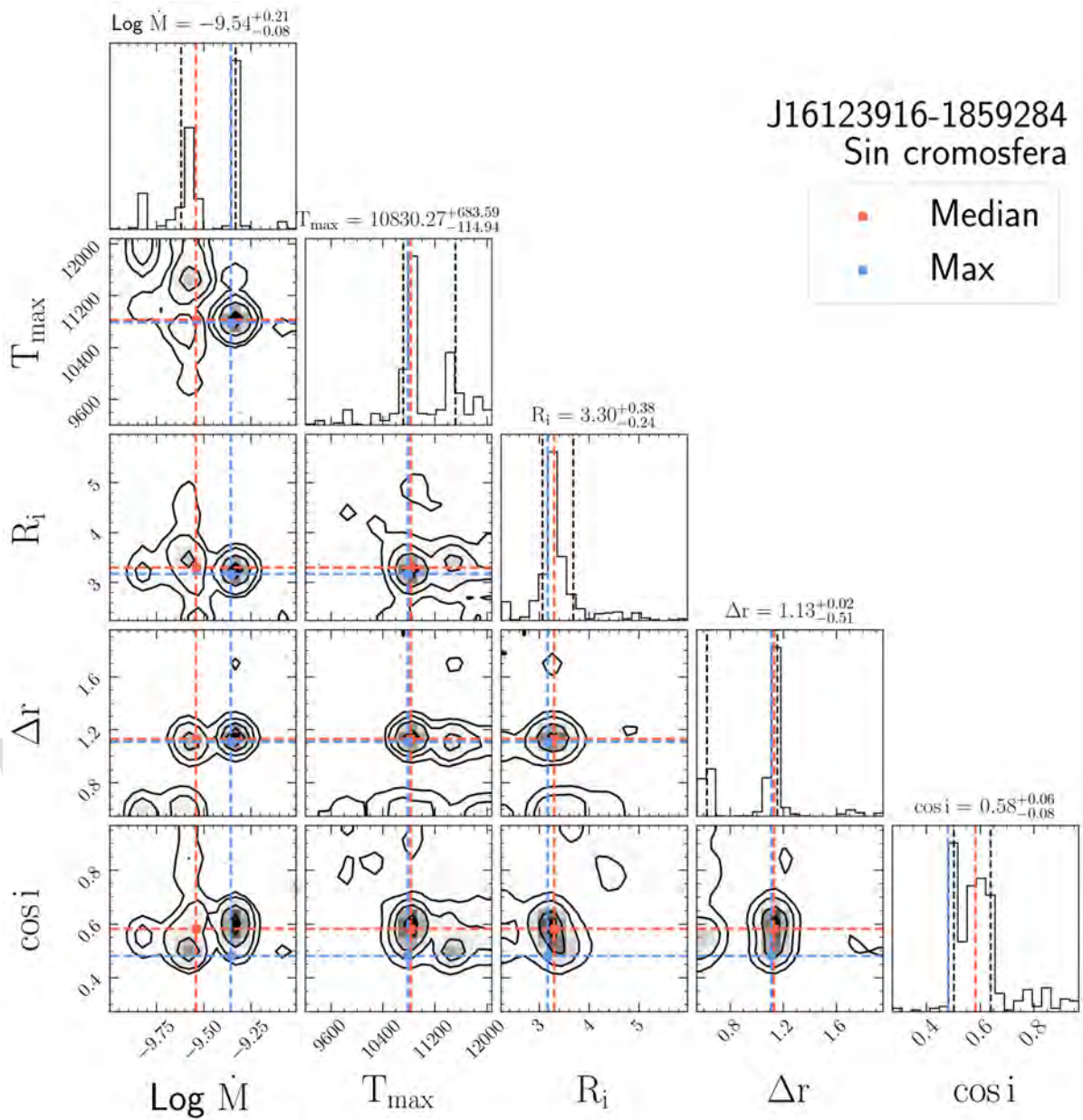


Figura C.13: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16123916-1859284 usando el método sin cromosfera.

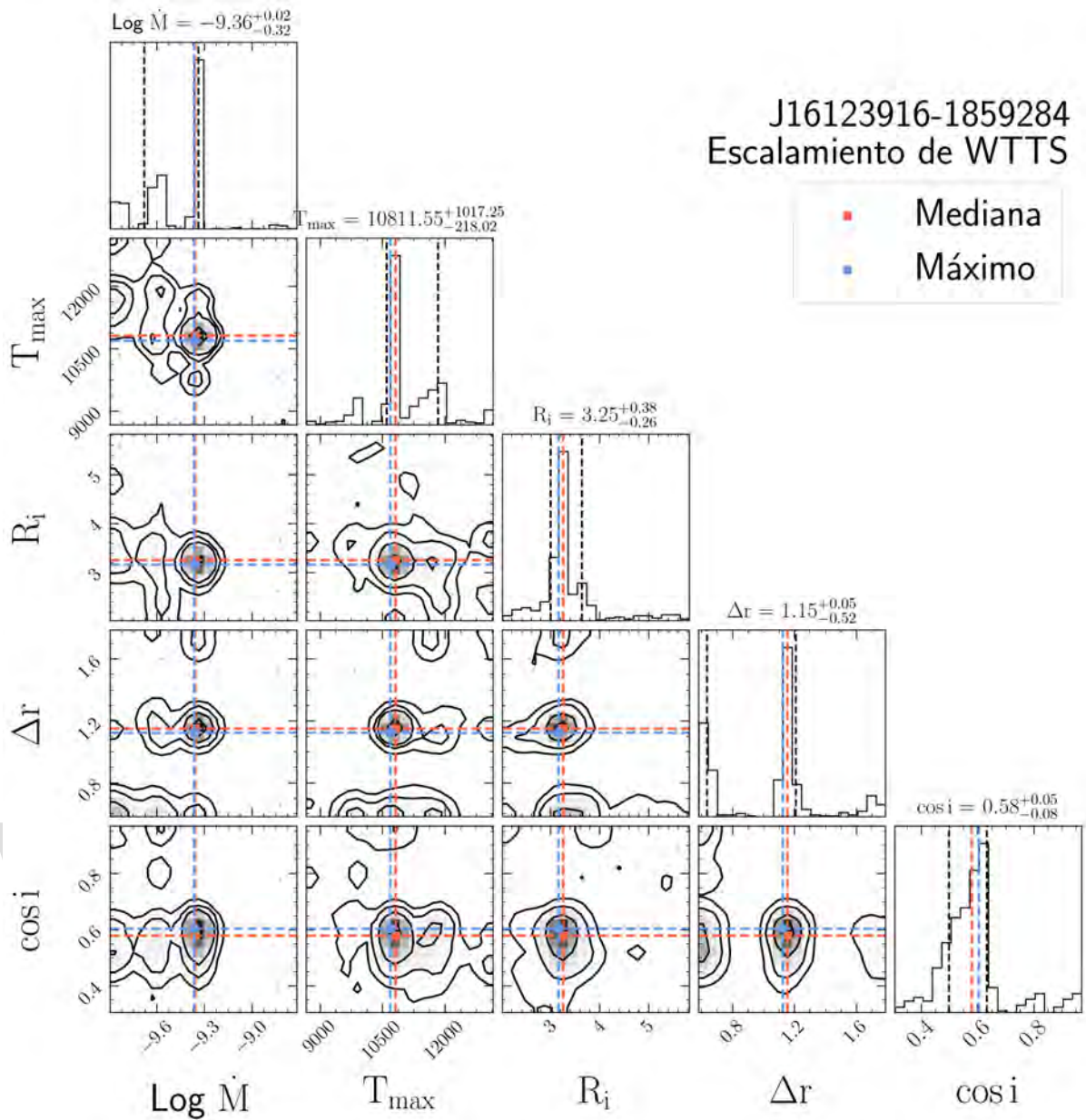


Figura C.14: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16123916-1859284 usando el método de escalamiento.

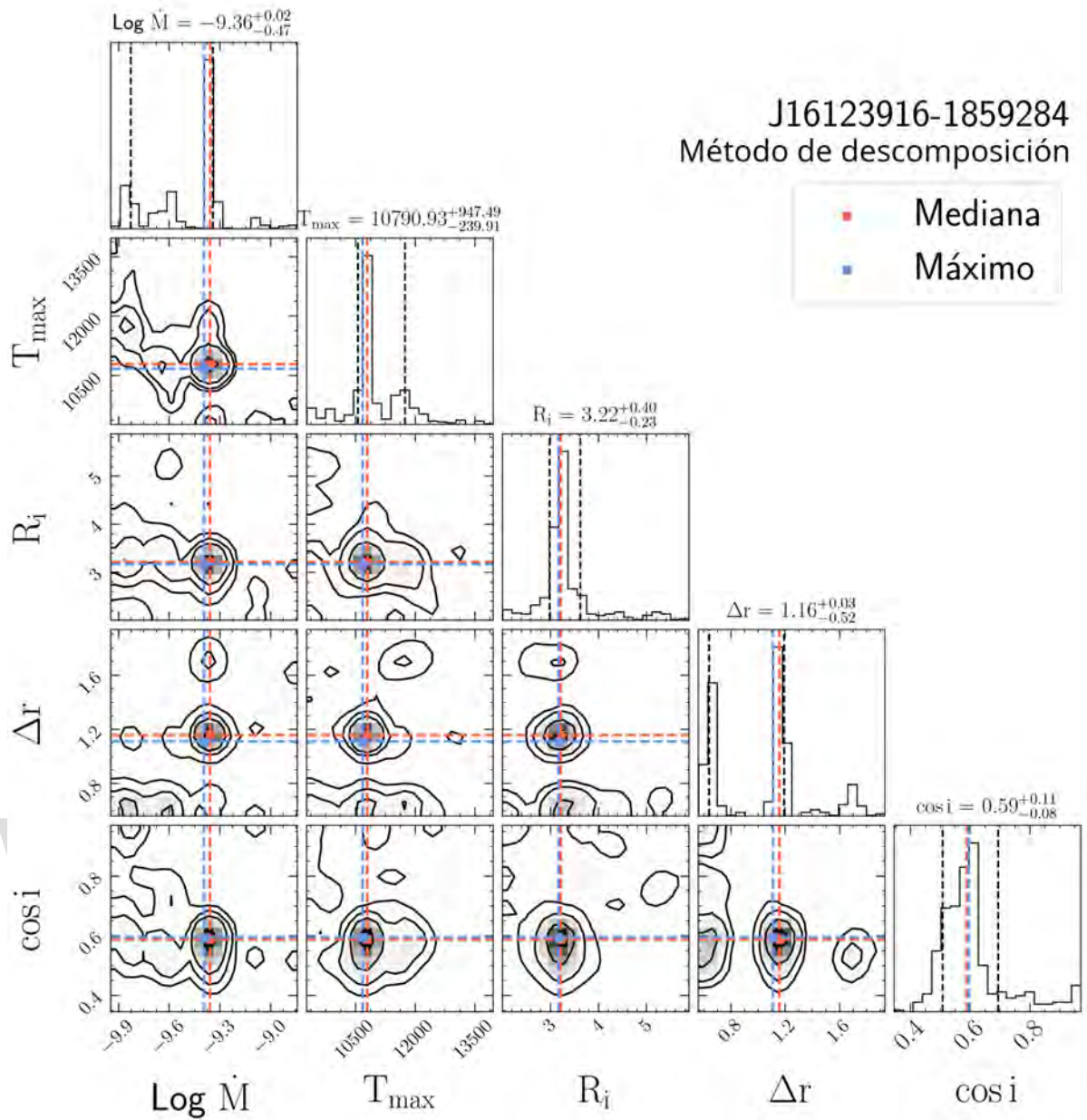


Figura C.15: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16123916-1859284 usando el método de descomposición.

C.0.6. J16054540-2023088

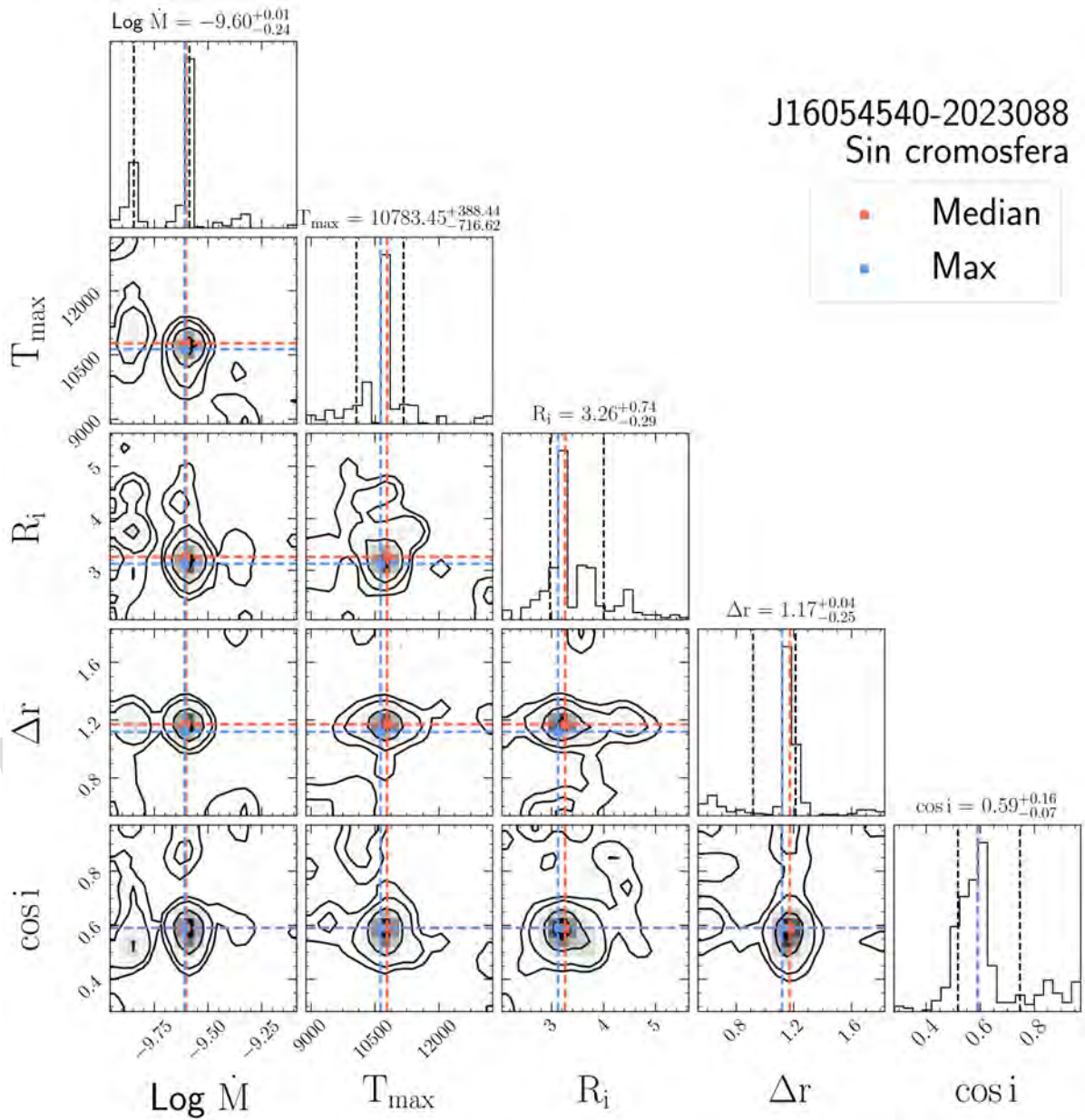


Figura C.16: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16054540-2023088 usando el método sin cromosfera.

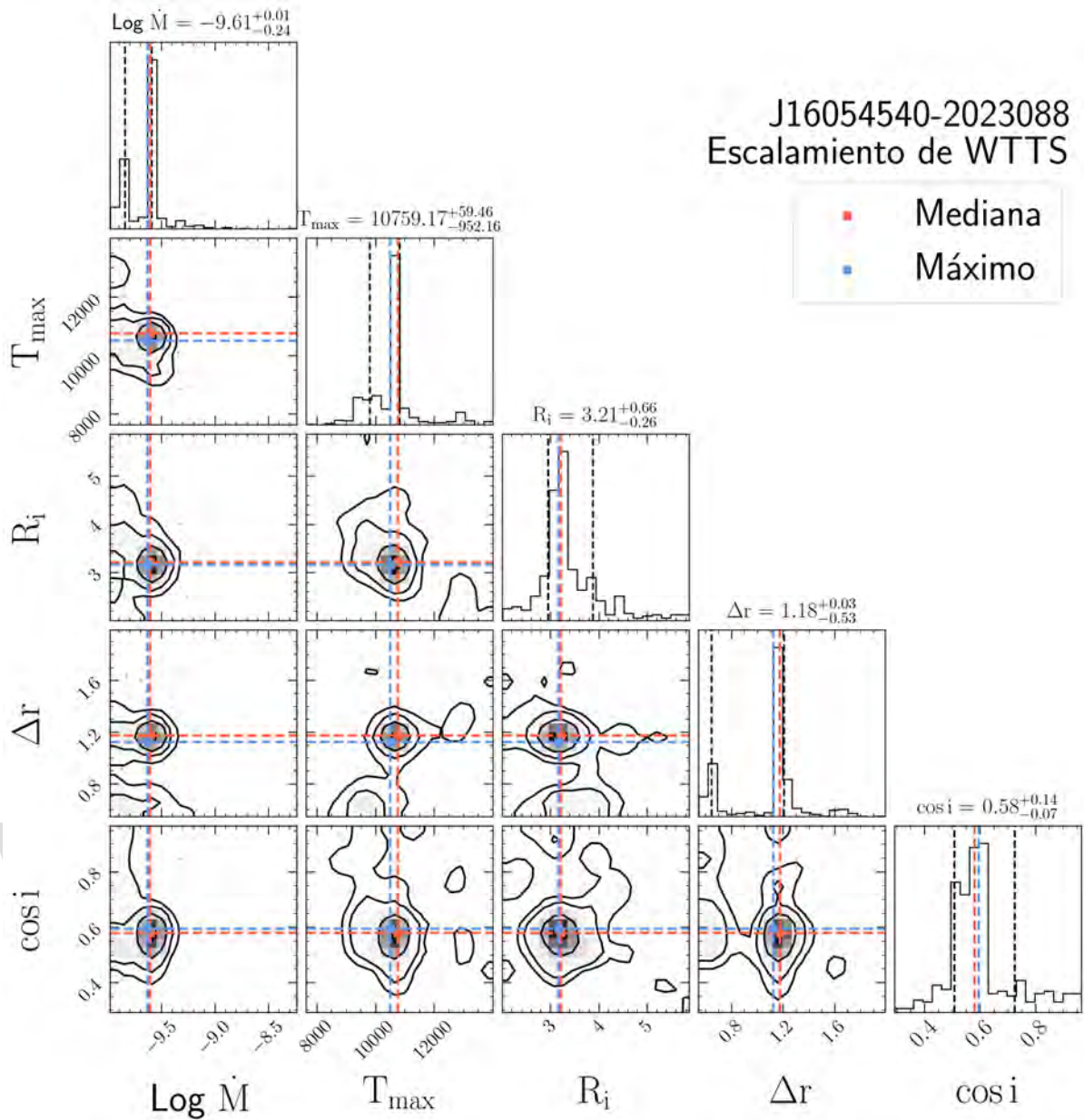


Figura C.17: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16054540-2023088 usando el método de escalamiento.

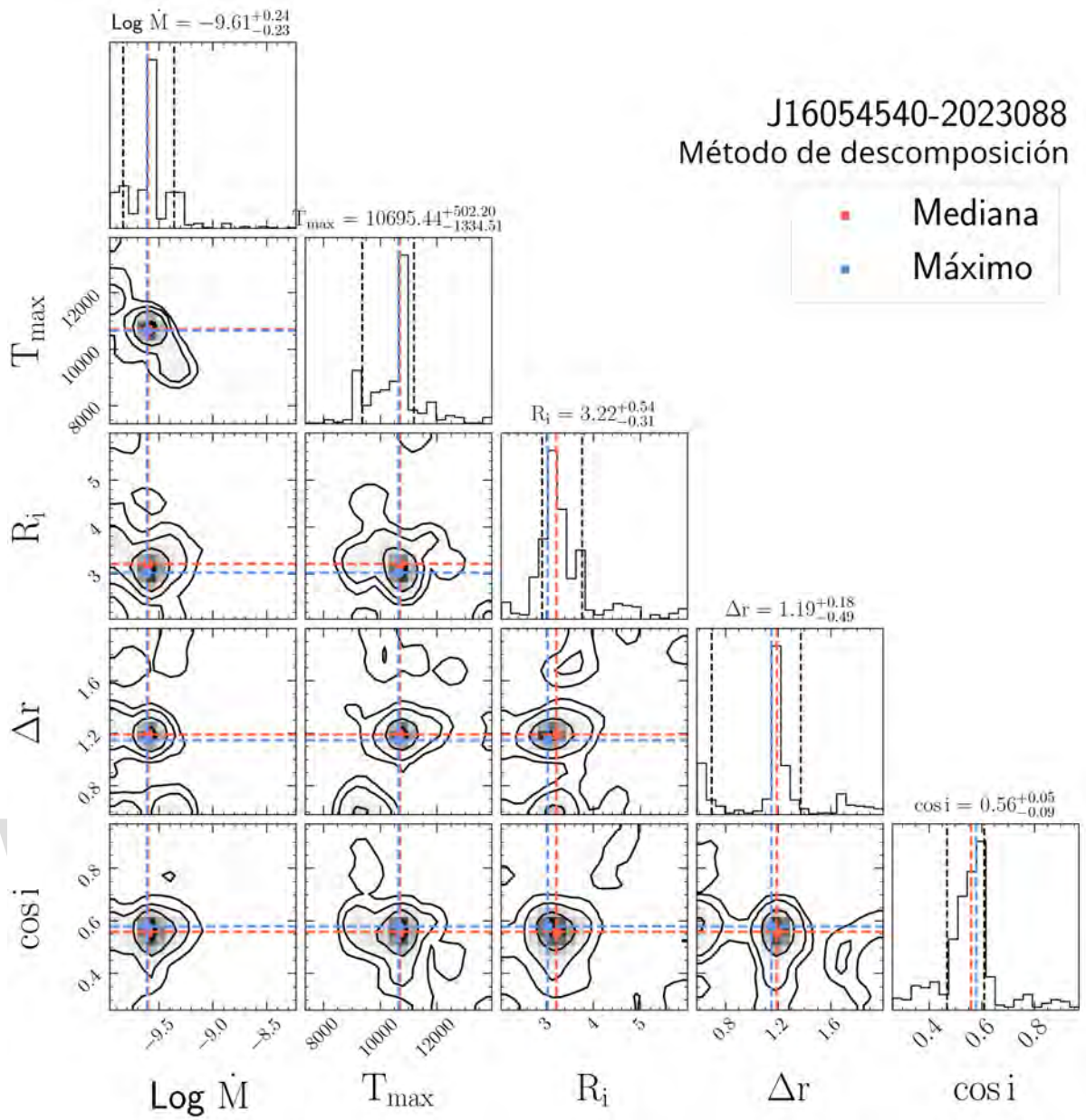


Figura C.18: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16054540-2023088 usando el método de descomposición.

C.0.7. J15354856-2958551 E

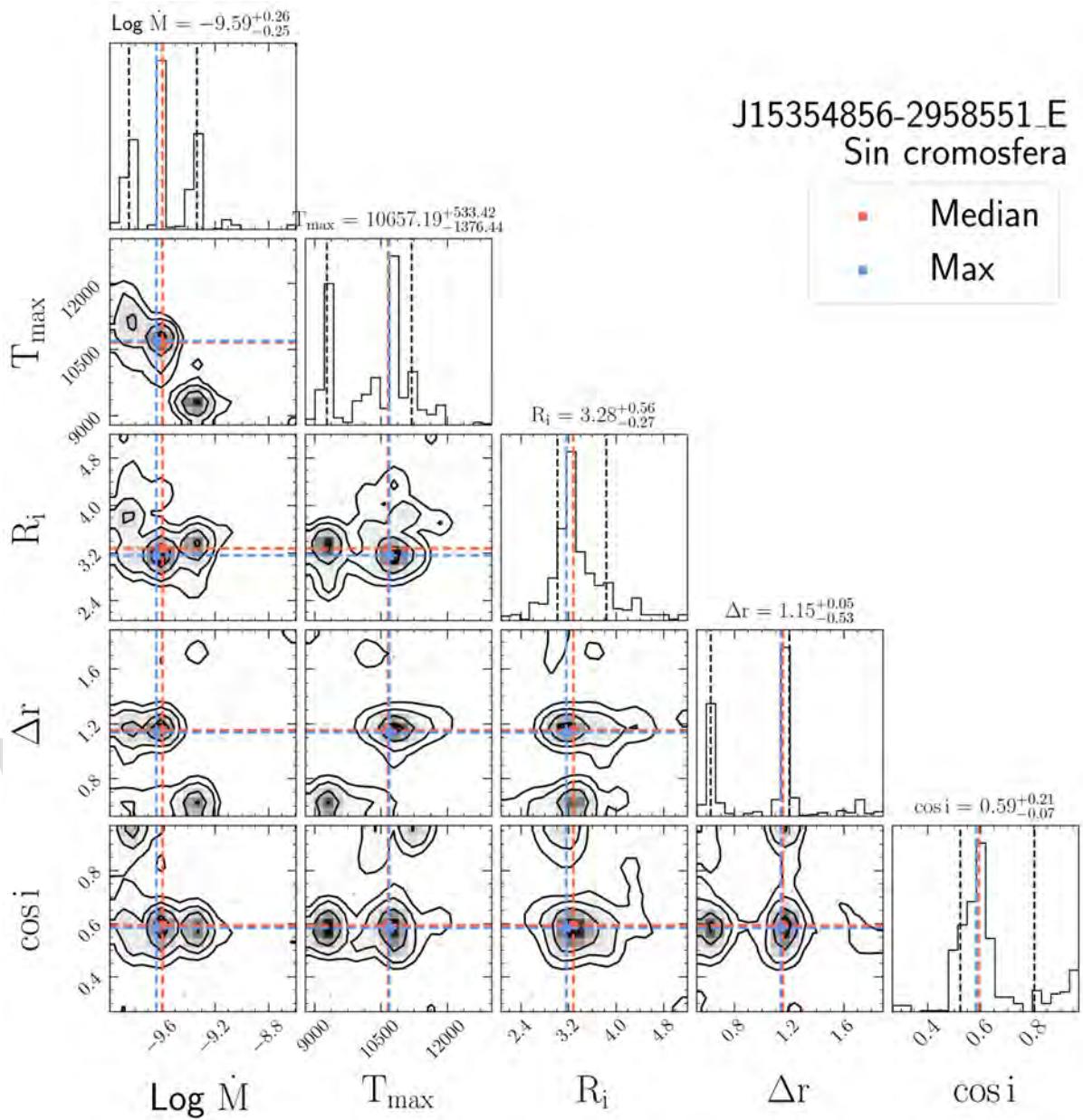


Figura C.19: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 E usando el método sin cromosfera.

J15354856-2958551_E
Escalamiento de WTTS

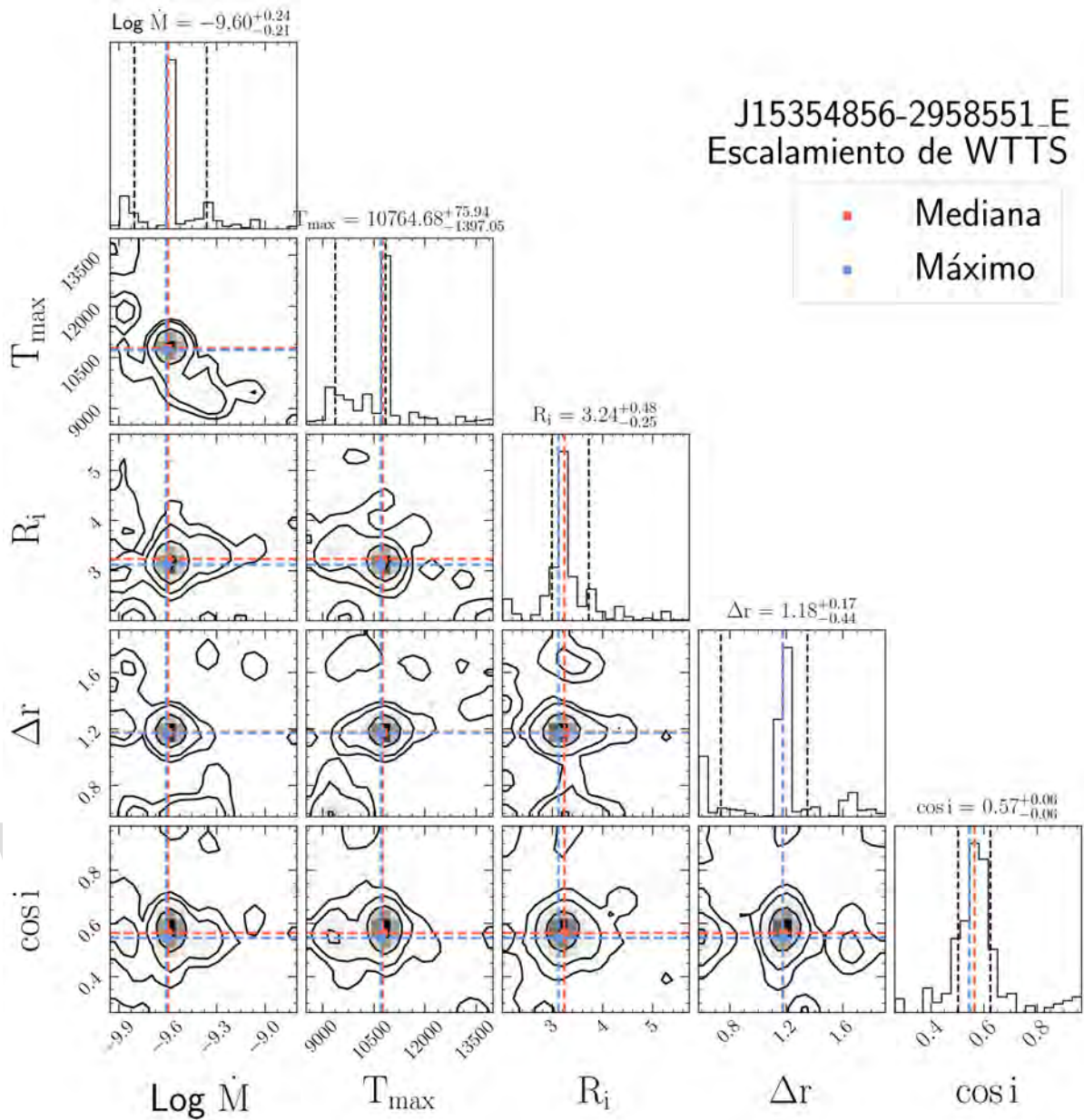


Figura C.20: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 E usando el método de escalamiento.

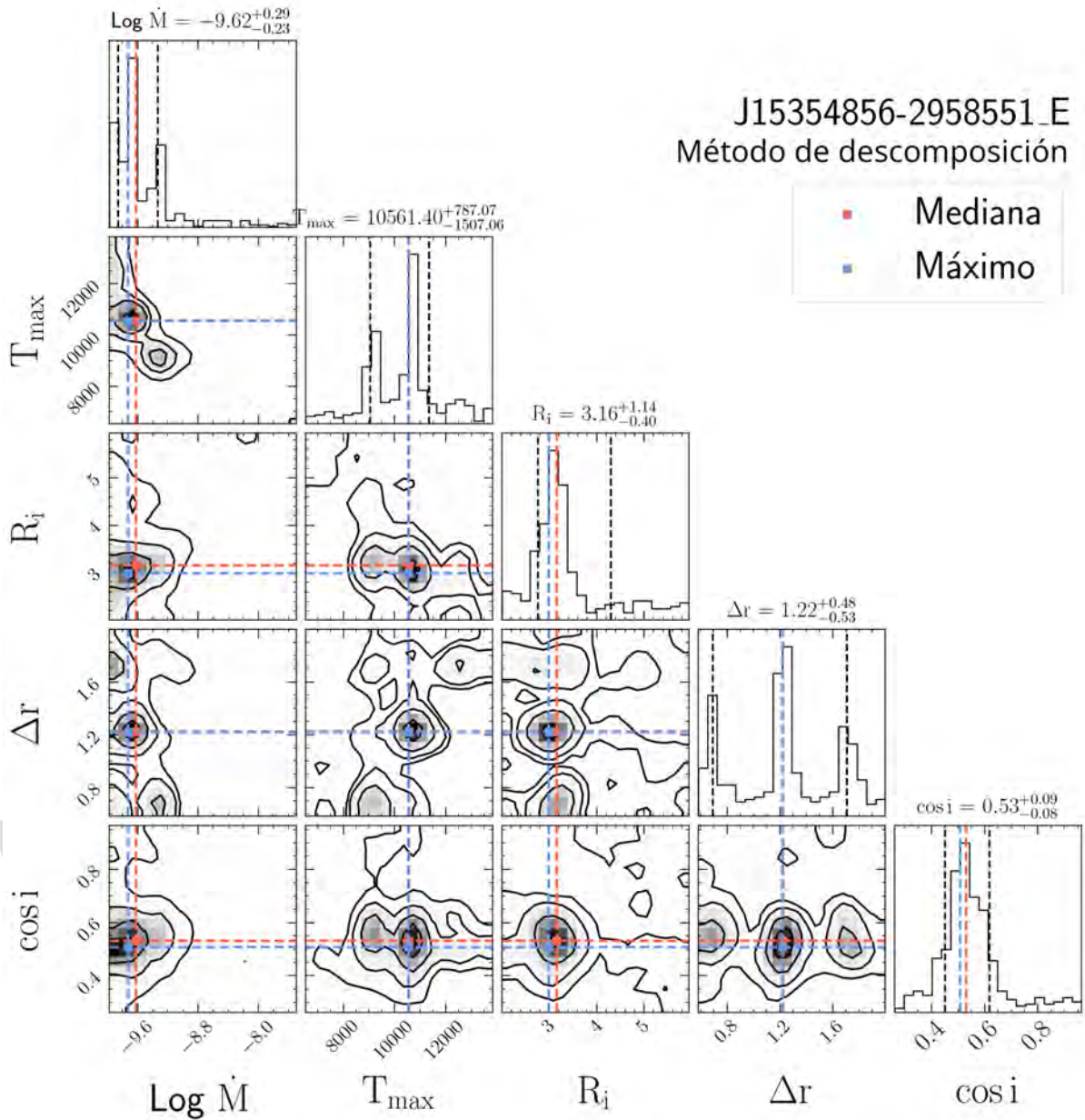


Figura C.21: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 E usando el método de descomposición.

C.0.8. J16024152-2138245

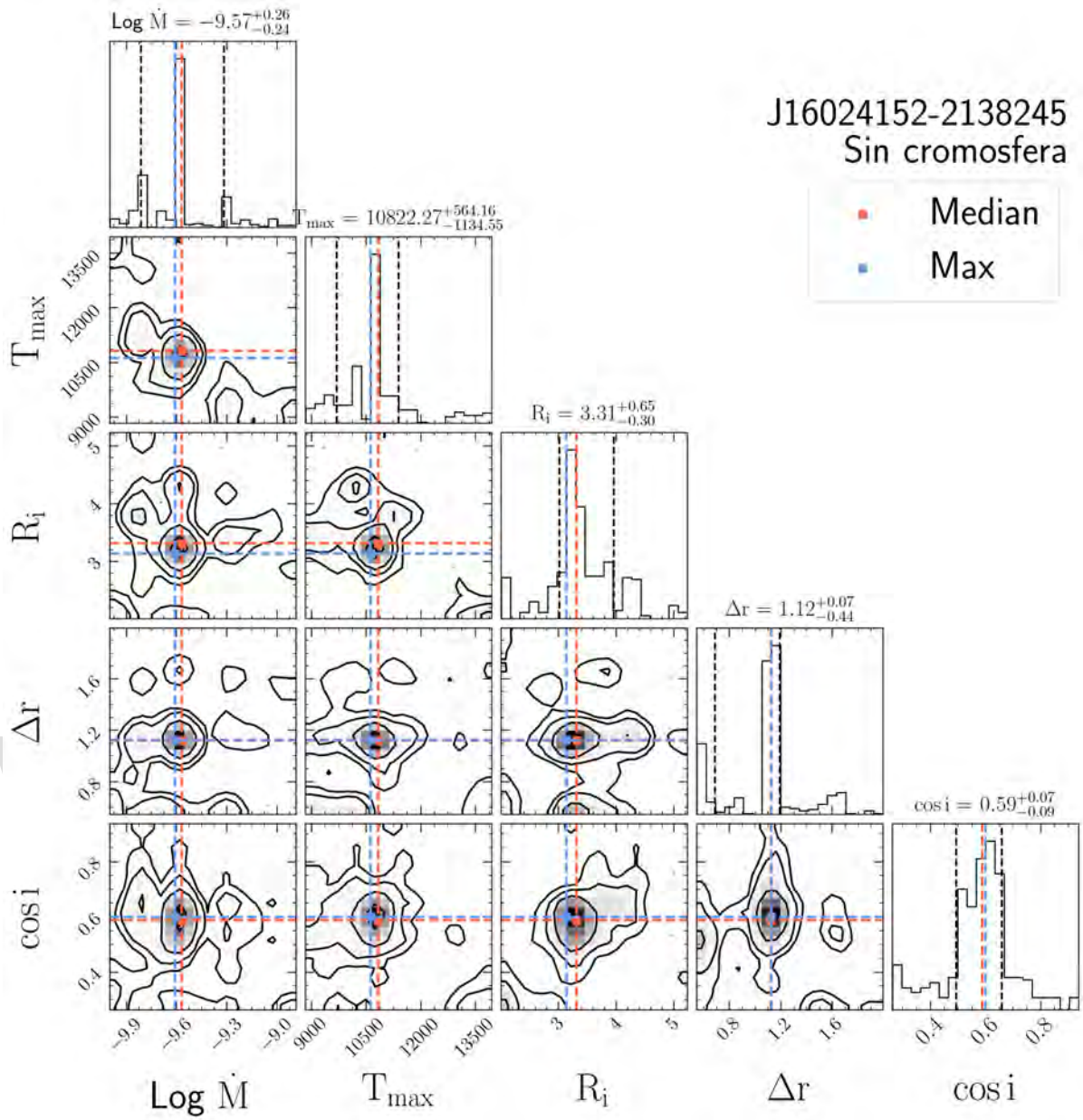


Figura C.22: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16024152-2138245 usando el método sin cromosfera.

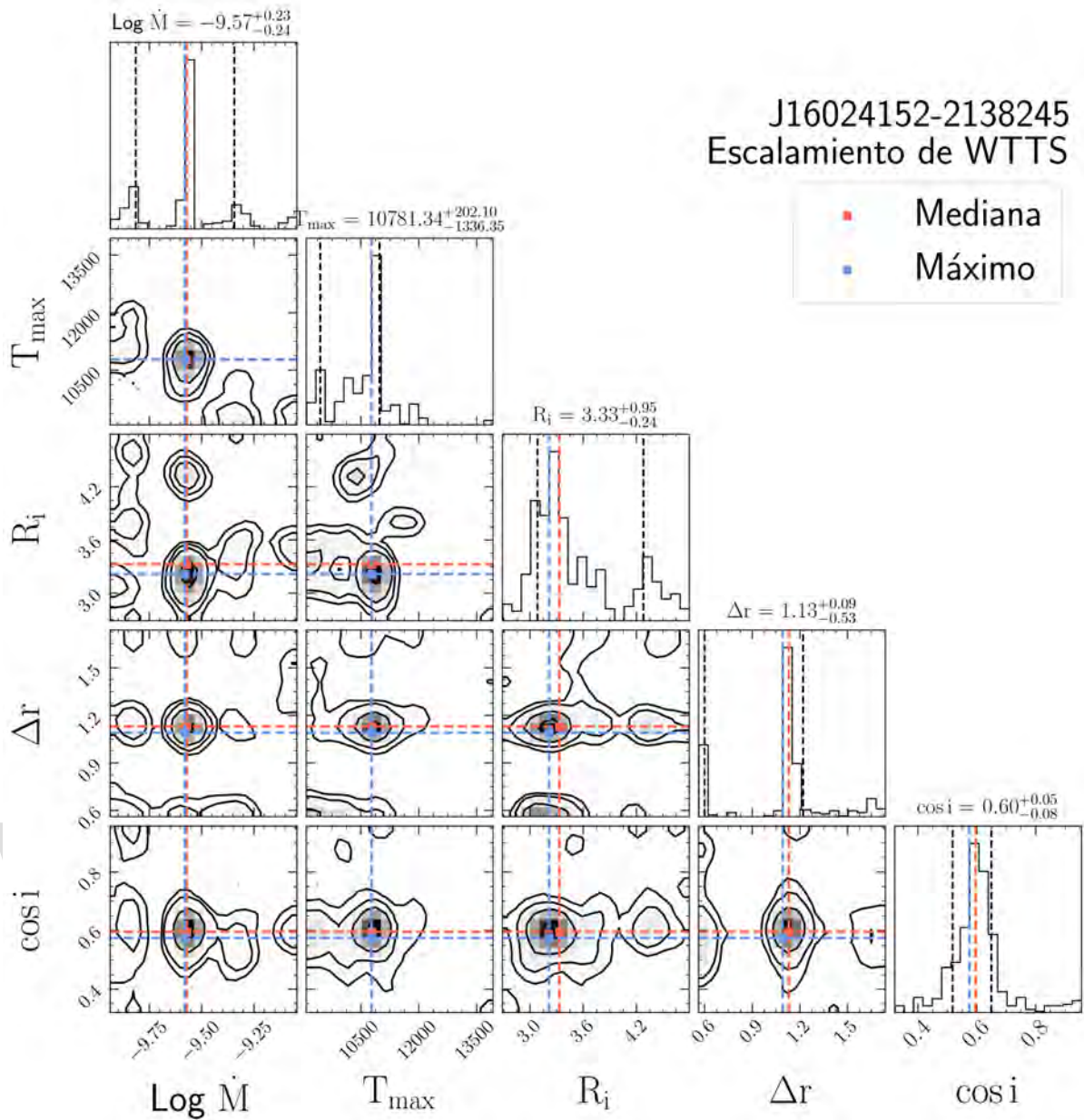


Figura C.23: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16024152-2138245 usando el método de escalamiento.

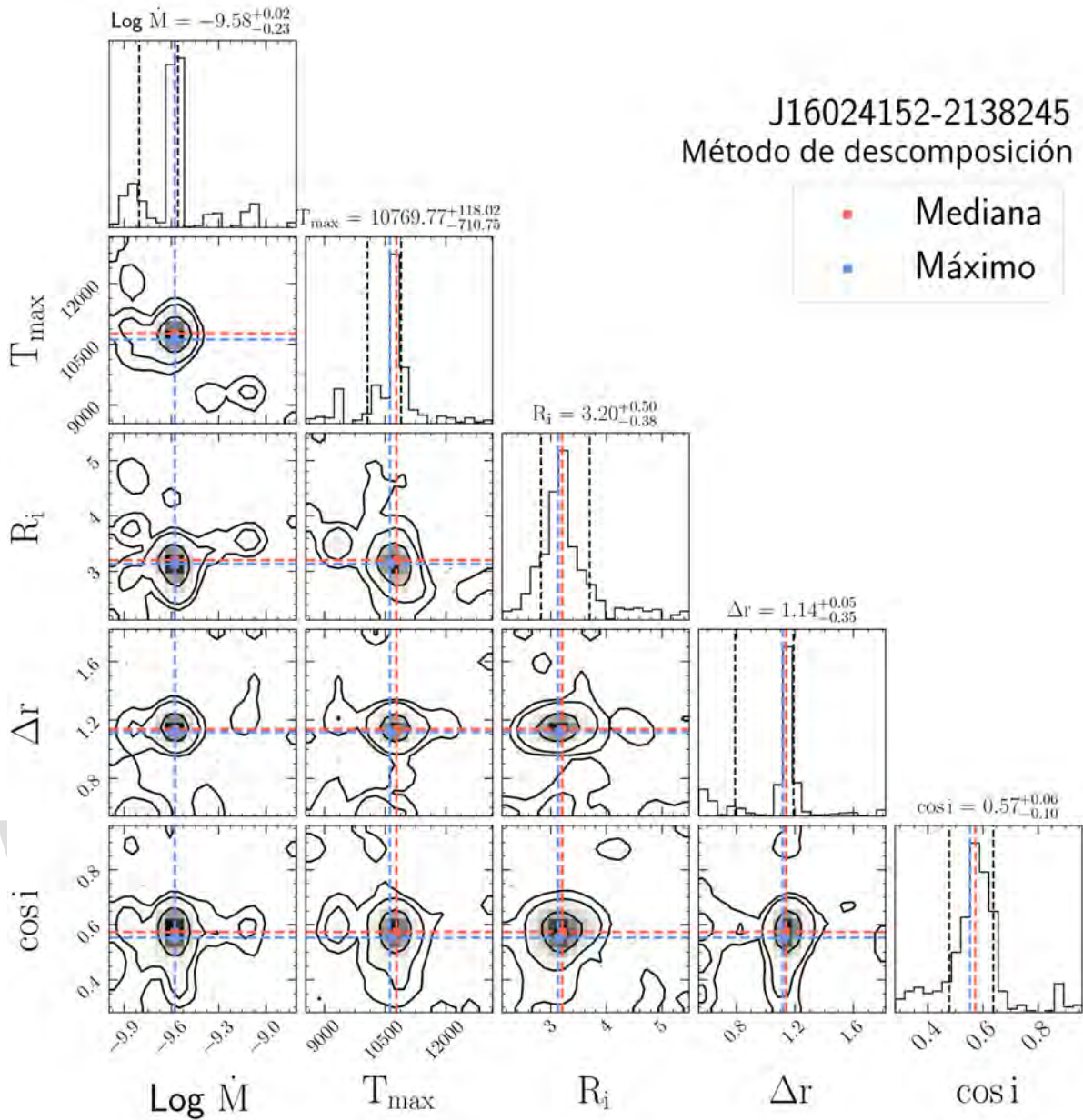


Figura C.24: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16024152-2138245 usando el método de descomposición.

C.0.9. J15354856-2958551 W

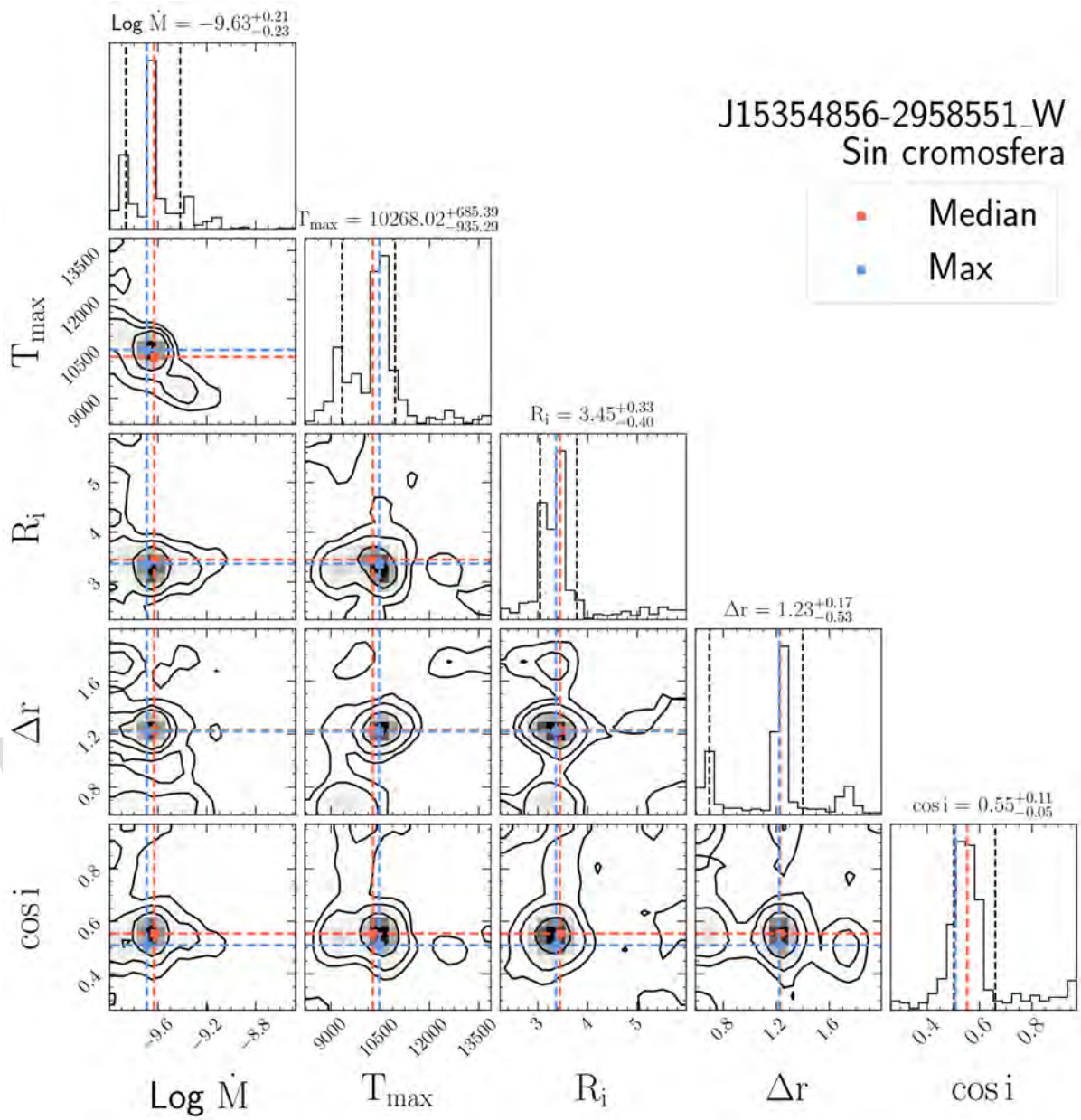


Figura C.25: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 W usando el método sin cromosfera.

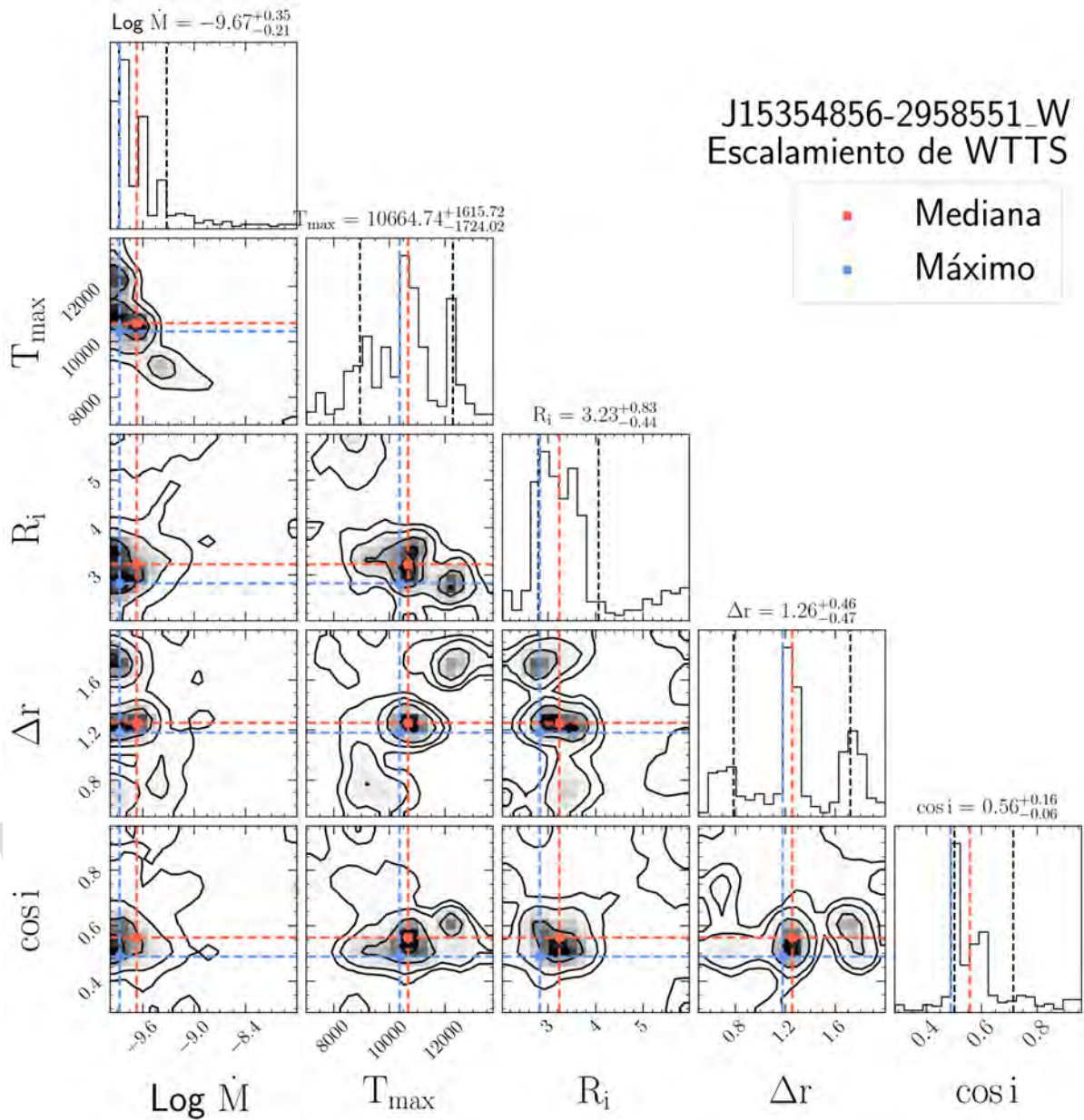


Figura C.26: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 W usando el método de escalamiento.

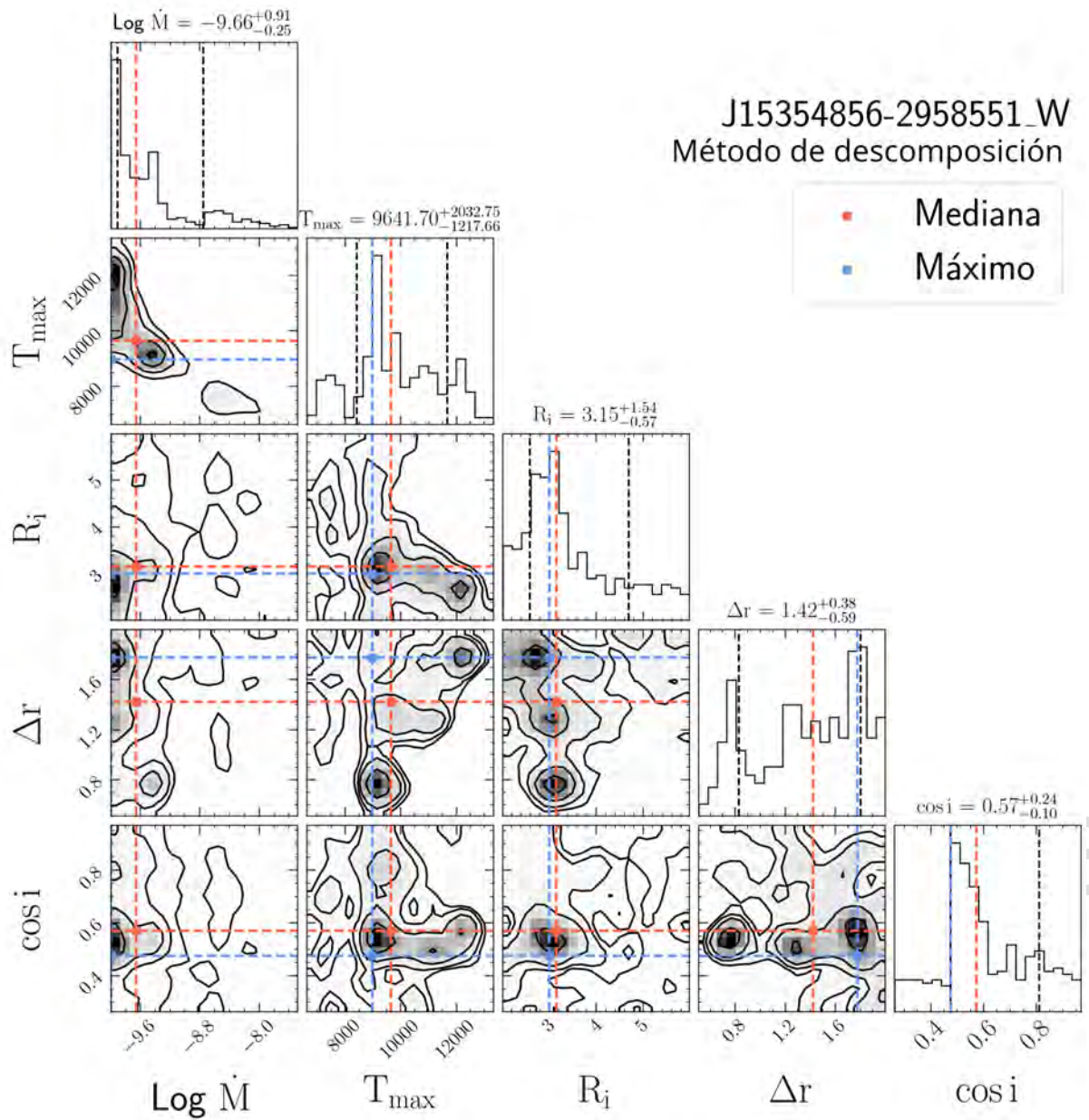


Figura C.27: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15354856-2958551 W usando el método de descomposición.

C.O.10. J16082751-1949047

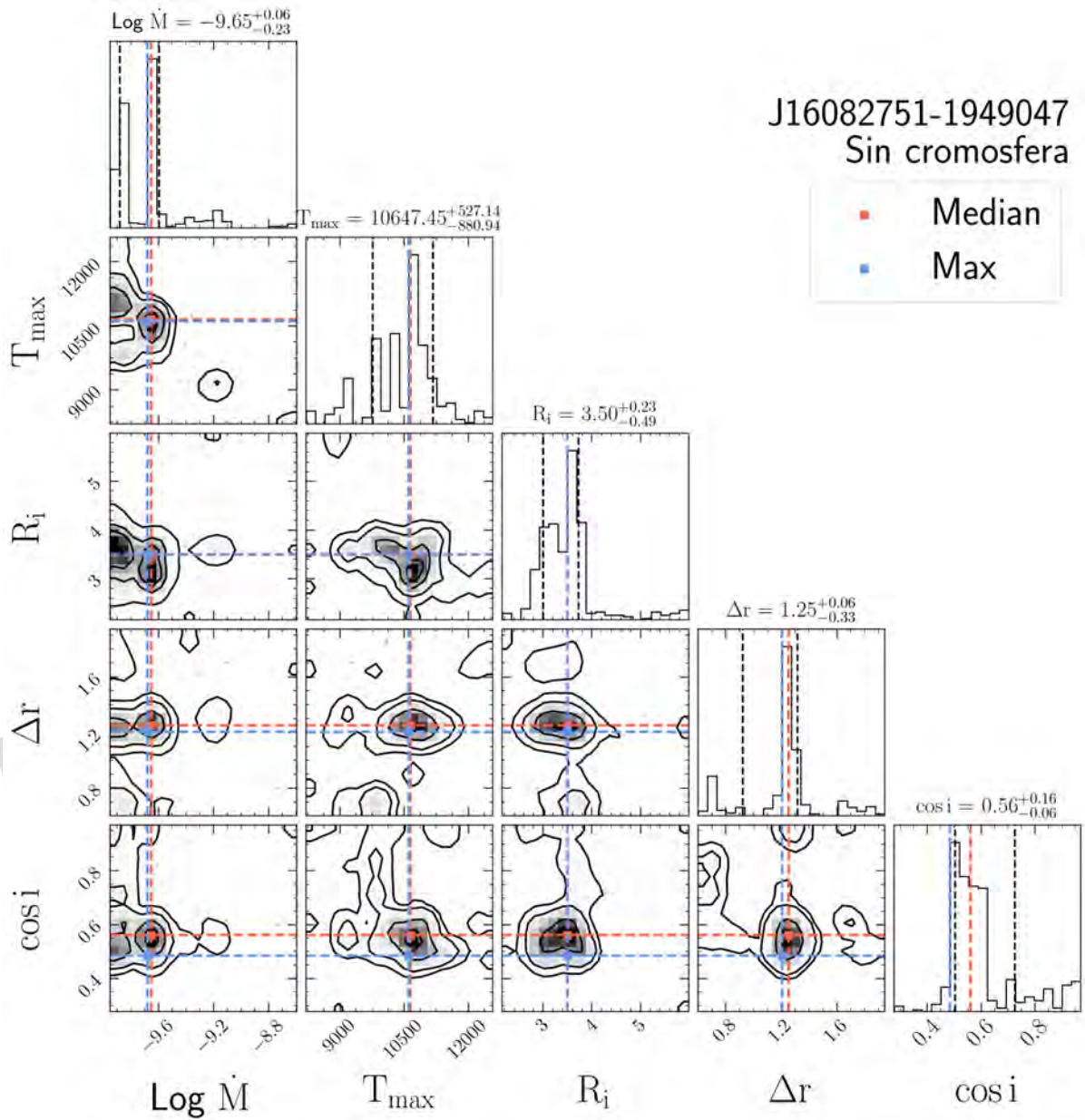


Figura C.28: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16082751-1949047 usando el método sin cromosfera.

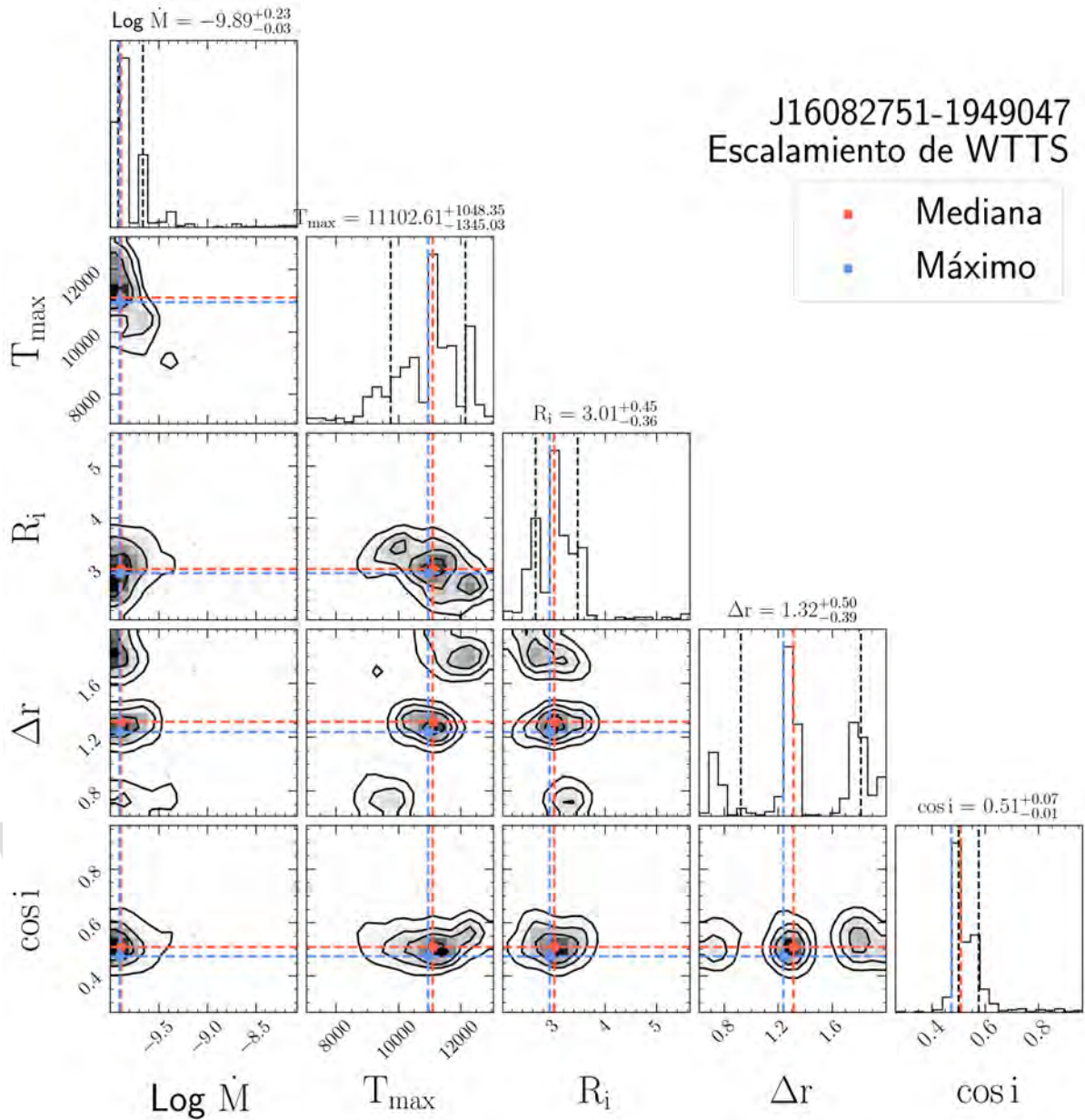


Figura C.29: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16082751-1949047 usando el método de escalamiento.

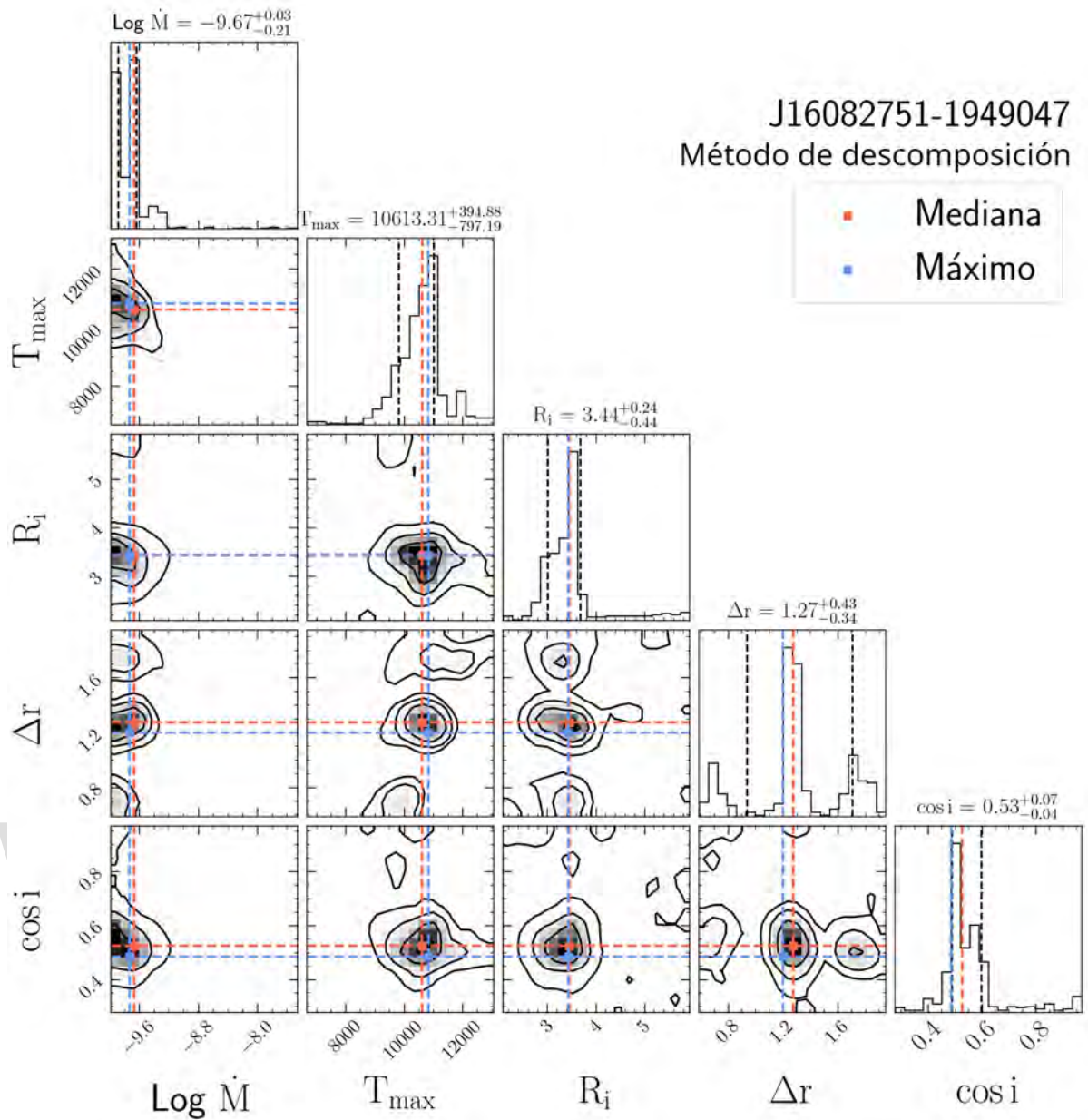


Figura C.30: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J16082751-1949047 usando el método de descomposición.

C.0.11. J15530132-2114135

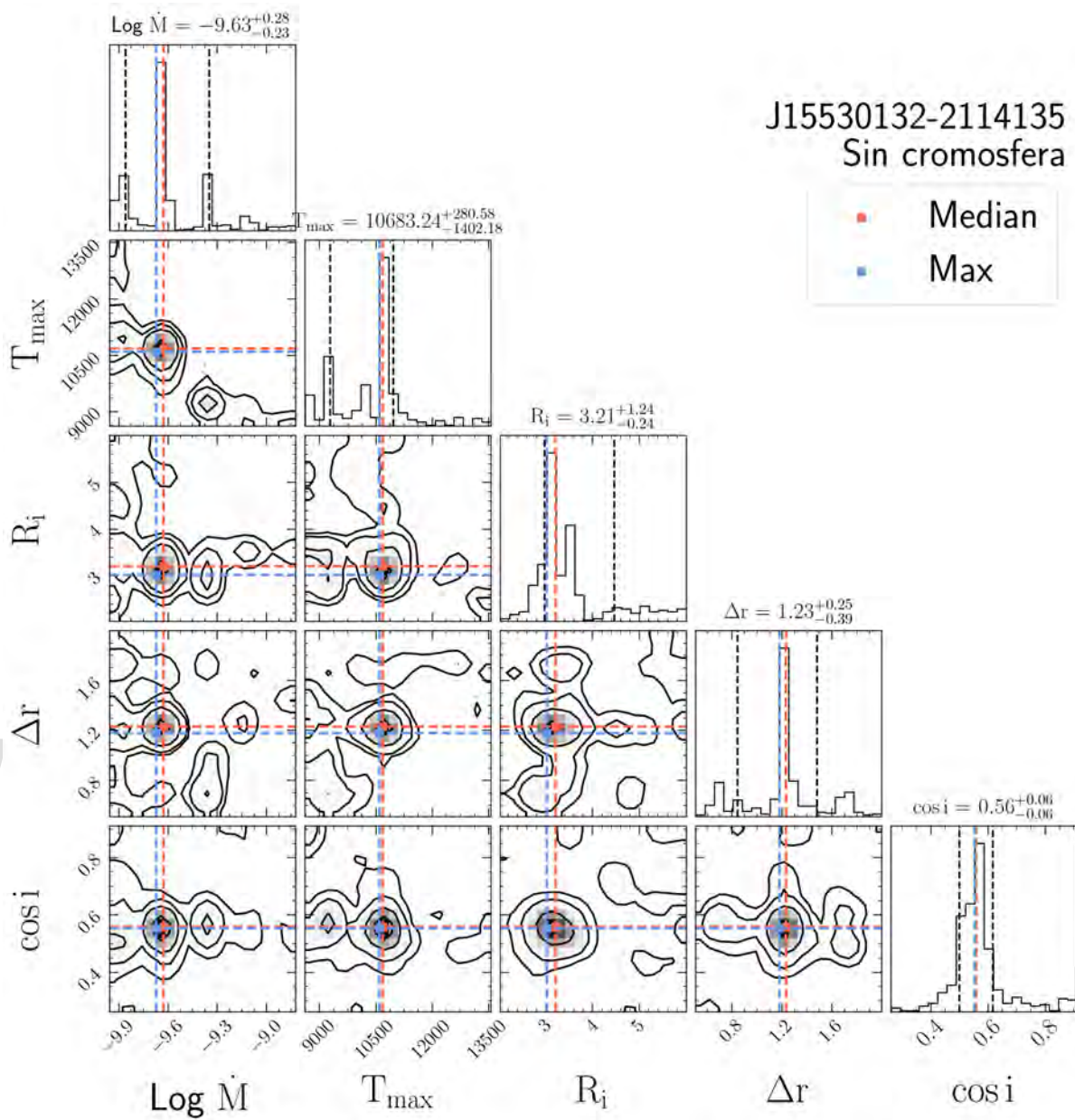


Figura C.31: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método sin cromosfera.

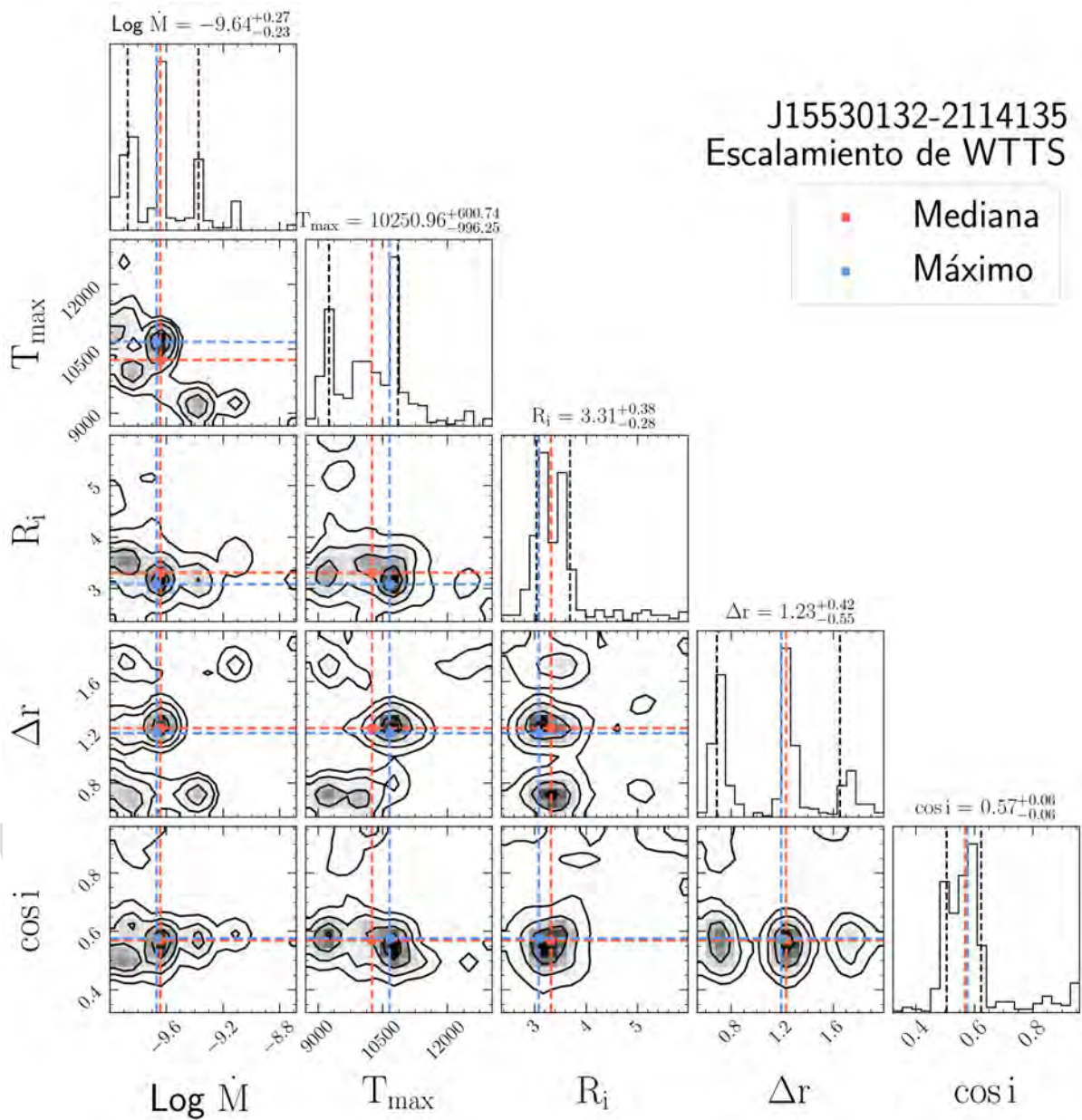


Figura C.32: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método de escalamiento.

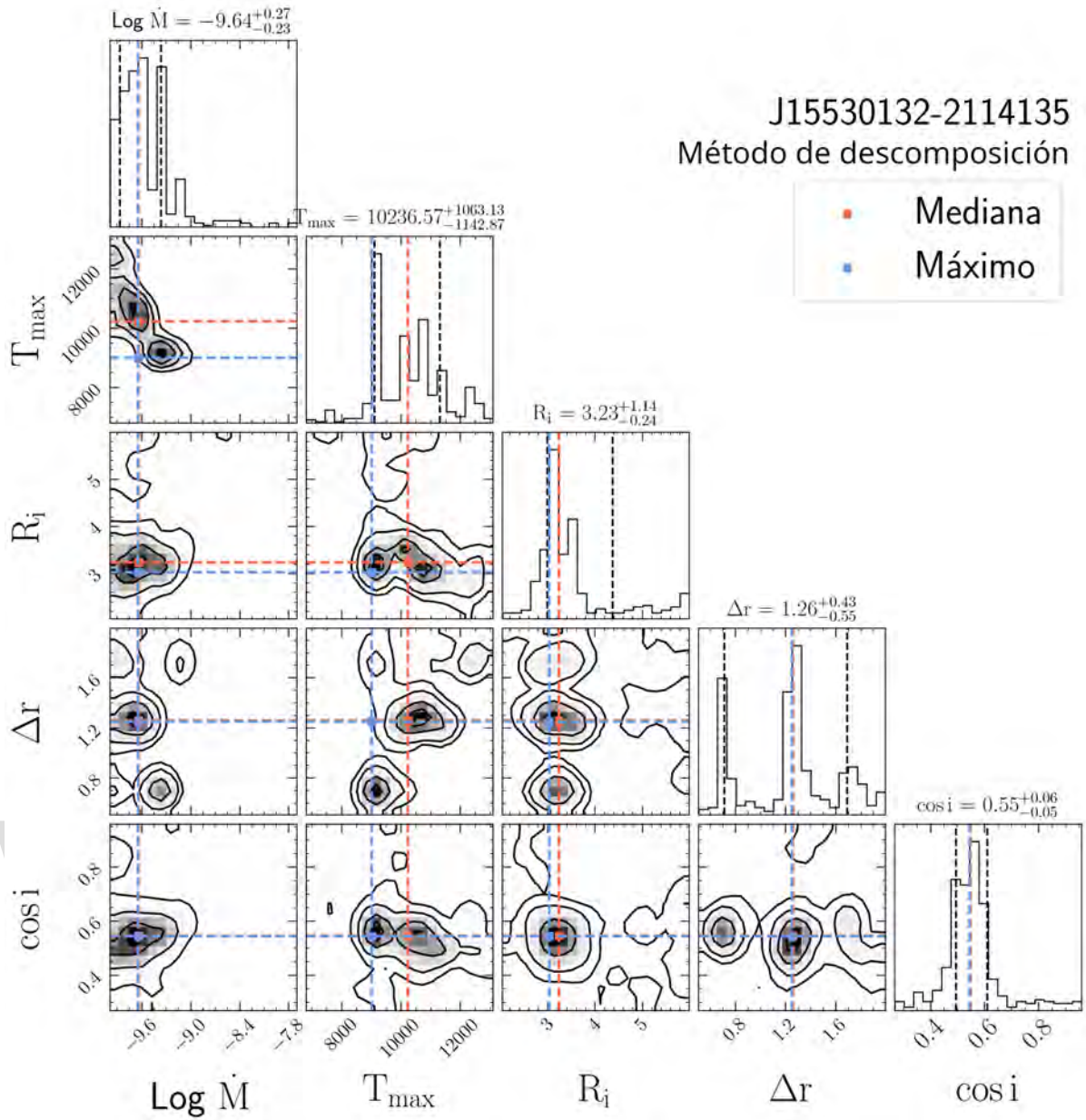


Figura C.33: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método de descomposición.

C.0.12. J16041893-2430392

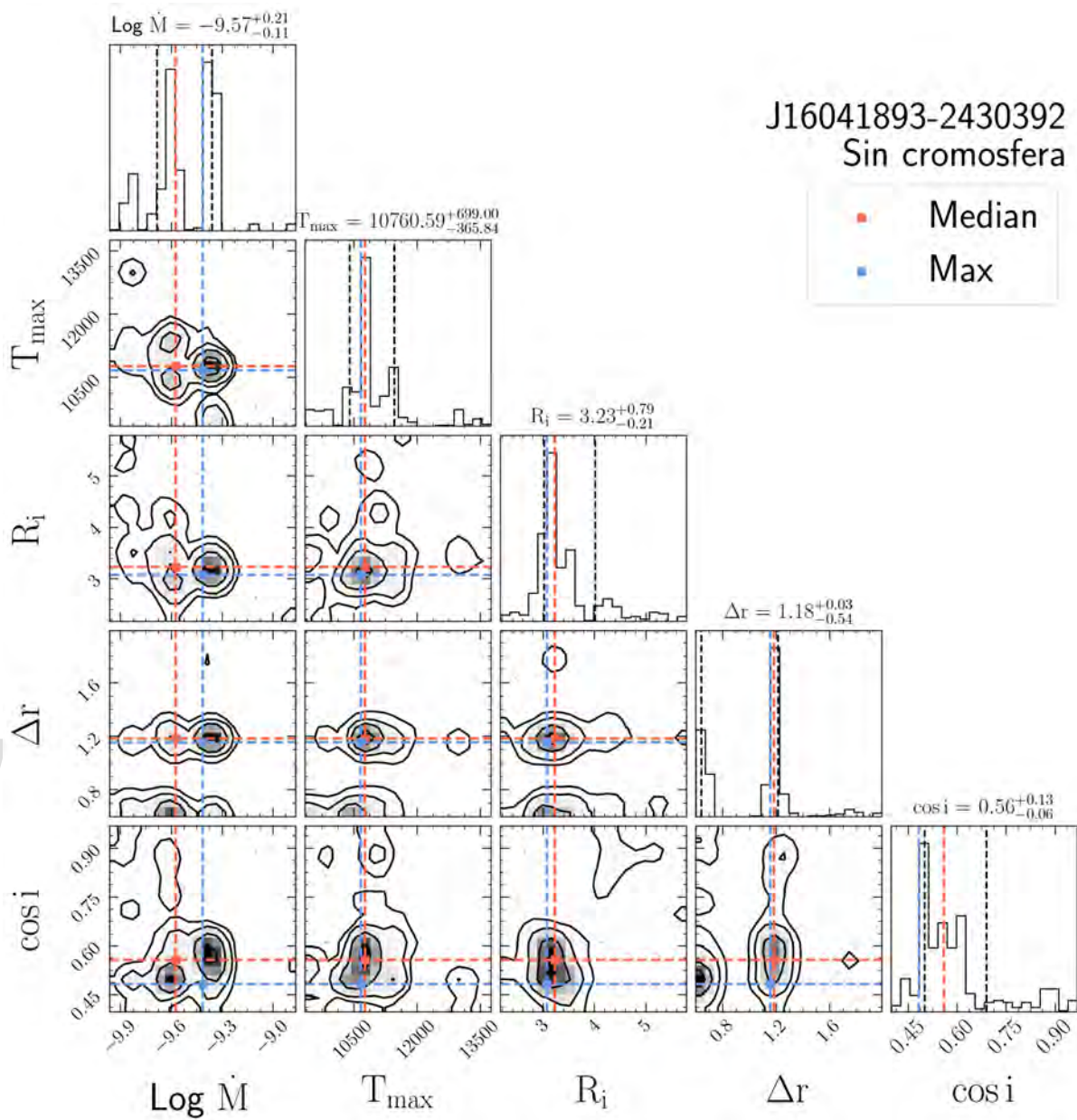


Figura C.34: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método sin cromosfera.

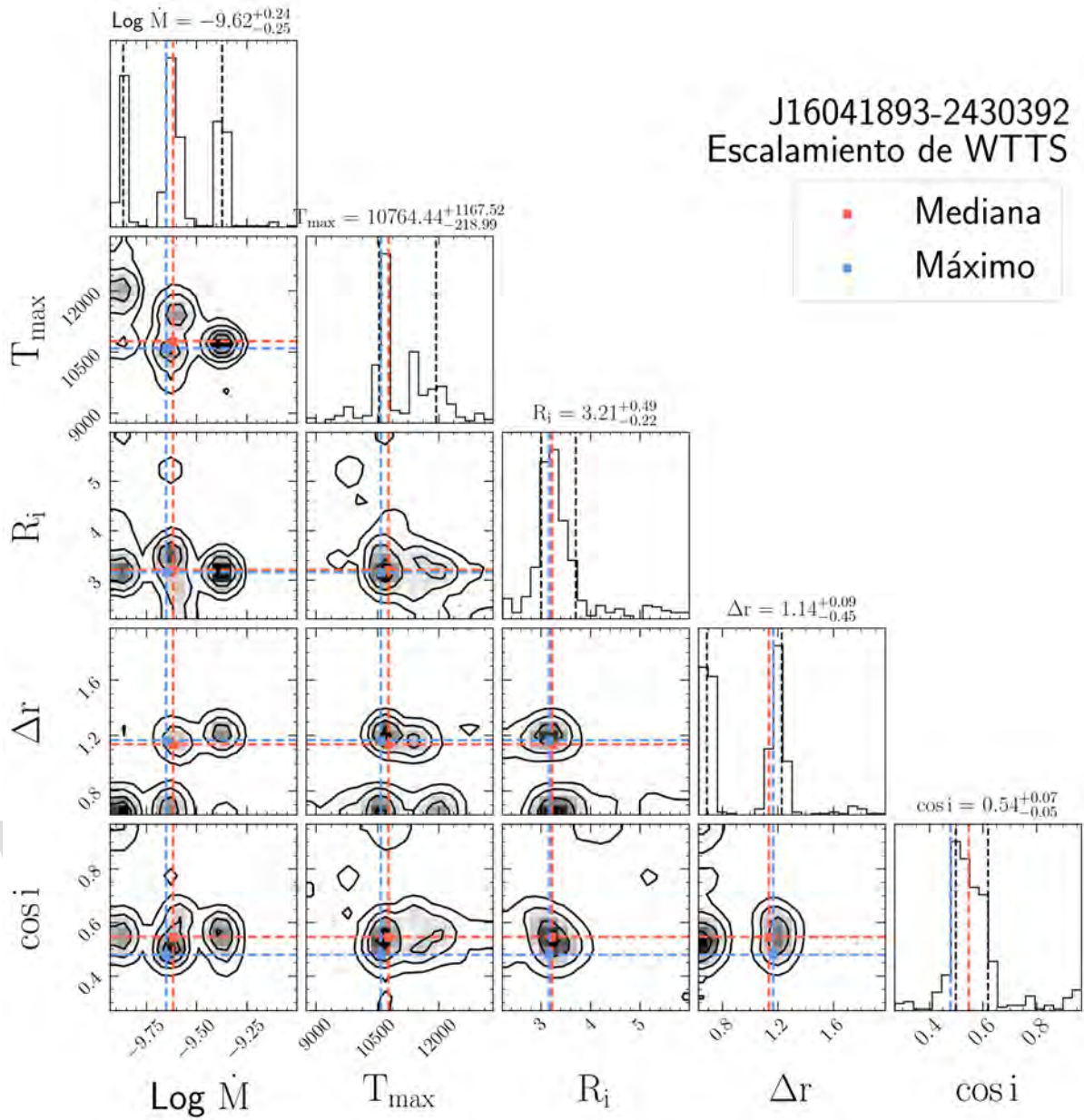


Figura C.35: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método de escalamiento.

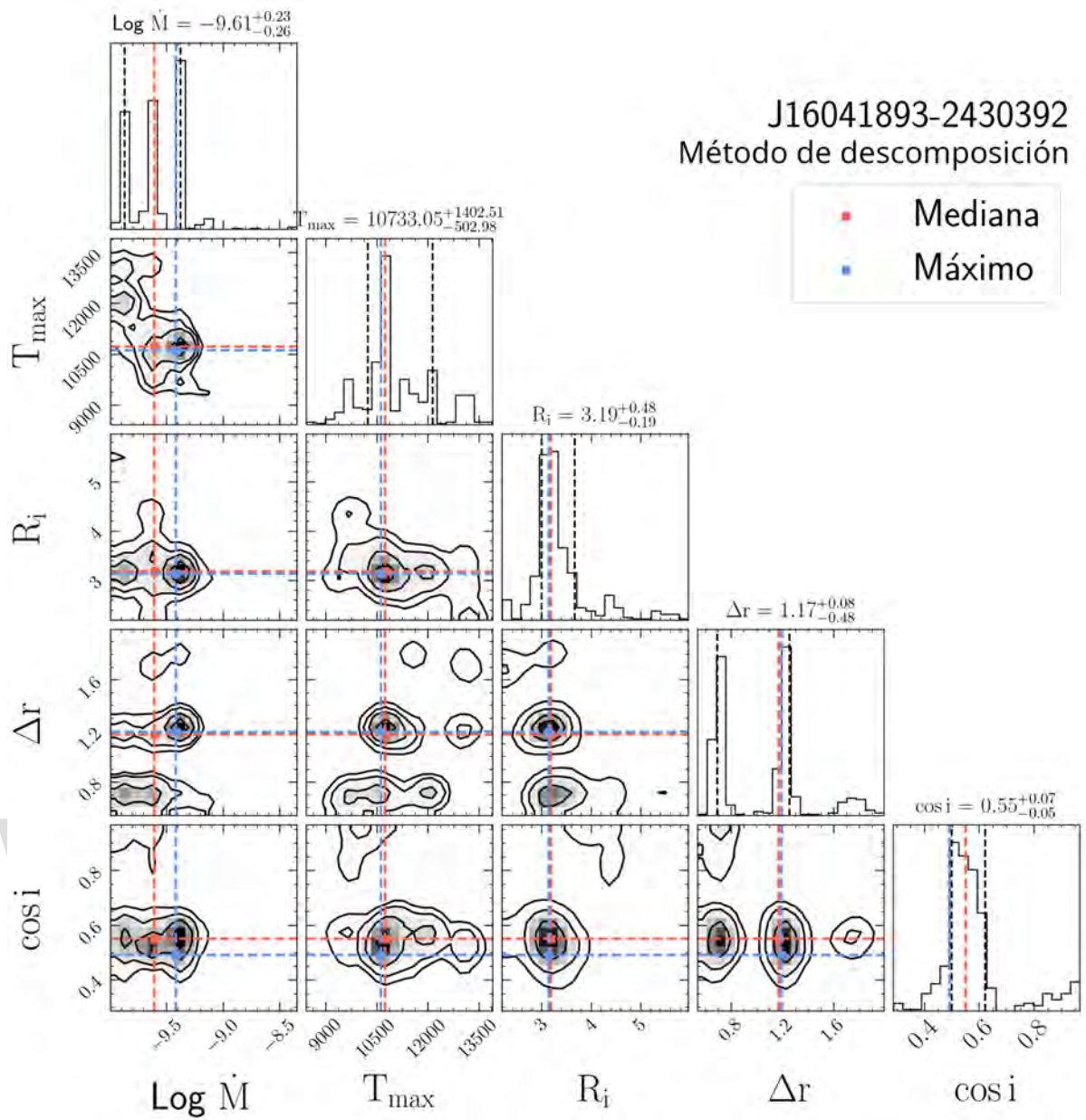


Figura C.36: Distribución posterior obtenida a partir del MCMC para J15530132-2114135 usando el método de descomposición.

Bibliografía

- Aizawa, M., Suto, Y., Oya, Y., Ikeda, S., & Nakazato, T. 2020, *The Astrophysical Journal*, 899, 55, doi: [10.3847/1538-4357/aba43d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aba43d)
- Alcalá, J. M., Natta, A., Manara, C. F., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 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, *Astronomy & Astrophysics*, 600, A20, doi: [10.1051/0004-6361/201629929](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629929)
- Ambartsumian, V. A. 1947, *The evolution of stars and astrophysics*
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 558, A33, doi: [10.1051/0004-6361/201322068](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322068)
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 123, doi: [10.3847/1538-3881/aabc4f](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aabc4f)
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Lim, P. L., et al. 2022, *The Astrophysical Journal*, 935, 167, doi: [10.3847/1538-4357/ac7c74](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac7c74)
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. 1998, *VizieR Online Data Catalog*, J/A+A/337/403
- Barenfeld, S. A., Carpenter, J. M., Ricci, L., & Isella, A. 2016, *VizieR Online Data Catalog*, J/ApJ/827/142
- Barenfeld, S. A., Carpenter, J. M., Sargent, A. I., Isella, A., & Ricci, L. 2017, *The Astrophysical Journal*, 851, 85, doi: [10.3847/1538-4357/aa989d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa989d)
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagotto, F., & Nasi, E. 1994, , 106, 275
- Blaauw, A. 1946, *Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory Groningen*, 52, 1

- Blaauw, A. 1964, in *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, ed. F. J. Kerr, Vol. 20, 50
- Blaauw, A. 1991, in *NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C, Vol. 342, The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 125, doi: [10.1007/978-94-011-3642-6_4](https://doi.org/10.1007/978-94-011-3642-6_4)
- Boulanger, F., Cox, P., & Jones, A. P. 2000, in *Infrared Space Astronomy, Today and Tomorrow*, ed. F. Casoli, J. Lequeux, & F. David, Vol. 70, 251
- Brown, A. G. A., de Geus, E. J., & de Zeeuw, P. T. 1994, arXiv:astro-ph/9403051. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9403051>
- Calvet, N., & D'Alessio, P. 2011, in *Physical Processes in Circumstellar Disks around Young Stars*, ed. P. J. V. Garcia, 14–54
- Calvet, N., & Gullbring, E. 1998, *The Astrophysical Journal*, 509, 802, doi: [10.1086/306527](https://doi.org/10.1086/306527)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, in *Interstellar Dust*, ed. L. J. Allamandola & A. G. G. M. Tielens, Vol. 135, 5–10
- Carpenter, J. M., Mamajek, E. E., Hillenbrand, L. A., & Meyer, M. R. 2006, *Astrophysical Journal Letters*, 651, L49, doi: [10.1086/509121](https://doi.org/10.1086/509121)
- . 2009, *The Astrophysical Journal*, 705, 1646, doi: [10.1088/0004-637X/705/2/1646](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/2/1646)
- Carpenter, J. M., Ricci, L., & Isella, A. 2014, *The Astrophysical Journal*, 787, 42, doi: [10.1088/0004-637X/787/1/42](https://doi.org/10.1088/0004-637X/787/1/42)
- Chen, C. 2005, *Dust to Dust: A Study of Second-Generation Debris in Scorpius-Centaurus*, Spitzer Proposal ID 241
- Chen, C., Mamajek, E. E., Bitner, M. A., et al. 2011, in *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts, Vol. 2, AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, 38.03
- Colmenares, M. 2023, *Las propiedades de la acreción magnetosférica en estrellas T Tauri en Lupus. Análisis de múltiples series de líneas de emisión de hidrógeno.*
- Comerón, F. 2008, in *Handbook of Star Forming Regions, Volume II*, ed. B. Reipurth, Vol. 5, 295
- de Geus, E. J. 1992, *Astronomy & Astrophysics*, 262, 258

- de Geus, E. J., de Zeeuw, P. T., & Lub, J. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 216, 44
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 354, doi: [10.1086/300682](https://doi.org/10.1086/300682)
- Edwards, S., Fischer, W., Hillenbrand, L., & Kwan, J. 2006, *The Astrophysical Journal*, 646, 319, doi: [10.1086/504832](https://doi.org/10.1086/504832)
- Espaillet, C. 2012, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 220, American Astronomical Society Meeting Abstracts #220, 506.05
- Hartigan, P., Hartmann, L., Kenyon, S. J., Strom, S. E., & Skrutskie, M. F. 1990, *Astrophysical Journal, Letters*, 354, L25, doi: [10.1086/185714](https://doi.org/10.1086/185714)
- Hartmann, L. 2008, *Accretion Processes in Star Formation*
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 135, doi: [10.1146/annurev-astro-081915-023347](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081915-023347)
- Herczeg, G. J., & Hillenbrand, L. A. 2015, *The Astrophysical Journal*, 808, 23, doi: [10.1088/0004-637X/808/1/23](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/1/23)
- Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 662, 1067, doi: [10.1086/513735](https://doi.org/10.1086/513735)
- Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., & de Zeeuw, P. T. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 365, 49, doi: [10.1051/0004-6361:20000014](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000014)
- Johns-Krull, C. M. 2007, *The Astrophysical Journal*, 664, 975, doi: [10.1086/519017](https://doi.org/10.1086/519017)
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., Hatzes, A. P., & Kanaan, A. 1999, *Astrophysical Journal, Letters*, 510, L41, doi: [10.1086/311802](https://doi.org/10.1086/311802)
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., & Saar, S. H. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 1204, doi: [10.1086/425652](https://doi.org/10.1086/425652)
- Kroupa, P., Aarseth, S., & Hurley, J. 2001, *MNRAS*, 321, 699, doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04050.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04050.x)
- Luhman, K. L., & Mamajek, E. E. 2012, *The Astrophysical Journal*, 758, 31, doi: [10.1088/0004-637X/758/1/31](https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/1/31)

- Luhman, K. L., Stauffer, J. R., Muench, A. A., et al. 2003, *The Astrophysical Journal*, 593, 1093, doi: [10.1086/376594](https://doi.org/10.1086/376594)
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603, doi: [10.1093/mnras/168.3.603](https://doi.org/10.1093/mnras/168.3.603)
- Mamajek, E. E. 2005, *The Astrophysical Journal*, 634, 1385, doi: [10.1086/468181](https://doi.org/10.1086/468181)
- Manara, C. F. 2017, arXiv e-prints, arXiv:1712.09570, doi: [10.48550/arXiv.1712.09570](https://doi.org/10.48550/arXiv.1712.09570)
- Manara, C. F., Frasca, A., Alcalá, J. M., et al. 2017, *VizieR Online Data Catalog*, J/A+A/605/A86
- Manara, C. F., Testi, L., Rigliaco, E., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 551, A107, doi: [10.1051/0004-6361/201220921](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220921)
- Manara, C. F., Rosotti, G., Testi, L., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 591, L3, doi: [10.1051/0004-6361/201628549](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628549)
- Manara, C. F., Natta, A., Rosotti, G. P., et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 639, A58, doi: [10.1051/0004-6361/202037949](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037949)
- Mulders, G. D., Pascucci, I., Manara, C. F., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 847, 31, doi: [10.3847/1538-4357/aa8906](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8906)
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1998, *The Astrophysical Journal*, 492, 743, doi: [10.1086/305069](https://doi.org/10.1086/305069)
- . 2001, *The Astrophysical Journal*, 550, 944, doi: [10.1086/319779](https://doi.org/10.1086/319779)
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *The Astrophysical Journal*, 525, 772, doi: [10.1086/307928](https://doi.org/10.1086/307928)
- Pecaut, M. J., Mamajek, E. E., & Bubar, E. J. 2012, *The Astrophysical Journal*, 746, 154, doi: [10.1088/0004-637X/746/2/154](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/2/154)
- Preibisch, T., Brown, A. G. A., Bridges, T., Guenther, E., & Zinnecker, H. 2002, *The Astronomical Journal*, 124, 404, doi: [10.1086/341174](https://doi.org/10.1086/341174)
- Preibisch, T., & Mamajek, E. 2008, *The Nearest OB Association: Scorpius-Centaurus (Sco OB2)*, arXiv, doi: [10.48550/ARXIV.0809.0407](https://doi.org/10.48550/ARXIV.0809.0407)
- Preibisch, T., & Zinnecker, H. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 2381, doi: [10.1086/300842](https://doi.org/10.1086/300842)

- Riaz, B., Lodieu, N., & Gizis, J. E. 2009, *The Astrophysical Journal*, 705, 1173, doi: [10.1088/0004-637X/705/2/1173](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/2/1173)
- Thanathibodee, T., Calvet, N., Hernández, J., Maucó, K., & Briceño, C. 2022, *The Astronomical Journal*, 163, 74, doi: [10.3847/1538-3881/ac3ee6](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ac3ee6)
- Thanathibodee, T., Molina, B., Serna, J., et al. 2023, *The Astrophysical Journal*, 944, 90, doi: [10.3847/1538-4357/acac84](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acac84)
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. 2008, arXiv:0808.3362 [astro-ph]. <http://arxiv.org/abs/0808.3362>
- Vernet, J., Dekker, H., D'Odorico, S., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 536, A105, doi: [10.1051/0004-6361/201117752](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117752)
- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., et al. 2020, *Nature Methods*, 17, 261, doi: [10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2)
- Visser, R. 2014, *Star Formation: Chemistry as a Probe of Embedded Protostars*. <https://arxiv.org/abs/1402.3229>
- Weinberger, A. J., Anglada-Escudé, G., & Boss, A. P. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 96, doi: [10.1088/0004-637X/767/1/96](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/1/96)
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *The Astronomical Journal*, 140, 1868, doi: [10.1088/0004-6256/140/6/1868](https://doi.org/10.1088/0004-6256/140/6/1868)