



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

**ESTRUCTURA VERTICAL DE DISCOS DE
ACRECIÓN MAGNETIZADOS**

PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA
CARLOS TAPIA SCHIAVON

TUTOR
E. SUSANA LIZANO SOBERÓN
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

MÉXICO, CIUDAD DE MÉXICO SEPTIEMBRE 2017



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A mi padres y a mi hermano.

Índice general

Índice de figuras	III
Índice de tablas	XI
1. Introducción	3
2. Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados	9
2.1. Estructura radial de un disco de acreción magnetizado	10
2.2. Estructura vertical de un disco viscoso magnetizado	13
2.3. Ecuaciones adimensionales	16
2.4. Solución numérica de la estructura vertical de un disco magneti- zado.	17
2.5. Emisión de los discos	18
3. Resultados	21
3.1. Estructura vertical	21
3.2. Emisión: SED y perfiles milimétricos	33
3.2.1. Emisión de modelos calentados por una envolvente caliente	48
4. Discusión	55
5. Conclusiones	61
6. Trabajo a futuro	63
Apéndices	65
A. Transporte de energía	67
A.1. Disco viscoso-resistivo no irradiado	69
A.2. Disco pasivo irradiado por la fuente central	70
A.3. Irradiación de la superficie del disco por envolvente caliente	72
A.4. Gráficas de opacidades	73
B. Geometría de la irradiación del disco por una fuente central . . .	79
C. Convección	83
D. Asentamiento del polvo	85
E. Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm	89

Índice de figuras

1.1. Secuencia evolutiva de las diferentes clases de discos de acreción. Páneos izquierdos: distribución espectral de energía: el área sombreada corresponde al flujo estelar; la línea punteada representa la contribución del disco. Páneos derechos: representación pictórica de cada uno de los respectivos objetos estelares jóvenes. (Maeder & Stahler, 2009).	5
2.1. Diagrama esquemático de un disco acreción magnetizado.	11
2.2. Geometría de un disco de acreción con un ángulos de inclinación θ entre el eje de rotación del disco z y la línea de visión Z . Recuadro superior: el plano medio del disco está definido por las coordenadas (ϖ, y) y eje de simetría z . El plano del cielo es el plano (X, Y) y la visual en dirección Z . La línea continua roja es la superficie del disco z_∞ , la línea continua azul es el plano medio del disco $z = 0$. Las líneas punteadas representan los límites de integración $Z_1(\tau_\nu = 0)$ y Z_2 de la ecuación de transporte.	19
3.1. Estructura vertical de un disco LMP con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: los contornos muestran las temperaturas y la escala de color representa la densidad superficial de masa medida desde la superficie del disco Σ_{obs} . La línea discontinua negra corresponde a la superficie del disco z_∞ . La línea roja discontinua muestra la superficie de irradiación z_{irr} . La línea azul de puntos y rayas muestra la superficie de masa del disco z_{90} . El modelo del panel superior sólo incluye el calentamiento viscoso, el panel intermedio sólo el calentamiento resistivo y el panel inferior incluye ambos tipos de calentamiento.	23
3.2. Estructura vertical de un disco T Tauri con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: misma descripción que Figura 3.1.	24
3.3. Estructura vertical de un disco FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: misma descripción que Figura 3.1.	25

<p>3.4. Fuentes de calentamiento dominantes en el interior de los discos LMP, T Tauri y FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: la zona amarilla corresponde a la zona activa donde el calentamiento viscoso-resistivo domina la estructura térmica del disco; la zona naranja indica donde la intensidad promedio reprocesada J_{rp} domina; y la zona roja corresponde a la zona donde el flujo de radiación es absorbido. La línea azul a puntos y rayas en cada panel corresponde a la superficie z_{90}. La línea roja sólida corresponde al cociente $\mathcal{R} \equiv (T_{\text{rp}}/T_{\text{vr}})^4 = 1$, la línea roja discontinua corresponde a $\mathcal{R} = 2$, y la línea roja punteada corresponde a $\mathcal{R} = 3$.</p>	27
<p>3.5. Temperatura promedio del disco pesada por la densidad superficial de masa como función del radio para los discos LMP, T Tauri, y FU Ori como función del radio, para una razón de masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$. Las líneas rojas sólidas corresponden a la temperatura reprocesada $\langle T_{\text{rp}} \rangle$ debido al calentamiento externo por la fuente central. Las líneas azules sólidas corresponden a la temperatura viscoso-resistiva $\langle T_{\text{vr}} \rangle$ debida al calentamiento interno. La temperatura $\langle T \rangle$ en línea negra sólida toma en cuenta al calentamiento externo e interno. La línea azul discontinua en cada panel tiene una pendiente $s = -1$. En el panel superior, disco LMP, la línea roja discontinua tiene una pendiente $s = -3/4$.</p>	29
<p>3.6. Estructura vertical de los discos LMP, T Tauri, y FU Ori con una razón masa flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 12$: los contornos muestran las temperaturas y la escala de color representa la densidad superficial de masa medida desde la superficie del disco Σ_{obs}. La línea discontinua negra corresponde a la superficie del disco z_{∞}. La línea roja discontinua muestra la superficie de irradiación z_{irr}. La línea azul de puntos y rayas muestra la superficie de masa del disco z_{90}. Los modelos de cada panel incluyen el calentamiento viscoso y el calentamiento resistivo.</p>	30
<p>3.7. Fuentes de calentamiento dominantes en el interior de los discos LMP, T Tauri y FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 12$: misma descripción que Figura 3.4.</p>	32

ÍNDICE DE FIGURAS
ÍNDICE DE FIGURAS

- 3.8. Modelo de disco LMP con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12$ y 24 indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco: la línea negra sólida corresponde a la temperatura pesada por la densidad superficial de masa $\langle T \rangle$; las líneas a trazos rojos muestran la temperatura del plano medio; la línea discontinua azul muestra la temperatura de la superficie de masa z_{90} ; la línea a puntos verde muestra la temperatura en la superficie de irradiación z_{irr} . Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en los recuadros superiores derechos. El símbolo estrella corresponde a la ubicación de la superficie de irradiación z_{irr} y el símbolo diamante corresponde a la posición de la superficie de masa z_{90} 35
- 3.9. Modelo de disco LMP con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12$ y 24 indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies del disco: la línea negra sólida muestra la superficie del disco z_{∞} ; la línea a puntos verde muestra la superficie de irradiación z_{irr} ; la línea a trazos azul muestra la superficie de masa del disco z_{90} . Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación θ entre el eje de rotación del disco y la línea de visión: $\theta = 0^\circ, 60^\circ$ y 80° (líneas roja, negra y azul respectivamente). Las líneas de puntos muestran la contribución del disco. 36
- 3.10. Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 10^{-2.5}$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco. Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en cada recuadro. Misma descripción que la Figura 3.8. 37
- 3.11. Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 10^{-2.5}$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12$ y 24 indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies. Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación. Misma descripción que la Figura 3.9. 38
- 3.12. Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 0.01$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco. Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en cada recuadro. Misma descripción que la Figura 3.8. 39
-

ÍNDICE DE FIGURAS
ÍNDICE DE FIGURAS

3.13. Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 0.01$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies. Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación. Misma descripción que la Figura 3.9.	40
3.14. Modelo de disco FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco. Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en cada recuadro. Misma descripción que la Figura 3.8.	41
3.15. Modelo de disco Fu Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies. Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación. Misma descripción que la Figura 3.9.	42
3.16. Perfiles promedio de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ de los modelos de disco LMP con diferente razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ en función de la distancia a la estrella central. Los perfiles de 1 mm y 7 mm se muestran en los paneles superior e inferior, respectivamente. Los modelos de disco tienen una inclinación de $\theta = 60^\circ$. Las líneas sólidas de cada panel corresponden al perfil de temperatura de antena. Las líneas a trazos muestran los perfiles de la temperatura de antena convolucionados con el haz de ALMA a 1 mm, $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec, y el haz de VLA a 7 mm, $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec, respectivamente. Las líneas punteadas muestran la profundidad óptica, los valores se muestran en el eje izquierdo en cada panel. Los ejes superiores muestran la distancia a la estrella en arcsec, suponiendo una distancia a la fuente de 140 pc.	44
3.17. Perfiles de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ a 1mm y 7 mm de los modelos de disco T Tauri con diferente razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ en función de la distancia a la estrella central. La descripción de los paneles y las líneas es la misma que en la Figura 3.16. Las líneas de color negro corresponden al modelo con un coeficiente de viscosidad $D = 10^{-2.5}$ y las líneas de color azul corresponden a un modelo con un coeficiente de viscosidad $D = 0.01$	45

ÍNDICE DE FIGURAS
ÍNDICE DE FIGURAS

3.18. Perfiles de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ a 1 mm y 7 mm de los modelos de disco FU Ori con diferente razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ en función de la distancia a la estrella central. La descripción de los paneles y las líneas es la misma que en la Figura 3.16. Por conveniencia, la integración numérica en cada línea de visión finaliza cuando la profundidad óptica adquiere un valor de 25.	46
3.19. Imágenes a 1 mm de los discos LMP y T Tauri con $\lambda_{\text{sys}} = 24$. La escala de color muestra la temperatura de antena para cada modelo.	47
3.20. Réplica de la Figura 3 de Carrasco-González et al. (2016): Perfiles radiales del disco de HL Tau. En todos los paneles, la anchura de las líneas representa la incertidumbre $1 - \sigma$ de cada cantidad . Perfiles radiales de temperatura de antena a 0.87, 1.3, 2.9 y 7 mm.	49
3.21. Perfiles de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ a 0.87 mm, 1.3 mm, 2.9 mm y 7 mm de los discos LMP como función de la distancia al estrella central. Los perfiles radiales han sido convolucionados los haz de ALMA: $\theta_{0.87 \text{ mm}} = 0.034 \text{ arcsec}$, $\theta_{1.3 \text{ mm}} = 0.029 \text{ arcsec}$, $\theta_{2.9 \text{ mm}} = 0.066 \text{ arcsec}$, y VLA a 7 mm, $\theta_{7 \text{ mm}} = 0.043 \text{ arcsec}$. El código de colores es mostrado en los recuadros ubicados en la esquina superior derecha de cada columna. Los discos tienen una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 24$. Los parámetros del disco son mostrados en la Tabla 3.5. Los paneles izquierdos corresponden a modelos con un tamaño máximo de granos de polvo $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$. El Modelos I (líneas continuas) tiene una temperatura de envolvente $T_e = 50 \text{ K}$ y el Modelo II (líneas a trazos) tiene $T_{\text{env}} = 100 \text{ K}$. Los paneles derechos corresponden a modelos con $a_{\text{max}} = 1 \text{ cm}$. El Modelos III (líneas continuas) tiene $T_{\text{env}} = 50 \text{ K}$ y el Modelos IV (líneas punteadas) tiene $T_{\text{env}} = 0 \text{ K}$. Ver Tabla 3.6. Por conveniencia, la integración numérica en cada línea de visión finaliza cuando la profundidad óptica adquiere un valor de 25.	52
3.22. Emisión de los modelos de HL Tau	53
3.23. Emisión convolucionada de los modelos de HL Tau	54
A.1. Opacidad monocromática en función de la longitud de onda para la distribución de polvo con $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$ y $a_{\text{max}} = 1 \text{ cm}$, indicado en el recuadro superior derecho. El panel superior muestra la opacidad total monocromática por unidad de masa χ_ν . El panel intermedio muestra el coeficiente de absorción monocromática por unidad de masa κ_ν . El panel inferior muestra el albedo $w_\nu = \kappa_\nu / \chi_\nu$	74
A.2. Opacidad total por unidad de masa χ_ν a 1 mm y 7 mm en función de la temperatura a diferentes valores de presión indicados en el recuadro del panel superior de para la distribución de polvo con $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$ (líneas continuas) y $a_{\text{max}} = 1 \text{ cm}$ (líneas punteadas).	75

ÍNDICE DE FIGURAS
ÍNDICE DE FIGURAS

A.3. Opacidad promedio de Rosseland χ_R y Planck κ_P en función de la temperatura a diferentes valores de presión indicados en el recuadro del panel superior para la distribución de polvo con $a_{\max} = 1$ mm (líneas continuas) y $a_{\max} = 1$ cm (líneas punteadas).	76
A.4. Opacidad promedio de Rosseland χ_R^s y Planck κ_P^s y albedo w^s evaluados a la temperatura estelar en función de la temperatura a diferentes valores de presión indicados en el recuadro del panel superior. Las líneas sólidas corresponden a las opacidades del modelo de disco T Tauri ($T_c = 4040$ K). Las líneas a trazos corresponden a las opacidades evaluadas a la temperatura estelar $T_c = 5490$ K (modelo de disco LMP). Las líneas punteadas corresponden a las opacidades del modelo de disco FU Ori de temperatura estelar $T_c = 8570$ K.	77
A.5. Opacidad promedio de Rosseland χ_R^s y Planck κ_P^s y albedo w^s evaluados a la temperatura estelar $T_c = 6579$ K a diferentes valores de presión, indicados en el recuadro del panel superior, en función de la temperatura. Las líneas continuas corresponden a la distribución de polvo con $a_{\max} = 1$ mm. Las líneas a trazos corresponden a $a_{\max} = 1$ cm.	78
B.1. Representación de la geometría del sistema disco-estrella. La línea punteada corresponde a la superficie de irradiación del disco. El plano medio del disco es definido en $z = 0$. La “línea de simetría” es la línea que conecta el punto P con el centro de la estrella. La línea a puntos y rayas muestra la superficie estelar. La línea roja indica la superficie estelar visible desde el punto P. Ver texto para más información.	82
E.1. Emisión del modelo de LMP a 1mm	90
E.2. Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo de LMP a 1mm	91
E.3. Emisión del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 1mm	92
E.4. Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 1mm	93
E.5. Emisión del modelo T Tauri con $D = 0.01$ a 1mm	94
E.6. Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo T Tauri con $D = 0.01$ a 1mm	95
E.7. Emisión del modelo FU Ori 1mm	96
E.8. Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo de FU Ori a 1mm	97
E.9. Emisión del modelo LMP a 7mm	98
E.10. Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del modelo de LMP 7 mm	99
E.11. Emisión del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 7mm	100
E.12. Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 7mm	101

ÍNDICE DE FIGURAS
ÍNDICE DE FIGURAS

E.13.Emisión del modelo T Tauri con $D = 0.01$ a 7 mm	102
E.14.Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del mo- delo T Tauri con $D = 0.01$ a 7 mm	103
E.15.Emisión del modelo FU Ori a 7 mm	104
E.16.Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del mo- delo FU Ori 7 mm	105

ÍNDICE DE FIGURAS
ÍNDICE DE FIGURAS

Índice de tablas

3.1. Parámetros de los modelos	22
3.2. Modelos con diferentes razones de masa a flujo magnético λ_{sys} . .	31
3.3. Modelos con diferentes razones de masa a flujo magnético λ_{sys} . .	33
3.4. Razón de flujos	43
3.5. Parámetros de HL Tau	50
3.6. Modelos de HL Tau	50
4.1. Número de Elsässer y β a 1 AU	57

ÍNDICE DE TABLAS
ÍNDICE DE TABLAS

Agradecimientos

Agradezco de forma muy especial a mi asesora, la Dra. Susana, por todo el conocimiento y motivación que han permitido realizar este trabajo. Sobre todo, mi total gratitud a “la jefa” por su trato humano y por la asertividad mostrada en los momentos desafiantes durante el doctorado.

Gracias a todo el IRyA-team administrativo: Bere, Diana, Victor, Sergio, Mariana, Ari, Dulce Leo y Rafa, por su trabajo tan eficiente y por el apoyo en la solución de problemas y tramites. En especial a Karin por su paciencia y ayuda en los tramites académicos, sobre todo, por el interés mostrado en la persona que es un estudiante.

Gracias a los miembros de mi Comité Académico, el Dr. Luis Felipe y el Dr. Will, por a los comentarios académicos y personales mostrados en cada reunión.

A la muy querida Paola D’Alessio por sus enseñanzas y por el gran ejemplo de vida. Gracias Paola por los códigos y las asesorías referentes al cálculo de opacidades. Al Dr. Yann por la ayuda y colaboración en los inicios de este trabajo..

A la “gente bonita del piso tres”, a todos los compañeros y a los investigadores que de una u otra forma ayudan a la grandeza del Instituto de Radioastrofísica y Astronomía.

A los sinodales Drs. Mayra Osorio, Jorge Cantó, Alex Raga, Carlos Carrasco y Miguel Chávez, por su paciencia y sus valiosos comentarios que ayudaron a mejorar este trabajo.

A mis amigos Alex, Alba, Rafa, Naye, Tete, Vicky y Nata por estar a mi lado en todo momento y por hacer la vida del día a día tan versátil y diferente. A mis familiares, a mi familia scout y a mis amigos Atlixquenses que, de una u otra forma, siempre están presentes.

A mis compañeros de ciclismo por tantos kilometros acumulados en los senderos michoacanos, a mi equipo de voleibol por ser una fuente de liberación de estrés y a todos los compañeros de taekwondo por compartir la disciplina y el carácter del deporte.

Gracias al CONACyT, a la DGAPA-UNAM y UNAM-PAPIIT por el financiamiento económico proporcionado.

Finalmente, gracias a las personas que llevo en mi corazón y que al final del cuento me han ayudado a ser una mejor persona.

ÍNDICE DE TABLAS
ÍNDICE DE TABLAS

Capítulo 1

Introducción

La mejora en la sensibilidad y la resolución angular en la instrumentación astronómica de las últimas décadas ha permitido obtener imágenes con gran nitidez de regiones de formación estelar, en especial de estrellas de baja masa ($M_* \leq 2M_\odot$; donde M_\odot es la masa del Sol) en nubes moleculares de gas y polvo (ver reseña de McKee & Ostriker 2007). El modelo estándar de formación estelar de estrellas de baja masa propone que el nacimiento de nuevas estrellas es resultado del colapso gravitacional de núcleos moleculares densos (Shu et al., 1987). El momento angular del núcleo molecular se conserva durante el colapso gravitacional, donde el material con menor cantidad de momento angular es acretado hacia la protoestrella y el de mayor momento tiende a acumularse en el plano medio para formar un disco de gas y polvo soportado por rotación (e.g., Terebey et al. 1984), comúnmente llamados disco protoplanetario o disco de acreción en torno a objetos estelares jóvenes.

El estudio de las etapas tempranas de la formación estelar ha permitido avanzar en el conocimiento de los efectos que el disco y la envoltura tienen sobre la evolución de las protoestrellas y la eventual formación de sistemas planetarios. Las diferentes fases evolutivas de los objetos estelares jóvenes son comúnmente clasificadas en cuatro clases dependiendo del índice espectral de energía en el infrarrojo (IR), $\alpha_{\text{IR}} = d \log(\nu F_\nu) / d \log \nu$, en el intervalo espectral 2-25 μm , donde F_ν es el flujo observado $\{\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}\}$. Esta clasificación se adapta de forma natural al marco secuencial teórico esperado del colapso gravitacional de un núcleo denso y a la formación de un disco de acreción (Adams et al., 1987). La clasificación observacional de Lada & Wilking (1984) es resumida a continuación:

- Clase 0, protoestrellas jóvenes ($t \lesssim 10^4$ yr). Las observaciones milimétricas sugieren que estos objetos corresponden a una etapa muy temprana del colapso de la nube molecular donde el disco de acreción y la protoestrella, aún en formación, están inmersos en la envoltura de la nube molecular y su emisión está dominada por el submilimétrico (e.g., Andre et al. 1993).
- Clase I, protoestrellas evolucionadas. Estos objetos tienen discos de acreción

muy jóvenes y conservan parte de su envoltente por lo que su emisión está dominada por el IR ($\alpha_{\text{IR}} > 0.3$) y milimétrico. Tienen edades del orden $\sim 2 \times 10^5$ yr (e.g., Ohashi et al. 1997; Hogerheijde et al. 1998; Looney et al. 2000).

- Clase II. Estas fuentes son visibles en el óptico y en el IR y su índice espectral es negativo ($-1.6 < \alpha_{\text{IR}} < -0.3$). Las principales características observacionales son: $M \sim 0.5M_{\odot}$, $T \sim 4000$ K, una línea intensa de emisión de H_{α} y emisión ultravioleta. En su distribución espectral de energía pueden distinguirse dos partes dominantes, una componente óptica propia de la estrella central y otra en el IR atribuida al disco de acreción. Su tiempo de vida media es ~ 0.5 Myr, la masa promedio del disco es de $5M_{\text{jup}}$, donde M_{jup} es la masa de Júpiter (e.g., Andrews & Williams 2007; Koerner et al. 1995; Chandler et al. 1995).
- Clase III. Estos objetos presentan muy poca emisión en el IR ($\alpha_{\text{IR}} < -1.60$) y líneas de emisión débiles, características observacionales propias de un objeto estelar joven con una baja tasa de acreción. Su emisión es dominada por el ultravioleta (e.g., Cieza et al. 2013; Ingleby et al. 2009; Ingleby et al. 2012; Alexander et al. 2006). Esta fase evolutiva es ligada con etapas tempranas de formación de planetas a través de los llamados discos pre-transicionales o discos transicionales (e.g, Strom et al. 1989; Cieza et al. 2007; Padgett et al. 2006; Espaillat et al. 2007 Espaillat et al. 2010).

Durante las últimas dos décadas, discos en torno a estrellas jóvenes han sido observados en múltiples ventanas espectrales, desde el óptico hasta radio frecuencias (e.g., Williams & Cieza 2011) y sus propiedades físicas se han logrado inferir exitosamente a partir de modelos de estructura vertical y emisión de discos de acreción (e.g. Chiang & Goldreich 1997; D’Alessio et al. 1998). Estos modelos, consideran el calentamiento viscoso del gas y el calentamiento de la superficie del disco por la irradiación de la estrella central. La irradiación estelar es una de las principales fuentes de calentamiento de la atmósfera del disco durante la fase T Tauri. Por otro lado, la irradiación de la envoltente también puede ser importante en las primeras etapas evolutivas como son los objetos estelares jóvenes Clase 0 (e.g., D’Alessio et al. 1997). Otros mecanismos de calentamiento han sido considerados, como los choques de acreción durante la formación del disco (Neufeld & Hollenbach, 1994), los rayos cósmicos y rayos X producidos por la magnetósfera estelar (e.g., Igea & Glassgold 1999; Glassgold et al. 2012). El efecto de radiación de alta energía (rayos X, UV y FU) sobre la evaporación del discos en torno a estrellas de baja masa también ha sido estudiado (e.g., Font et al. 2004; Gorti et al. 2009; Gorti & Hollenbach 2009; Owen et al. 2012).

Durante el colapso gravitacional el gas arrastra consigo las líneas de campo magnético, por tanto, el material del disco de acreción debería estar magnetizado (e.g., Allen et al. 2003; Galli et al. 2006; Mellon & Li 2008; Hennebelle & Fromang 2008). En los discos de acreción, la turbulencia producida por la inesta-

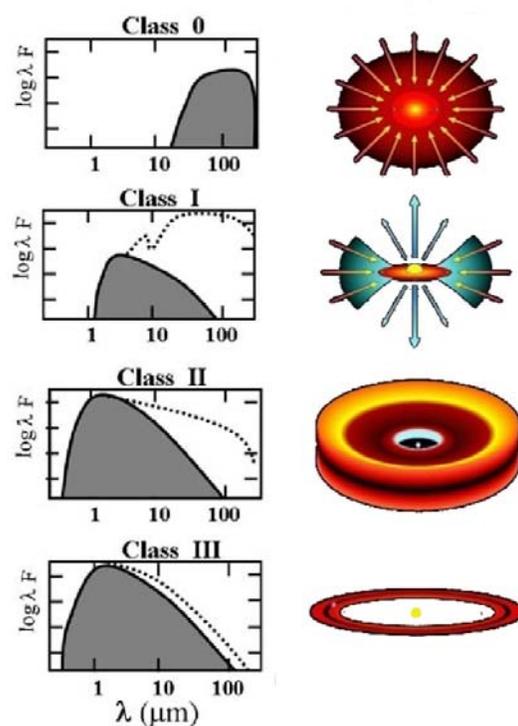


Figura 1.1: Secuencia evolutiva de las diferentes clases de discos de acreción. Páneos izquierdos: distribución espectral de energía: el área sombreada corresponde al flujo estelar; la línea punteada representa la contribución del disco. Páneos derechos: representación pictórica de cada uno de los respectivos objetos estelares jóvenes. (Maeder & Stahler, 2009).

bilidad magnetorotacional (por sus siglas en inglés, MRI e.g., Balbus & Hawley 1998) es aceptada como el mecanismo responsable de la viscosidad anómala que permite el transporte de masa hacia el interior radial del disco y el transporte de momento angular a radios externos. Estos valores anómalos son requeridos para explicar los tiempos cortos de evolución del disco del orden de 5-10 Myr (Strom et al. 1989; Haisch et al. 2001; Sicilia-Aguilar et al. 2006; Hernández et al. 2007; Bell et al. 2013). Debido a que los rayos cósmicos y los rayos X sólo pueden penetrar a densidades columnares de $\Sigma \sim 50 - 100 \text{ g cm}^{-2}$ (e.g., Umebayashi & Nakano 1981; Igea & Glassgold 1999) se espera que el gas denso en el plano medio del disco esté muy poco ionizado. La carencia de ionización podría producir “zonas muertas” en el plano medio provocando que la MRI no opere aunque la acreción se mantenga en funcionamiento en las capas superiores (e.g., Gammie 1996).

Simulaciones numéricas de la MRI con un flujo magnético vertical neto, lo cual se espera de un campo magnético poloidal arrastrado durante el proceso de formación del disco de acreción, han sido estudiadas por diversos autores (e.g., Suzuki & Inutsuka 2009; Suzuki et al. 2010, y Bai & Stone 2013; Fromang et al. 2013). Ellos han encontrado que el funcionamiento de la MRI turbulenta depende de la razón entre la presión del gas y la presión magnética, tal que el parámetro α de Shakura-Sunyaev es mayor que uno para el caso de un disco dominado magnéticamente.

A partir de observaciones del desdoblamiento Zeeman de las moléculas de OH y CN se miden campos magnéticos en la línea de visión de núcleos moleculares densos entre $\sim 10 - 300 \mu\text{G}$ para un gas con densidades $n \sim 3 \times 10^3 - 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (e.g., Troland & Crutcher 2008; Falgarone et al. 2008). Adicionalmente, observaciones de la emisión linealmente polarizada del polvo de algunas regiones de formación estelar de baja masa como NGC 1333 IRS5 (Girart et al., 2006) y de la región de alta masa como W51 (Tang et al., 2009), muestran una morfología de “reloj de arena” de las líneas de campo magnético. Por otro lado, a escala de disco se han observado emisión polarizada de algunos objetos estelares jóvenes como IRAS 16293- 2422B (Rao et al., 2014), HL Tau (Stephens et al., 2014), L1527 (Segura-Cox et al., 2015) y NGC 1333 IRAS 4A1 (Cox et al., 2015). Suponiendo que la luz polarizada es producida por la emisión de granos de polvo elongados alineados respecto a las líneas de campo magnético, los vectores de polarización rotados 90 grados determinan la dirección de las líneas de campo magnético (e.g., ver la reseña de Lazarian 2007). En las anteriores fuentes, el campo magnético aparenta tener una componente toroidal importante, esperada en fuentes muy jóvenes donde la acreción de la envolvente aún es muy importante.

Recientemente, Kataoka et al. (2015) señaló que la polarización debida a la dispersión de granos de polvo grandes en el disco puede ser muy importante a longitudes de onda milimétricas cuando el tamaño máximo de los granos es $a_{\text{max}} \sim \lambda/2\pi$, donde λ es la longitud de onda observacional. En este caso, la opacidad debida a dispersiones de granos grandes puede ser del orden de la opacidad debida a las absorciones (ver su Figura 1). Adicionalmente, para producir la luz polarizada, se requiere una asimetría en la distribución de luz

de la fuente. Por tanto, la contribución a la emisión de los granos de polvo grandes (emisión y dispersión) depende de la estructura del disco. En particular, Yang et al. (2016), han calculado ambas contribuciones como función de la inclinación del disco para explicar la polarización observada en NGC 1333 IRAS 4A1. Esos autores discuten que la emisión polarizada del polvo en HL Tau puede ser explicada por la dispersión del polvo (Yang et al. 2016; Kataoka et al. 2016).

Uno espera que en el futuro cercano ALMA será capaz de medir directamente el campo magnético mediante el desdoblamiento Zeeman de la molécula de CN. Adicionalmente, más observaciones de la polarización de polvo de objetos estelares jóvenes podrá determinar la naturaleza de dicha emisión y a su vez ayudar a establecer la morfología del campo magnético en los discos de acreción.

El trabajo está estructurado de la siguiente manera: en el Capítulo 2 se describen las ecuaciones de la estructura radial y vertical de los discos de acreción magnetizados, su solución numérica y la metodología para el cálculo de la emisión; en el Capítulo 3 se muestran los resultados de la estructura y la emisión de estos discos; en el Capítulo 4 se discuten los resultados obtenidos; en el Capítulo 5 se detallan las conclusiones; y en el Capítulo 6 se describe el trabajo a futuro. La teoría y los resultados descritos en los Capítulos 2 y 3 se encuentran en los artículos:

- **“Vertical Structure of Magnetized Accretion Disks around Young Stars”**
Lizano, S., Tapia, C., Boehler, Y., & D’Alessio, P. 2016, ApJ, 817, 35 s
- **“Emission From Magnetized Accretion Disk Around Young Stars”**
Tapia, C. y Lizano, S., ApJ, en revisión

Capítulo 2

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados

Shu et al. (2007, de aquí en adelante S07) estudiaron los modelos analíticos de la estructura radial de discos de acreción magnetizados permeados por un campo magnético poloidal. Este campo ha sido arrastrado en el sistema disco-estrella durante el proceso de formación estelar. Ellos mostraron que, debido a que las líneas de campo poloidal son dobladas por el flujo de acreción en el disco, la tensión magnética produce una rotación sub-kepleriana del gas. En sus modelos, la disipación resistiva debida a la disipación Ohmica compite con el calentamiento viscoso en los discos de acreción esperados alrededor de estrellas tipo T Tauri y FU Ori. La estabilidad de estos discos es modificada por dos efectos opuestos: la presión y la tensión magnética dan un soporte del gas contra el colapso gravitacional, pero la rotación sub-kepleriana provoca que, localmente, el gas sea más inestable (Lizano et al., 2010). En discos en torno a estrellas jóvenes el parámetro de estabilidad magnético de Toomre es mayor al de su contraparte no magnética. Por tanto, los discos magnetizados pueden ser más masivos que los no magnetizados. Adicionalmente, la región de inestabilidad se encuentra a radios más externos por lo que la formación de planetas por inestabilidad gravitacional solamente podría tener lugar en estas zonas externas. La migración de planetas también es acelerada debido a que los planetas tienen velocidades keplerianas y experimentan un viento en contra por el gas que rota sub-keplerianamente (Adams et al., 2009).

Galli et al. (2006) encontraron que el campo magnético tiene que ser disipado durante la fase de colapso gravitacional para prevenir el frenado “catastrófico” producido por las torcas magnéticas, y permitir la formación de un disco soportado rotacionalmente (por sus siglas en inglés, RSD; ver también Shu et al., 2006). La falta de alineación entre el campo magnético y el eje de rotación, observada entre los vectores de polarización en núcleos densos a escalas de 1000

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados

2.1 Estructura radial de un disco de acreción magnetizado

AU y en los flujos moleculares (Hull et al., 2013), puede solucionar el problema. Sin embargo, la disipación del campo magnético continúa siendo necesaria para formar un RSD (e.g., Hennebelle & Ciardi 2009). Muchas simulaciones numéricas se han realizado recientemente para estudiar las condiciones de formación de discos de acreción en núcleos magnetizados (ver, e.g., reseña de Lizano & Galli, 2015). Inicialmente los núcleos moleculares tienen un cociente adimensional de masa a flujo magnético $\lambda_{\text{core}} = M2\pi G^{1/2}/\Phi \sim 1 - 4$, donde M es la masa del núcleo y Φ es el flujo magnético (Crutcher & Troland, 2008). Se espera que, debido a la disipación del campo magnético, el cociente de masa a flujo magnético del sistema disco-estrella $\lambda_{\text{sys}} = (M_* + M_d)2\pi G^{1/2}/\Phi$, donde M_d es la masa del disco y Φ es el flujo magnético en el disco, sea mayor tal que $\lambda_{\text{sys}} > \sim 4$. Además, los discos se vuelven más magnetizados con el tiempo ya que la masa del disco es acretaada por la estrella central dejando atrás al campo magnético.

2.1. Estructura radial de un disco de acreción magnetizado

El trabajo desarrollado por S07 considera un disco de acreción frío y delgado permeado verticalmente por un campo magnético arrastrado durante el colapso gravitacional en estado estacionario (Figura 2.1). Este disco magnetizado evoluciona bajo dos procesos difusivos: (1) la viscosidad ν , que permite la acreción de masa hacia la estrella y la transferencia de momento angular a radios externos del disco, y se supone que es generada por la inestabilidad magneto rotacional; y (2) la resistividad η , que provoca la redistribución de masa respecto al flujo magnético y es asociada tanto a colisiones a nivel microscópico como a la MRI.

En estado estacionario, la interacción de las líneas del campo magnético y el flujo de acreción generan una nueva componente radial promedio a partir de la componente vertical del campo magnético. Esta nueva componente modifica el balance radial de fuerzas, de forma que el material del disco de acreción presenta una rotación sub-kepleriana. Despreciando la autogravedad del disco y la presión de gas, el balance de fuerzas radial se escribe como

$$\varpi\Omega^2 = \frac{GM_*}{\varpi^2} - \frac{B_z B_\varpi^+}{2\pi\Sigma_\varpi}, \quad (2.1)$$

donde ϖ es la coordenada radial, Ω es la tasa de rotación, G es la constante gravitacional, M_* es la masa de la estrella central, Σ_ϖ es la densidad de masa superficial del disco, B_z es la componente vertical del campo magnético que perméa el disco y B_ϖ^+ es la componente radial en estado estacionario dada por

$$B_\varpi^+ = -\frac{z_0\nu}{\varpi\eta} \left(\frac{\varpi}{\Omega} \frac{d\Omega}{d\varpi} \right) B_z \quad (2.2)$$

donde z_0 es la altura del disco.

Debido al soporte extra de la tensión magnética contra la gravedad, la ecuación de balance de fuerzas tiene una solución sub-kepleriana $\Omega = f\Omega_K = f(GM_*/\varpi^3)^{1/2}$, donde $f < 1$ es el factor sub-Kepleriano.

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados
2.1 Estructura radial de un disco de acreción magnetizado

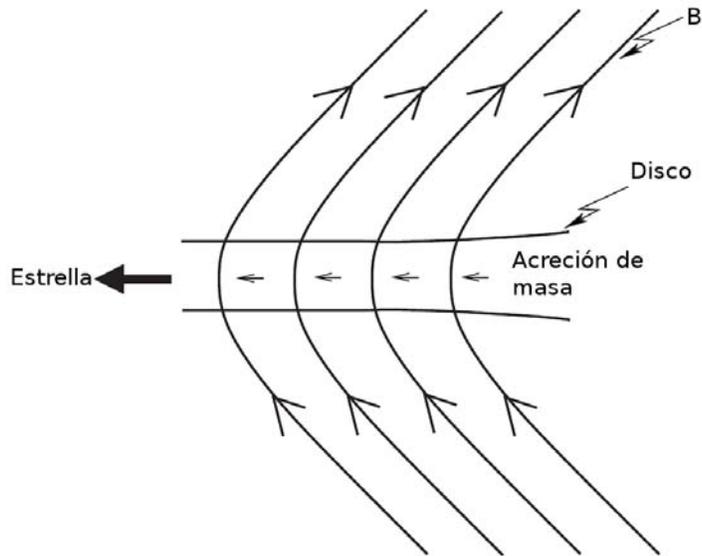


Figura 2.1: Diagrama esquemático de un disco acreción magnetizado.

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados

2.1 Estructura radial de un disco de acreción magnetizado

La rotación diferencial del disco genera una componente azimutal del campo magnético que, acoplado al campo radial, ejerce una tensión y torca sobre el gas, produciendo una viscosidad que ocasiona la evolución del disco. S07 suponen una forma funcional de la viscosidad de la forma

$$\nu = D \frac{B_z^2 z_0}{2\pi \Sigma \varpi \Omega}, \quad (2.3)$$

donde $D \leq 1$ es un coeficiente viscoso adimensional. Este coeficiente toma valores pequeños si hay “zonas muertas”, donde la MRI sólo podría ocurrir en las capas superficiales del disco.

A partir de la ecuación de viscosidad (2.3), y suponiendo una ley de potencias para la razón de altura del disco a radio

$$A(\varpi) = \frac{z_0}{\varpi} \propto \varpi^n, \quad (2.4)$$

S07 obtiene un modelo radial en estado estacionario de discos de acreción delgado y magnetizados en torno a estrellas jóvenes. La estructura radial está determinada por las ecuaciones (63-69) de S07. En particular, el campo magnético está dado por

$$\begin{aligned} B_z = & 8.89 \times 10^{-3} D^{-1/2} \left(\frac{M_*}{0.5 M_\odot} \right)^{1/4} \left(\frac{\dot{M}_d}{2 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right)^{1/2} \\ & \times f^{1/2} \left[\frac{0.1}{A(\varpi)} \right]^{1/2} \left(\frac{\varpi}{100 \text{ AU}} \right)^{-5/4} \text{ G}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

la densidad superficial de masa total del disco es

$$\begin{aligned} \Sigma_\varpi = & 0.740 D^{-1} \left(\frac{M_*}{0.5 M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}_d}{2 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right) \\ & \times \left(\frac{f}{1-f^2} \right) \left[\frac{0.1}{A(\varpi)} \right] \left(\frac{\varpi}{100 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \text{ g cm}^2, \end{aligned} \quad (2.6)$$

la viscosidad turbulenta es

$$\nu = 1.81 \times 10^{19} D \left(\frac{M_*}{0.5 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{1-f^2}{f} \right) \left[\frac{A(\varpi)}{0.1} \right] \left(\frac{\varpi}{100 \text{ AU}} \right)^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (2.7)$$

y la masa del disco como función del radio es

$$M_d = 4.18 \times 10^{-3} D^{-1} \left(\frac{M_*}{0.5 M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{f}{1-f^2} \right) \left[\frac{0.1}{A(\varpi)} \right] \left(\frac{\varpi}{100 \text{ AU}} \right)^{3/2} M_\odot. \quad (2.8)$$

Para encontrar el valor del parámetro subkepleriano f , se supone que todo el flujo magnético arrastrado durante la formación del disco está contenido dentro del radio del disco. Esto lleva a la condición

$$1 - f^2 = \frac{(3-2n)I_l}{8\lambda_{\text{sys}}^2} \left(\frac{M_*}{M_d} \right), \quad (2.9)$$

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados

2.2 Estructura vertical de un disco viscoso magnetizado

donde n es el exponente de la razón de altura a radio y el coeficiente I_l tiene valores numéricos que aparecen en la Tabla 1 de S07, λ_{sys} es la razón masa a flujo magnético resultado de los procesos difusivos de la nube en colapso y M_d es la masa del disco. Para un sistema disco-estrella cerrado, donde la acreción de la envolvente ha finalizado, la relación masa a flujo magnético λ_{sys} se mantiene constante. Así mismo, la masa del disco va decreciendo respecto de la masa estelar provocando que la desviación de la rotación kepleriana, $(1 - f^2)$, aumente con el tiempo (es decir, f decrece con el tiempo). Esto es provocado porque la viscosidad transporta la masa del disco hacia la estrella, mientras que la resistividad sólo redistribuye el flujo dentro del disco sin alterar el flujo total. Por tanto, el disco tiende a ser más sub-kepleriano y magnetizado con el tiempo.

Finalmente, en estado estacionario, el flujo de energía interno es la suma de las energías generadas por la disipación viscosa y resistiva por unidad de área a cada radio. El flujo viscoso en $\{\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\}$ es

$$F_{v,\varpi} = \nu \Sigma_{\varpi} \left(\varpi \frac{d\Omega}{d\varpi} \right)^2 = \frac{9}{4} \nu f^2 \Omega_K^2 \Sigma_{\varpi}. \quad (2.10)$$

De las ecuaciones (11), (12) y (33) de S07, el flujo debido a la la disipación resistiva es

$$F_{r,\varpi} = \left(\frac{cB_{\varpi}^+}{2\pi} \right) \left(-\frac{u}{c} B_z \right) = \frac{\eta}{z_0} \frac{(B_{\varpi}^+)^2}{2\pi} = \frac{3}{2} \frac{\nu}{\varpi} \frac{B_{\varpi}^+ B_z}{2\pi}, \quad (2.11)$$

donde u es la velocidad radial de acreción y c es la velocidad de la luz. Así, en estado estacionario, el flujo de energía interna es

$$F_{\text{vr},\varpi} = F_{v,\varpi} + F_{r,\varpi}. \quad (2.12)$$

Este flujo conduce la energía generada por la disipación viscosa y resistiva dentro del disco.

2.2. Estructura vertical de un disco viscoso magnetizado

Se han derivado las ecuaciones de la estructura vertical de un disco viscoso magnetizado siguiendo los trabajos de D'Alessio et al. (1998) y Calvet et al. (1991). La estructura radial de S07 corresponde a un disco frío de acreción y de masa despreciable respecto de la estrella central, sujeto a calentamiento viscoso resistivo. Adicionalmente, el disco es irradiado por la estrella central, tal que el flujo estelar en la atmósfera del disco F_{irr} puede penetrar hasta una altura z_{irr} que define la superficie de irradiación del disco y corresponde a una profundidad óptica igual a uno.

La variable independiente en nuestro modelo es la densidad superficial de masa del plano medio definida como

$$\Sigma(\varpi, z) = \int_0^z \rho(\varpi, z) dz, \quad (2.13)$$

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados

2.2 Estructura vertical de un disco viscoso magnetizado

donde $\rho(\varpi, z)$ es la densidad y z es la altura, tal que, la densidad superficial de masa radial integrada desde la superficie del disco $\pm z_\infty$, es

$$\Sigma_\varpi = \int_{-z_\infty}^{z_\infty} \rho dz = 2 \Sigma(\varpi, z_\infty), \quad (2.14)$$

donde la superficie z_∞ es definida como la altura donde la presión del disco es igual a una presión externa P_∞ .

Siguiendo a Calvet et al. 1991, se considera que la función fuente $S(T)$ es determinada por la superposición de una función fuente de un disco viscoso no irradiado con una temperatura T_{vr} y la función fuente de un disco pasivo irradiado sin fuentes internas de calentamiento (con flujo neto igual a cero) que reprocesa la radiación estelar y tiene una temperatura T_{rp} . En el Apéndice A se discute el primer y segundo momento de la ecuación de transporte radiativo tanto para el flujo viscoso resistivo F_{vr} y la intensidad promedio J_{vr} de un disco viscoso resistivo no irradiado, ecs. (A.19) y (A.20), como para el flujo reprocesado F_{rp} y la intensidad promedio J_{rp} de un disco pasivo irradiado, ecs. (A.28) y (A.29). Debido a la linealidad de la ecuación del transporte radiativo en los flujos, la temperatura local del disco T y la intensidad promedio del campo de radiación J {erg cm⁻²s⁻¹sr⁻¹} están determinados por

$$T^4 = T_{\text{vr}}^4 + T_{\text{rp}}^4, \quad \text{y} \quad J = J_{\text{vr}} + J_{\text{rp}}, \quad (2.15)$$

la ecuación de transporte vertical de energía del disco se escribe como

$$\frac{\sigma T^4}{\pi} = J + \frac{1}{4\pi\kappa_{\text{P}}} \frac{d(F_{\text{vr}} + F_{\text{rp}})}{d\Sigma}, \quad (2.16)$$

donde σ es la constante de Stephen-Boltzmann, y κ_{P} es la opacidad promedio de Planck. El flujo interno total del disco, $F_{\text{vr}} + F_{\text{rp}}$, es conocido y está dado por las ecs. (A.17) y (A.26). Por este motivo, la ecuación de transporte de energía es una ecuación analítica para T . Del mismo modo, la ecuación de la intensidad promedio J se escribe como

$$\frac{dJ}{d\Sigma} = -\frac{3}{4\pi} \chi_{\text{R}} (F_{\text{vr}} + F_{\text{rp}}), \quad (2.17)$$

donde χ_{R} es la opacidad promedio de Rosseland. Esta es una ecuación diferencial de primer orden para J .

La ecuación de equilibrio hidrostático en la dirección vertical es

$$\frac{dP}{d\Sigma} = -\frac{GM_*}{\varpi^3} \frac{z}{\left[1 + \left(\frac{z}{\varpi}\right)^2\right]^{3/2}} + \frac{dP_{\text{rad}}}{d\Sigma} - \frac{1}{8\pi} \frac{dB_\varpi^2}{d\Sigma}, \quad (2.18)$$

donde P es la presión del gas y P_{rad} es la presión de radiación y el último término es la presión magnética. Usando las mismas suposiciones de la ec. (2.1), el balance de fuerzas a cada altura está determinado por

$$\frac{B_z}{4\pi} \frac{dB_\varpi^2}{d\Sigma} = \varpi \Omega_{\text{K}}^2 [1 - f^2], \quad (2.19)$$

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados

2.2 Estructura vertical de un disco viscoso magnetizado

donde la fuerza radial neta asociada a la rotación subkepleriana está balanceada por la tensión magnética generada por el arrastre de las líneas de campo magnético. Debido a que el lado derecho de esta ecuación sólo depende del radio, la componente radial del campo magnético B_ϖ es una función lineal de Σ , tal que $B_\varpi = 2B_\varpi^+(\Sigma/\Sigma_\varpi)$. La fuerza generada por la presión de radiación es debida al flujo viscoso resistivo y a la radiación reprocesada y dispersada en la dirección z positiva, menos la presión de radiación del flujo estelar F_{irr} (ec.[B.4]) que penetra en la superficie superior, i.e.,

$$\frac{dP_{\text{rad}}}{d\Sigma} = \frac{\chi_{\text{R}}}{c} [F_{\text{vr}} + F_{\text{rp}}] + \frac{\chi_{\text{P}}^{\text{s}}}{c} [F_{\text{scatt}} - F_{\text{irr}} \exp^{-\tau_s/\mu_0}], \quad (2.20)$$

$$= \frac{\chi_{\text{R}}}{c} F_{\text{vr}} + \frac{(\chi_{\text{R}} - \chi_{\text{P}}^{\text{s}})}{c} F_{\text{rp}}, \quad (2.21)$$

donde F_{scatt} es el flujo dispersado, τ_s es la profundidad óptica de la radiación estelar, $\chi_{\text{P}}^{\text{s}}$ es la opacidad promedio de Planck a la temperatura estelar (ver ec. [A.22]), y la última igualdad viene de la condición de que el flujo neto es cero ec. (A.26).

Para un gas ideal, la ecuación de estado es

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m_{\text{H}}}, \quad (2.22)$$

donde P es la presión, k es la constante Boltzmann, μ es el peso molecular promedio, y m_{H} es la masa del hidrógeno. Entonces, de la definición $d\Sigma = \rho dz$, se obtiene una ecuación diferencial para la altura

$$\frac{dz}{d\Sigma} = \frac{kT}{\mu m_{\text{H}} P}. \quad (2.23)$$

La estructura vertical es determinada por la ecuación algebraica (2.16) y tres ecuaciones diferenciales (2.17), (2.18) y (2.23). Las condiciones de frontera son impuestas en la frontera superior del disco,

$$\begin{aligned} z(\Sigma_\varpi/2) &= z_\infty, & P(\Sigma_\varpi/2) &= P_\infty, & \text{y} \\ J(\Sigma_\varpi/2) &= \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \left(\frac{F_{\text{vr},\varpi}}{2} + F_{\text{irr}} a_s (1 + C_1 + C_2) \right), \end{aligned} \quad (2.24)$$

donde la intensidad media en la frontera está dada por las ecs. (A.21) y (A.30), a_s es la absorción fraccional definida por la ec. (A.25), y las constantes C_1 y C_2 están dadas por las ecs. (A.27).

Se resuelve este conjunto de ecuaciones para la temperatura T , la intensidad promedio J , la presión P y la altura z como función de la densidad superficial del plano medio, Σ .

2.3. Ecuaciones adimensionales

Para resolver numéricamente la estructura vertical del disco, se definen la densidad superficial de masa y el radio adimensionales

$$s = \frac{\Sigma}{\Sigma_{\varpi}}; \quad y \quad r = \frac{\varpi}{z_{\infty}},$$

las funciones adimensionales de altura, temperatura, intensidad media y presión son

$$\zeta = \frac{z}{z_{\infty}}; \quad t = \frac{T}{T_{\infty}}; \quad j = \frac{J}{J_{\infty}}; \quad y \quad p = \frac{P}{\Sigma_{\varpi} \Omega_K^2 z_{\infty}},$$

y los flujos verticales adimensionales son

$$f_{\text{vr}} = \frac{F_{\text{vr}}}{F_{\infty}}; \quad f_{\text{rp}} = \frac{F_{\text{rp}}}{F_{\infty}}; \quad y \quad f_{\text{irr}} = \frac{F_{\text{irr}}}{F_{\infty}},$$

donde $F_{\infty} = F_{\text{vr},\varpi}/2 + F_{\text{irr}}$, $J_{\infty} = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} F_{\infty}$, y $T_{\infty} = (F_{\infty}/\sigma)^{1/4}$. El flujo viscoso resistivo total adimensional es $f_{\text{vr},r} = F_{\text{vr},\varpi}/F_{\infty}$.

Suponiendo una disipación uniforme, f_{vr} es una función lineal de s , $f_{\text{vr}} = f_{\text{vr},r} s$, tal que la ecuación adimensional del transporte de energía es

$$4t^4 = \sqrt{3}j + \frac{1}{\Sigma_{\varpi} \kappa_{\text{P}}} \left(f_{\text{vr},r} s + \frac{df_{\text{rp}}}{ds} \right), \quad (2.25)$$

donde

$$\frac{df_{\text{rp}}}{ds} = \Sigma_{\varpi} \chi_{\text{P}}^s f_{\text{irr}} a_s \left(\frac{(1 + C_1)}{\mu_0} e^{-\tau_s/\mu_0} + \beta C_2 e^{-\beta\tau_s} \right), \quad (2.26)$$

con $\beta = \sqrt{3}a_s$, la opacidad de la radiación estelar τ_s está determinada por la ec. (A.22), y la ecuación de la intensidad promedio

$$\frac{dj}{ds} = -\sqrt{3}\Sigma_{\varpi} \chi_{\text{R}} (f_{\text{vr},r} s + f_{\text{rp}}). \quad (2.27)$$

Además, la ecuación de equilibrio hidrostático es

$$\frac{dp}{ds} = -\frac{\zeta}{\left(1 + \left(\frac{\zeta}{r}\right)^2\right)^{3/2}} + C_3 \frac{dp_{\text{rad}}}{ds} - C_4 s, \quad (2.28)$$

donde el gradiente de presión de radiación es

$$\frac{dp_{\text{rad}}}{ds} = \Sigma_{\varpi} \chi_{\text{R}} f_{\text{vr},r} s + \Sigma_{\varpi} (\chi_{\text{R}} - \chi_{\text{P}}^s) f_{\text{rp}}, \quad (2.29)$$

y la ecuación de altura es

$$\frac{d\zeta}{ds} = C_5 \frac{t}{p\mu}. \quad (2.30)$$

Estructura y emisión de discos de acreción magnetizados

2.4 Solución numérica de la estructura vertical de un disco magnetizado.

En estas ecuaciones, las constantes adimensionales son $C_3 = F_\infty / (cz_\infty \Sigma_\varpi \Omega_K^2)$, $C_4 = (B_\varpi^+)^2 / (\pi \Sigma_\varpi \Omega_K^2 z_\infty)$ y $C_5 = (kT_\infty / m_H) / (z_\infty \Omega_K)^2$.

Una vez determinado el flujo de irradiación f_{IR} en la superficie del disco se resuelven las ecs. (2.25) - (2.30) para las funciones adimensionales de temperatura $t(s)$, intensidad promedio $j(s)$, presión $p(s)$ y altura $\zeta(s)$. Las condiciones de frontera superiores, en $s = 1/2$, son

$$j(1/2) = \frac{J(\Sigma_\varpi/2)}{J_\infty}; \quad p(1/2) = \frac{P_\infty}{(\Sigma_\varpi \Omega_K^2 z_\infty)}; \quad \text{y} \quad \zeta(1/2) = 1. \quad (2.31)$$

Adicionalmente, existe una condición de frontera en el plano medio que se cumple para un correcto eigenvalor z_∞ . Este valor es encontrado iterativamente y determina las constantes C_3 , C_5 y el valor de la frontera $p(1/2)$,

$$\zeta(0) = 0. \quad (2.32)$$

Finalmente, toda la estructura vertical del disco es obtenida al resolver el conjunto de ecuaciones a cada radio.

2.4. Solución numérica de la estructura vertical de un disco magnetizado.

Se calculan los valores de la estructura radial del campo magnético vertical $B_z(\varpi)$, la densidad superficial de masa total Σ_ϖ y la viscosidad $\nu(\varpi)$ a partir de las ecs. (2.5)-(2.8), los cuales definen el flujo viscoso-resistivo $F_{\text{vr},\varpi}$ en ec. (2.12). Suponiendo un valor para el eigenvalor z_∞ se obtienen las constantes C_3 , C_4 y C_5 y la condición de frontera de la presión $p(1/2)$, se integra el sistema de ecuaciones diferenciales desde $s = 1/2$ hasta $s = 0$. De forma iterativa, el valor de z_∞ es modificado hasta satisfacer la condición de frontera extra para el plano medio, $\zeta(0) = 0$, y se obtiene la estructura vertical de un disco viscoso-resistivo no irradiado.

Una vez determinada la estructura vertical de un disco viscoso no irradiado se calcula la superficie de irradiación donde $\tau_s = 1$, el flujo de irradiación interceptado por la superficie f_{IR} y el ángulo de irradiación μ_0 como función del radio, de acuerdo con la geometría discutida en el Apéndice B. Entonces, el cálculo de la estructura vertical del disco viscoso irradiado se realiza iterativamente hasta que el valor de z_∞ converge.

La composición del polvo usado en los modelos corresponde a una combinación de silicatos, orgánicos y hielo con una abundancia fraccional de masa respecto al gas de $\zeta_{\text{sil}} = 3.4 \times 10^{-3}$, $\zeta_{\text{org}} = 4.1 \times 10^{-3}$ y $\zeta_{\text{ice}} = 5.6 \times 10^{-3}$, respectivamente (Pollack et al. 1994; D'Alessio et al. 2001). La distribución de tamaños de los granos de polvo es una ley de potencias de la forma, $n(a) \sim a^p$, con exponente $p = 3.5$, con un tamaño mínimo $a_{\text{min}} = 0.005 \mu\text{m}$, y el tamaño máximo $a_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$. Se asume que el gas y el polvo se encuentran perfectamente mezclados. Utilizamos el código de D'Alessio et al. 2001 que incluye opacidad de gas a $T > 1400 \text{ K}$. Las fuentes de opacidad son transiciones libres y

libres de enlaces neutrales e iones de H, He, H₂, Si, Mg, C, bandas moleculares de CO, TiO, OH y H₂O, y dispersión por H, He, H₂ y electrones (ver Calvet et al. 1991).

El valor de a_{\max} es consistente con la evidencia del crecimiento de los granos de polvo en el régimen milimétrico de las distribuciones espectrales de energía de los discos protoplanetarios alrededor de objetos estelares jóvenes (e.g., Ricci et al. 2010). Con la mezcla de granos antes mencionada, se obtienen las opacidades promedio de Planck y de Rosseland para la temperatura local del disco y de la estrella central.

2.5. Emisión de los discos

A partir de la estructura vertical de un disco de acreción magnetizado y un ángulo de inclinación θ entre el eje de rotación del disco y la línea de visión, se resuelve la ecuación de transporte radiativo monocromática a través del disco a lo largo de rayos paralelos a la línea de visión (coordenada Z) en una malla de puntos (X, Y) que cubren el área proyectada por el disco en el plano del cielo. Debido a que el albedo es importante a longitudes de onda milimétricas, la emisión de la luz dispersada es incluida en la ecuación de transporte radiativo. (e.g., Kataoka et al. 2015). La intensidad monocromática I_ν (erg s⁻¹ cm⁻² Hz⁻¹ str⁻¹) y la profundidad óptica monocromática τ_ν se integran sobre cada rayo de la forma

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad y \quad \frac{d\tau_\nu}{dZ} = -\chi_\nu \rho, \quad (2.33)$$

donde S_ν es la función fuente, ρ es la densidad local del disco, $\chi_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu$ es la opacidad total por unidad de masa monocromática, κ_ν es el coeficiente de absorción por unidad de masa y σ_ν es el coeficiente de dispersión por unidad de masa. Suponiendo que la dispersión del medio es isotrópica, la función fuente es de la forma $S_\nu = (1 - \omega_\nu)B_\nu + \omega_\nu J_\nu$ donde $\omega_\nu = \sigma_\nu/\chi_\nu$ es el albedo, B_ν es la función de Planck a la temperatura local del disco, y J_ν es la intensidad promedio (Mihalas 1970). Siguiendo a D'Alessio et al. (2001), J_ν se aproxima como la intensidad promedio de una bloque verticalmente isotérmico (eq. (28) de Miyake & Nakagawa 1993) de la forma

$$J_\nu(\tau) = B_\nu(T) \left[1 + \frac{e^{-\sqrt{3(1-\omega_\nu)}\tau_\nu} + e^{-\sqrt{3(1-\omega_\nu)}(\tau_\nu - \tau_{\nu,d})}}{e^{-\sqrt{3(1-\omega_\nu)}\tau_{\nu,d}}(\sqrt{1-\omega_\nu} - 1)(\sqrt{1-\omega_\nu} + 1)} \right], \quad (2.34)$$

donde $\tau_{\nu,d}(\varpi)$ es la opacidad total del disco a la frecuencia ν medida en la dirección vertical al plano del disco. El efecto de incluir la dispersión es el de incrementar la profundidad óptica tal que, para una opacidad total del disco dada, la emisión de las regiones ópticamente gruesas es reducido respecto al medio sin dispersiones. Efecto mostrado en la de Figura 22 Miyake & Nakagawa 1993.

La Figura 2.2 muestra el esquema de la geometría de un disco de acreción con un ángulo de inclinación θ entre el eje de rotación del disco y la línea de visión. Las líneas rojas continuas determinan la superficie del disco, la línea azul continua es el plano medio del disco, las líneas punteadas representan a las líneas paralelas a la visual donde se integra la ecuación de transporte radiativo, ec. (2.33), desde $Z_1(\tau = 0)$ hasta Z_2 .

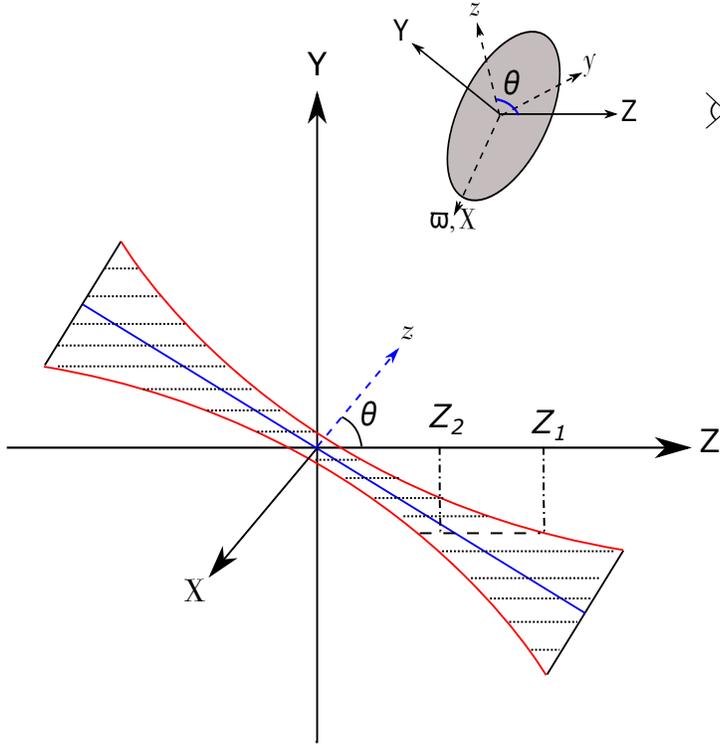


Figura 2.2: Geometría de un disco de acreción con un ángulo de inclinación θ entre el eje de rotación del disco z y la línea de visión Z . Recuadro superior: el plano medio del disco está definido por las coordenadas (ϖ, y) y eje de simetría z . El plano del cielo es el plano (X, Y) y la visual en dirección Z . La línea continua roja es la superficie del disco z_∞ , la línea continua azul es el plano medio del disco $z = 0$. Las líneas punteadas representan los límites de integración $Z_1(\tau_\nu = 0)$ y Z_2 de la ecuación de transporte.

Capítulo 3

Resultados

En este capítulo se presenta la estructura vertical de discos de acreción magnetizados en torno a diferentes objetos estelares jóvenes. También se muestra la emisión de estos discos: su SED y la emisión a diferentes longitudes de onda. En particular, se considera la emisión a longitudes de onda milimétricas observadas por los interferómetros ALMA (1 mm) y VLA (7 mm). Finalmente, como un ejemplo, se modela la fuente Clase 0 HL Tau como un disco irradiado por una envoltura para reproducir los perfiles radiales observados a longitudes de onda desde 0.87 mm a 7 mm.

Se consideran discos alrededor de una protoestrella de baja masa (por sus siglas en inglés, LMP), de una estrella T Tauri y de una estrella FU Ori, todos ellos con una estrella central con una masa $M_* = 0.5M_\odot$ y temperatura $T_* = 4000$ K. Se estudia la estructura de modelos de disco con diferentes razones de masa a flujo magnético λ_{sys} . La Tabla 3.1 muestra los parámetros de los modelos: la tasa de acreción de masa \dot{M}_d , el coeficiente de la viscosidad D , la masa del disco M_d , el radio de la estrella R_* , la luminosidad de la fuente central, que incluye la luminosidad de acreción, $L_c = L_* + L_{\text{acc}}$. Para calcular la irradiación del disco, se supone una fuente central caracterizada por un radio estelar R_* y una temperatura efectiva T_{eff} (ver Apéndice B). El caso FU Ori tiene la temperatura efectiva más elevada debido a su alta tasa de acreción.

Para comparar con observaciones, se define la densidad superficial de masa observada Σ_{obs} a cada radio, medida desde la superficie del disco z_∞ hacia el plano medio, determinada por

$$\Sigma_{\text{obs}}(z) = \frac{\Sigma_{\text{top}}}{2} - \Sigma(z). \quad (3.1)$$

3.1. Estructura vertical

En esta sección se discute la estructura vertical de discos magnetizados con una razón de masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$ y 12. Las Figuras (3.1), (3.2) y (3.3) muestran la estructura vertical de los discos LMP, T Tauri y FU Ori,

Tabla 3.1. Parámetros de los modelos

Tipo de estrella	\dot{M}_d ($M_\odot \text{ yr}^{-1}$)	D	M_d (M_\odot)	R_* (R_\odot)	L_c (L_\odot)
LMP	2×10^{-6}	1	0.2	3	7.1 ^a
T Tauri	1×10^{-8}	$10^{-2.5}$	0.03	2	0.93 ^b
FU Ori	2×10^{-4}	1	0.02	7	230 ^c

Nota. — La luminosidad central L_c corresponde a una temperatura efectiva : (a) $T_{\text{eff}} = 5490$ K; (b) $T_{\text{eff}} = 4040$ K; (c) $T_{\text{eff}} = 8570$ K;

respectivamente, para $\lambda_{\text{sys}} = 4$, valor considerado por S07. Estos discos tienen un parámetro sub-kepleriano dado por la ec. (2.9), $f_4 = 0.957, 0.658, 0.386$ para el disco alrededor de las estrellas LMT, T Tauri y FU Ori, respectivamente. En cada figura, el panel superior sólo incluye el calentamiento viscoso $F_{v,\varpi}$ (ec. [2.10]) ; el panel intermedio sólo incluye el calentamiento resistivo $F_{r,\varpi}$ (ec. [2.11]); y el panel inferior incluye ambas fuentes de calentamiento, viscoso y resistivo, $F_{vr,\varpi}$. La línea roja discontinua muestra la superficie de irradiación z_{irr} donde $\tau_* = 1$ (ver Apéndice B). Para cuantificar la localización de la masa del disco, se ha definido la superficie de la masa del disco $\pm z_{90}$ como la superficie que contiene el 90 % del total de la densidad superficial Σ_ϖ por debajo y encima del plano medio (i.e., $\pm z_{90} = \pm z(0.45\Sigma_\varpi)$). Esta superficie es mostrada por la línea azul de puntos y rayas en cada panel. Para calcular la estructura radial se ha designado a esta superficie como el espesor medio del disco z_0 en el modelo de S07. Entonces, la razón de altura a radio de la estructura radial en las ecuaciones (63), (64) y (67) de S07 están determinadas por $A(\varpi) = A_{\lambda_{\text{sys}}}(\varpi/100 \text{ AU})^{1/4}$, donde $A_{\lambda_{\text{sys}}} = z_{90}(100 \text{ AU}/100 \text{ AU})^{1/4}$. Como se discutió en la sección 2.4, los modelos son resueltos de forma iterativa hasta que esta superficie no cambia. Los valores obtenidos para la razón de altura a radio son $A_4 = 0.157, 0.012$ y 0.102 para los discos LMP, T Tauri y FU Ori, respectivamente.

El flujo de irradiación calienta la atmósfera superior del disco mientras que el plano medio puede estar dominado por el calentamiento viscoso-resistivo. En los modelos de S07, el cociente entre la disipación resistiva y viscosa está determinado por el factor $2(1 - f^2)/3f^2$ (ver ecs. [32] y [33] de S07). Para el caso del disco LMP, con un parámetro sub-kepleriano $f_4 = 0.957$ el cociente es $F_{r,\varpi}/F_{v,\varpi} \sim 6\%$ (i.e., el calentamiento resistivo es despreciable comparado con el calentamiento viscoso). Por consecuencia, el modelo viscoso del disco LMP (panel superior de la Figura 3.1) es más caliente en el plano medio que el modelo resistivo (panel medio), y el calentamiento viscoso domina la estructura vertical térmica en el plano medio (panel inferior). Para el caso del disco T Tauri con

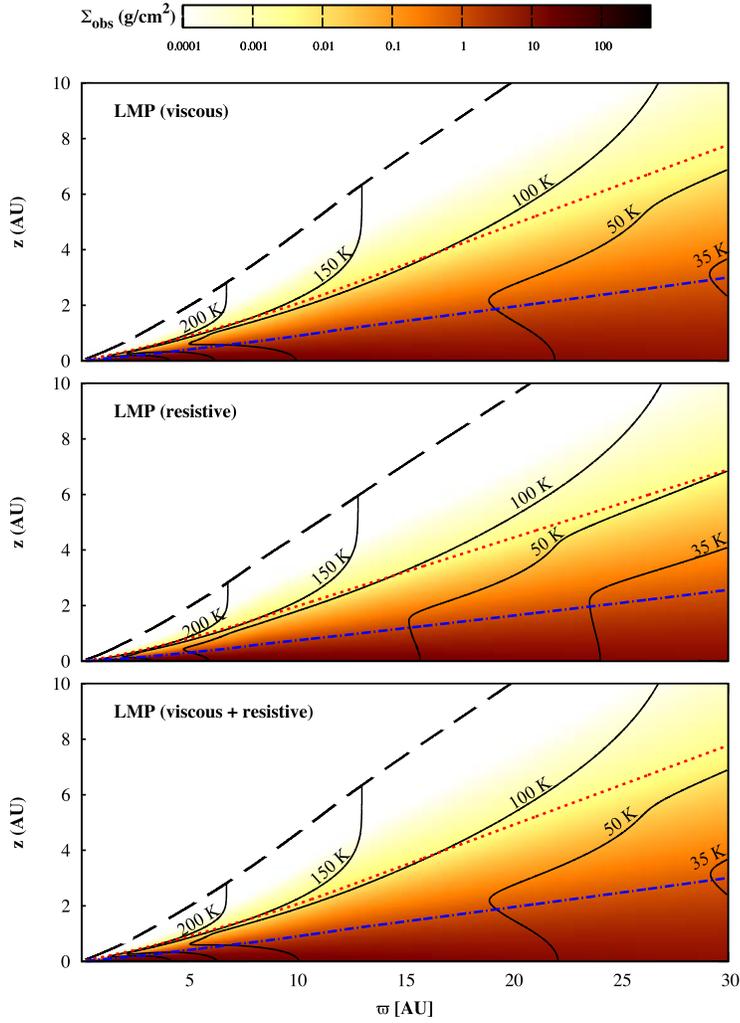


Figura 3.1: Estructura vertical de un disco LMP con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: los contornos muestran las temperaturas y la escala de color representa la densidad superficial de masa medida desde la superficie del disco Σ_{obs} . La línea discontinua negra corresponde a la superficie del disco z_{∞} . La línea roja discontinua muestra la superficie de irradiación z_{irr} . La línea azul de puntos y rayas muestra la superficie de masa del disco z_{90} . El modelo del panel superior sólo incluye el calentamiento viscoso, el panel intermedio sólo el calentamiento resistivo y el panel inferior incluye ambos tipos de calentamiento.

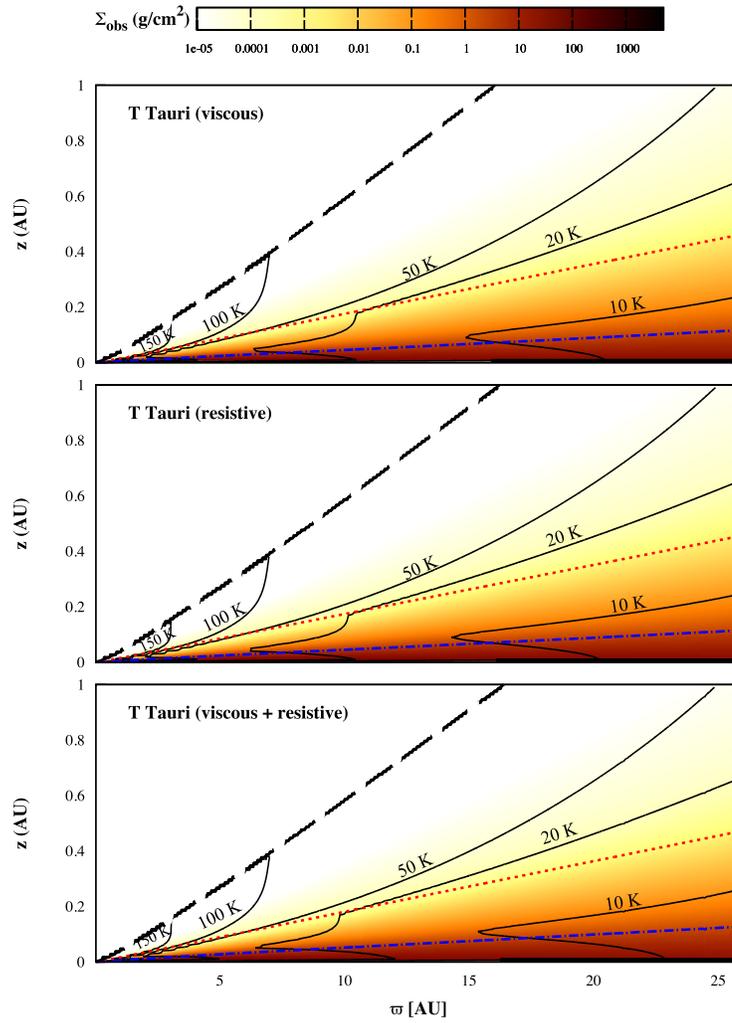


Figura 3.2: Estructura vertical de un disco T Tauri con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: misma descripción que Figura 3.1.

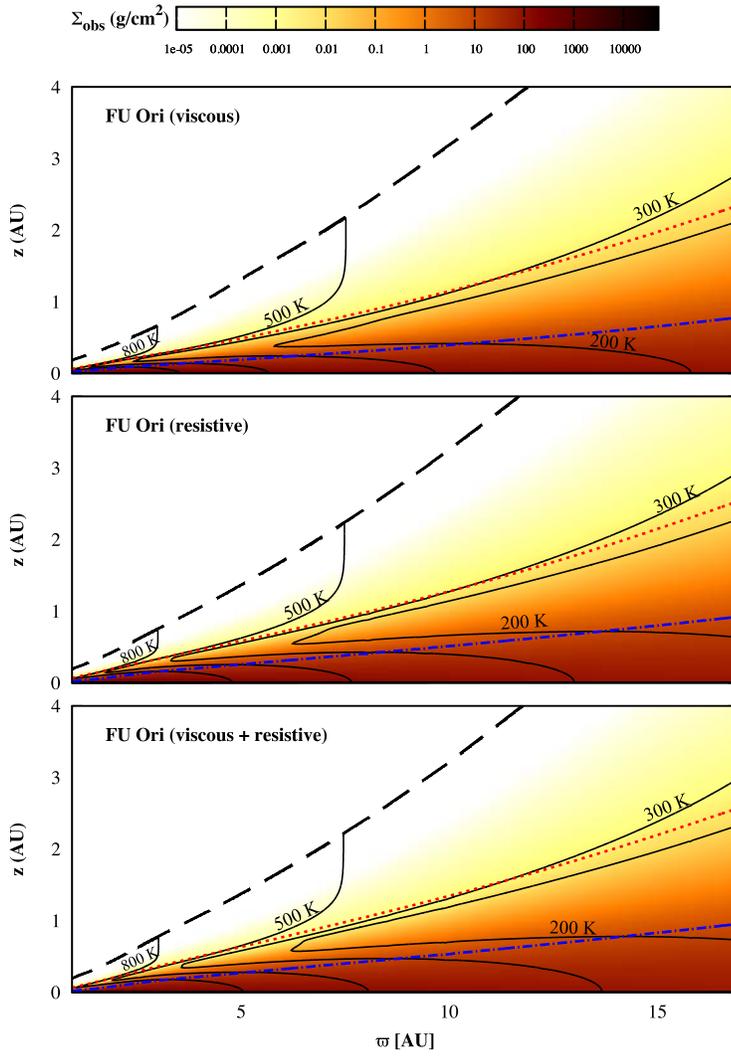


Figura 3.3: Estructura vertical de un disco FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: misma descripción que Figura 3.1.

$f_4 = 0.658$, el cociente es $F_{r,\varpi}/F_{v,\varpi} \sim 87\%$. En los tres paneles de la Figura 3.2 se puede apreciar una estructura de temperatura similar. Para el caso del disco FU Ori con $f_4 = 0.386$, el cociente es $F_{r,\varpi}/F_{v,\varpi} \sim 3.8$. De esta forma, el modelo resistivo del disco de una estrella FU Ori (Fig. 3.3) es mucho más caliente en el plano medio que su contraparte viscosa. Por tanto, el calentamiento resistivo domina la estructura térmica en el panel inferior. Adicionalmente, los discos LMP y FU Ori son más calientes y gruesos que el disco T Tauri. Este último está muy comprimido por la presión magnética y es muy delgado y frío.

La Figura 3.4 muestra las fuentes dominantes de calentamiento en los discos LMP, T Tauri y FU Ori para los modelos de los paneles inferiores de las Figuras (3.1) - (3.3). La línea azul a puntos y rayas en cada panel corresponde a la superficie z_{90} . La zona amarilla en el plano medio del disco es la llamada zona activa donde el calentamiento viscoso-resistivo determina la temperatura del disco (i.e., $T_{\text{vr}} \geq T_{\text{rp}}$, ver ec. (2.15)). En esta zona, la temperatura decrece con la altura. El área roja indica la región donde el flujo de irradiación es absorbido: este calentamiento decrece con la profundidad medida desde la superficie del disco conforme la opacidad a la radiación estelar τ_s aumenta¹. Ambos efectos producen una inversión de la temperatura en la base de la atmósfera caliente del disco. En la zona naranja, la intensidad promedio del flujo reprocessado J_{rp} domina el calentamiento. En esa región, cuando $F_{\text{rp}} \sim 0$, J_{rp} es constante (ec. A.29). Así, a grandes radios, las regiones pasivas del plano medio tienden a ser verticalmente isotérmicas. La línea sólida roja corresponde a la región con una razón $\mathcal{R} \equiv (T_{\text{rp}}/T_{\text{vr}})^4 = 1$, la línea roja discontinua corresponde a $\mathcal{R} = 2$, y la línea roja punteada corresponde a $\mathcal{R} = 3$. El calentamiento viscoso-resistivo continua contribuyendo al calentamiento interno dentro de $\mathcal{R} \sim 3$ y desvía la temperatura del régimen isotérmico vertical.

La base de la atmósfera caliente se identifica fácilmente por la ubicación de los cambios de la forma de los isocontornos de temperatura (“codo”) debido a la inversión de temperatura discutida arriba. La figuras muestran que la atmósfera caliente se extiende muy cerca de superficie z_{90} del disco que contiene $\leq 10\%$ de la densidad superficial total Σ_{ϖ} , con la mitad de la masa en cada hemisferio del disco. Se espera que la extensión de la atmósfera caliente cambie al considerar el asentamiento del polvo, donde sólo los granos pequeños ($a < 10 \mu\text{m}$) sobreviven en las capas superiores del disco. Por un lado, los granos pequeños podrían absorber el flujo de irradiación más eficientemente que el caso de una atmósfera homogénea considerada aquí; por otro lado, se espera una menor opacidad en la atmósfera debido a que parte de la masa del polvo ha sido sedimentada en el plano medio (D’Alessio et al., 2006).

La Figura 3.5 muestra la temperatura radial promedio del disco pesada por la densidad superficial de masa, $\langle T \rangle = 2 \int_0^{\Sigma_{\varpi}/2} T d\Sigma / \Sigma_{\varpi}$, para los modelos de discos LMP, T Tauri y FU Ori, como se indica en cada panel. La línea roja punteada en cada panel corresponde a la temperatura reprocessada $\langle T_{\text{rp}} \rangle$ debida al calentamiento externo de la fuente central. La línea azul a puntos y rayas en cada panel corresponde a la temperatura viscoso-resistiva $\langle T_{\text{vr}} \rangle$

¹El gradiente es negativo respecto de Σ_{obs} (i.e., $F_{\text{rp}} \rightarrow 0$ al interior del disco).

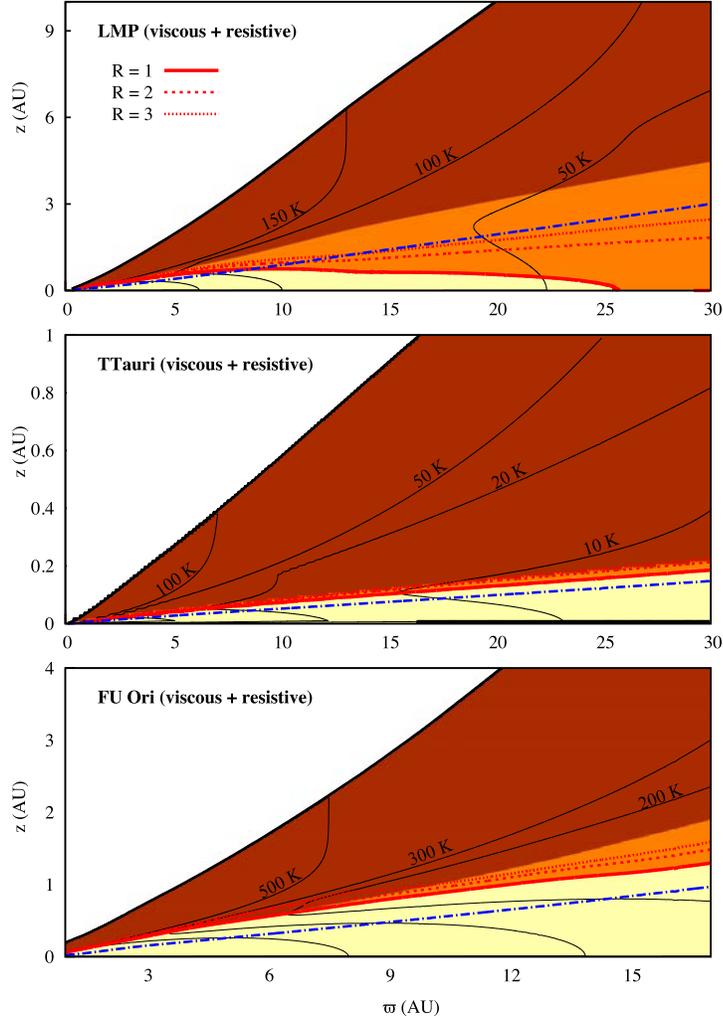


Figura 3.4: Fuentes de calentamiento dominantes en el interior de los discos LMP, T Tauri y FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$: la zona amarilla corresponde a la zona activa donde el calentamiento viscoso-resistivo domina la estructura térmica del disco; la zona naranja indica donde la intensidad promedio reprocesada J_{rp} domina; y la zona roja corresponde a la zona donde el flujo de radiación es absorbido. La línea azul a puntos y rayas en cada panel corresponde a la superficie z_{90} . La línea roja sólida corresponde al cociente $\mathcal{R} \equiv (T_{\text{rp}}/T_{\text{vr}})^4 = 1$, la línea roja discontinua corresponde a $\mathcal{R} = 2$, y la línea roja punteada corresponde a $\mathcal{R} = 3$.

debido al calentamiento interno. La línea negra sólida indica la temperatura total $\langle T \rangle$ que toma en cuenta el calentamiento interno y externo (ec. 2.15). La intersección entre las curvas $\langle T_{\text{vr}} \rangle$ y $\langle T_{\text{rp}} \rangle$ proporciona una estimación de la frontera entre la región activa, R_{active} , dominada por el calentamiento interno, y la región pasiva, dominada por el calentamiento externo. El tamaño de la región activa corresponde al radio con $\mathcal{R} = 1$ en la Figura 3.4. En el panel superior, el disco LMP tiene un radio $R_{\text{active}} \sim 25$ AU. En contraste, el plano medio de los modelos de disco T Tauri y FU Ori es activo. La temperatura promedio pesada por la densidad superficial de masa obedece una ley de potencia $\langle T \rangle \sim \varpi^{-1}$, mostrada por las líneas azules discontinuas en cada panel. La línea roja punteada en el panel superior muestra que la temperatura en la región pasiva tiene una pendiente más suave $\langle T \rangle \sim \varpi^{-3/4}$, que corresponde a la pendiente esperada para los discos pasivos planos con $z_{\text{irr}} \propto \varpi$ (e.g., Friedjung (1985)). De hecho, a partir de la emisión de los modelos, se podría imitar el procedimiento observacional utilizado para obtener la dependencia radial de la temperatura del disco (e.g., Guilloteau et al. 2011).

Los modelos de discos con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ están muy magnetizados y comprimidos por la gravedad y la presión magnética. En el caso del disco T Tauri, la presión magnética domina la compresión y el disco es muy delgado. Además, el disco es frío debido a que intercepta poca irradiación estelar en su superficie. Por lo tanto, la irradiación no domina la estructura térmica y el disco tiene una región activa extensa. De hecho, el disco tiene una razón de altura a radio a 100 AU, $A_4 = z_{90}/100 \text{ AU} = 0.012$. Sin embargo, observaciones de los discos alrededor de las estrellas T Tauri, bajo la suposición de una estructura vertical isotérmica, infieren escalas de altura a 100 AU de $H \sim 4 - 20 \text{ AU}$ (e.g., Pinte et al. 2008; Andrews et al. 2009). Esos valores de H corresponderían a una razón de altura a radio $z_{90}/100 \text{ AU} \sim \sqrt{2}H/100 \text{ AU} \sim 0.06 - 0.28$ mayores a los obtenido en este modelo de disco T Tauri.

Resulta entonces importante estudiar modelos de disco con un campo magnético más débil. Las propiedades del disco cambian para diferentes valores de λ_{sys} : para la misma masa estelar M_* y masa del disco M_d pero valores más altos de λ_{sys} (menos magnetización), el parámetro sub-kepleriano f determinado por la ecuación (2.9) se acerca a 1, decreciendo la contribución del calentamiento resistivo. Valores diferentes de f cambian la densidad superficial radial del disco Σ_{ϖ} y su tamaño para la misma masa del disco M_d . Se han calculado los modelos de discos LMP, T Tauri y FU Ori con $\lambda_{\text{sys}} = 12$ para los parámetros dados en la Tabla 3.1. La Figura 3.6 muestra la estructura vertical de los modelos de disco LMP, T Tauri y FU Ori. Estos modelos son más calientes y más gruesos que los modelos $\lambda_{\text{sys}} = 4$.

La Tabla 3.2 muestra los valores del parámetro sub-kepleriano $f_{\lambda_{\text{sys}}}$ (ec. [2.9]) y la razón de altura a radio A_{sys} a 100 AU para los modelos con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$ y $\lambda_{\text{sys}} = 12$. La razón de altura a radio está dada por $A = A_{\lambda_{\text{sys}}}(\varpi/100 \text{ AU})^{-1/4}$. Para los modelos con $\lambda_{\text{sys}} = 12$, la disipación resistiva sólo es el 1%, 5% y 7% del calentamiento viscoso para los discos LMP, T Tauri y FU Ori, respectivamente.

El disco T Tauri débilmente magnetizado tiene una mayor razón de altu-

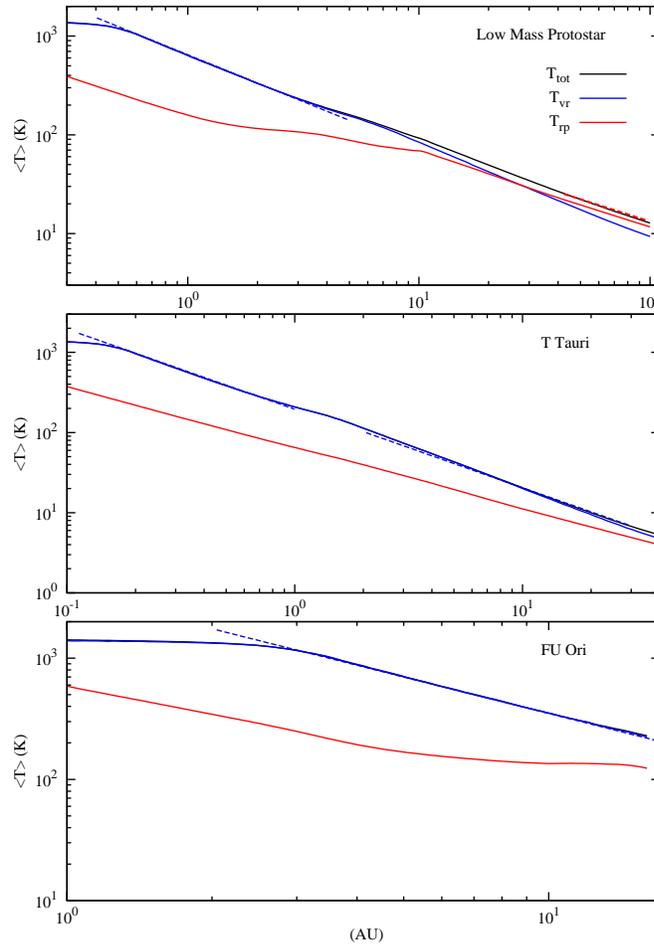


Figura 3.5: Temperatura promedio del disco pesada por la densidad superficial de masa como función del radio para los discos LMP, T Tauri, y FU Ori como función del radio, para una razón de masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$. Las líneas rojas sólidas corresponden a la temperatura reprocesada $\langle T_{\text{rp}} \rangle$ debido al calentamiento externo por la fuente central. Las líneas azules sólidas corresponden a la temperatura viscoso-resistiva $\langle T_{\text{vr}} \rangle$ debida al calentamiento interno. La temperatura $\langle T \rangle$ en línea negra sólida toma en cuenta al calentamiento externo e interno. La línea azul discontinua en cada panel tiene una pendiente $s = -1$. En el panel superior, disco LMP, la línea roja discontinua tiene una pendiente $s = -3/4$.

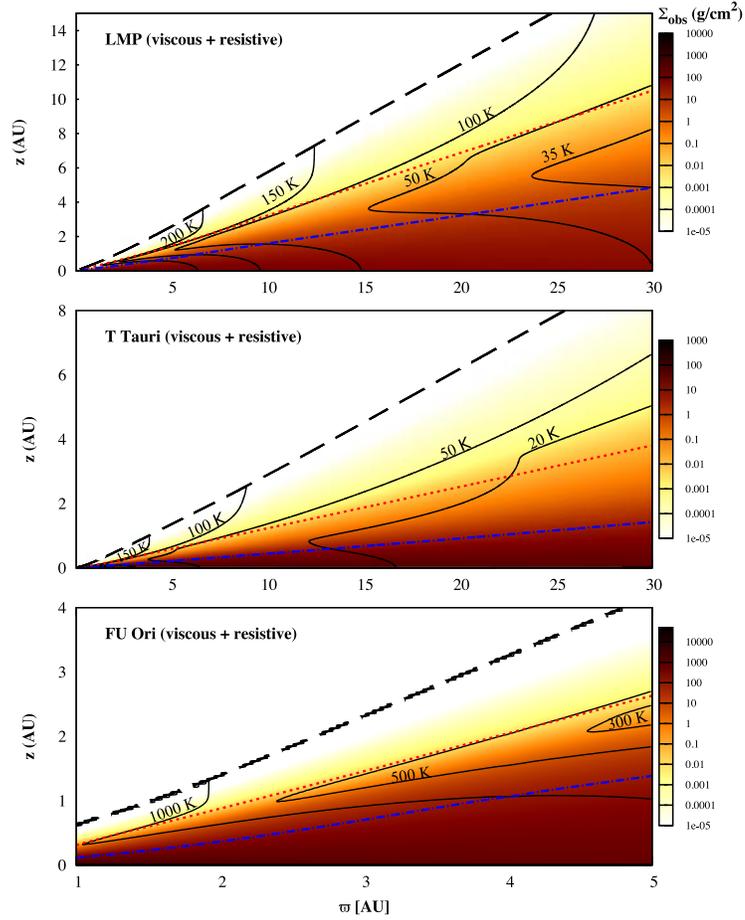


Figura 3.6: Estructura vertical de los discos LMP, T Tauri, y FU Ori con una razón masa flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 12$: los contornos muestran las temperaturas y la escala de color representa la densidad superficial de masa medida desde la superficie del disco Σ_{obs} . La línea discontinua negra corresponde a la superficie del disco z_{∞} . La línea roja discontinua muestra la superficie de irradiación z_{irr} . La línea azul de puntos y rayas muestra la superficie de masa del disco z_{g0} . Los modelos de cada panel incluyen el calentamiento viscoso y el calentamiento resistivo.

Resultados
3.1 Estructura vertical

Tabla 3.2. Modelos con diferentes razones de masa a flujo magnético λ_{sys}

Tipo de estrella	f_4	A_4	Σ_4 g/cm ²	$R_{d,4}$ AU	f_{12}	A_{12}	Σ_{12} g/cm ²	$R_{d,12}$ AU
LMP	0.957	0.156	5.33	455	0.995	0.309	25.2	131
T Tauri	0.658	0.013	10.4	58.2	0.968	0.109	16.5	40.4
FU Ori	0.386	0.102	33.0	16.8	0.952	0.525	142	5.22

Nota. — El parámetro sub-kepleriano $f_{\lambda_{\text{sys}}}$ está dado por la ec. (2.9). La razón de altura a radio del disco es $A(\varpi) = A_{\lambda_{\text{sys}}} (\varpi/100 \text{ AU})^{1/4}$. La densidad superficial es $\Sigma(\varpi) = \Sigma_{\lambda_{\text{sys}}} (\varpi/100 \text{ AU})^{-3/4}$.

ra a radio $A_{12} = 0.109$, valor más consistente con los valores deducidos de las observaciones. Además, la Tabla 3.2 muestra los valores de la densidad superficial a 100 AU para modelos con diferentes relaciones masa flujo $\Sigma_{\lambda_{\text{sys}}}$, donde la densidad superficial radial está dada por $\Sigma = \Sigma_{\lambda_{\text{sys}}} (\varpi/100 \text{ AU})^{-3/4}$. También muestra los radios del disco $R_{d,\lambda_{\text{sys}}}$ determinado por la ec.(65) de S07 a partir de la masa total del disco correspondiente en la Tabla 3.1. Los modelos con $\lambda_{\text{sys}} = 12$ tienen una mayor densidad de superficie (radios de disco más pequeños) que los modelos con $\lambda_{\text{sys}} = 4$, debido a que la viscosidad disminuye y la velocidad de acreción de masa, proporcional a $\Sigma \varpi \nu$, es constante.

El cambio en la densidad superficial de masa tiene importantes implicaciones en la estructura del disco, como se muestra en la Figura 3.7 en comparación con los modelos de la Figura 3.4. Esta figura muestra las regiones activa y pasiva para el disco LMP, T Tauri y FU Ori. Debido a que la densidad superficial aumenta por un factor de 4-5 en los discos LMP y FU Ori, las regiones activas (zona amarilla) son más grandes que los modelos anteriores, ya que la irradiación estelar no logra penetrar mucho en el plano medio. En cambio, la densidad del disco T Tauri aumenta sólo en un factor de 1.5, mientras que la razón de altura a radio A_{12} aumenta por un factor de 8. Entonces, la región activa del disco T Tauri disminuye porque el disco es más grueso (“flare”) e intercepta más flujo estelar.

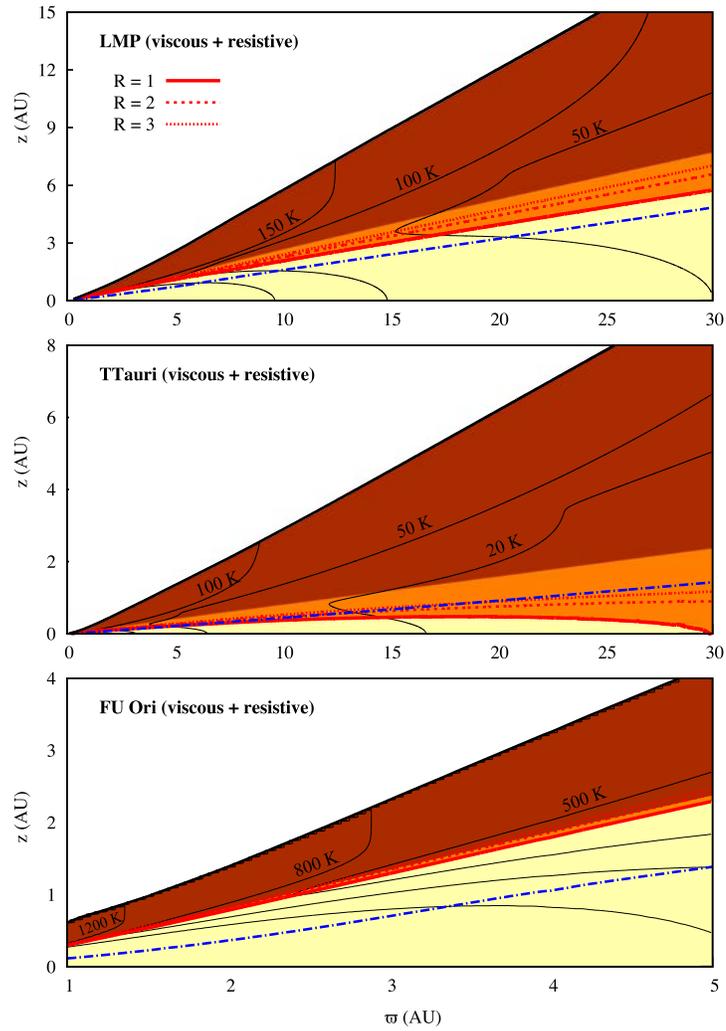


Figura 3.7: Fuentes de calentamiento dominantes en el interior de los discos LMP, T Tauri y FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 12$: misma descripción que Figura 3.4.

3.2. Emisión: SED y perfiles milimétricos

En esta sección se discute la estructura y la emisión (ver §2.5) de los discos de acreción magnetizados. Igual que en la sección anterior, se consideran los discos alrededor de una LMP, de una estrella T Tauri y de una estrella FU Ori con un razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$ y 12, y se discute, además, el caso de $\lambda_{\text{sys}} = 24$.

Se asume un coeficiente de viscosidad $D = 1$ para los discos LMP y FU Ori. Para los discos T Tauri se asume $D = 10^{-2.5}$. Como se ha comentado en S07, este pequeño valor de D para los modelos de disco T Tauri representa una ineficiente acreción del disco que podría deberse a zonas muertas cerca del plano medio del disco. Adicionalmente se ha considerado un disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 0.01$. El radio de este disco es mayor respecto al disco $D = 10^{-2.5}$ para conservar la misma masa del disco en ambos casos. Las propiedades de estos modelos de disco son mostrados en la Tabla 3.3². La primera columna corresponde al tipo de objeto estelar joven; cada conjunto de cuatro columnas muestra el factor sub-kepleriano f_{sys} , la razón de altura a radio del disco A_{sys} , la densidad columnar Σ_{sys} a $\varpi = 100$ AU, y el radio del disco $R_{\text{d,sys}}$ para las razones masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12$ y 24 respectivamente.

Tabla 3.3: Modelos con diferentes razones de masa a flujo magnético λ_{sys} .

YSO	f_4	A_4	Σ_4 g/cm ²	$R_{d,4}$ AU	f_{12}	A_{12}	Σ_{12} g/cm ²	$R_{d,12}$ AU	f_{24}	A_{24}	Σ_{24} g/cm ²	$R_{d,24}$ AU
LMP	0.957	0.156	5.33	457	0.995	0.284	27.3	124	0.998	0.372	84.1	50.1
T Tauri ($D = 10^{-2.5}$)	0.658	0.0123	11.0	56.0	0.968	0.102	17.7	38.2	0.992	0.193	38.2	20.6
T Tauri ($D = 0.01$)	0.658	0.0101	4.25	120	0.968	0.897	6.34	86.9	0.992	0.163	14.2	45.5
FU Ori	0.386	0.101	33.2	16.7	0.952	0.502	148	5.61	0.988	0.581	532	2.56

Nota.— La razón de altura a radio del disco es $A(\varpi) = A_{\lambda_{\text{sys}}}(\varpi/100 \text{ AU})^{1/4}$. La densidad superficial de masa es $\Sigma(\varpi) = \Sigma_{\lambda_{\text{sys}}}(\varpi/100 \text{ AU})^{-3/4}$.

La Figura 3.8 muestra los perfiles radiales y verticales de temperatura del disco LMP para los diferentes valores de la razón masa a flujo magnético λ_{sys} indicados en la parte superior de cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura de la temperatura pesada por la densidad superficial de masa $\langle T \rangle = 2 \int_0^{\Sigma_{\varpi}/2} T d\Sigma / \Sigma_{\varpi}$; la temperatura del plano medio T_c ; la temperatura en la localización de la superficie de masa z_{90} ³; y la temperatura de irradiación T_{irr} en la superficie de irradiación z_{irr} , donde se deposita la irradiación de la estrella central. Los paneles inferiores muestran los perfiles verticales de temperatura a diferentes radios, indicados en la esquina superior derecha. El símbolo estrella corresponde a la ubicación de la superficie de irradiación z_{irr} y el símbolo diamante corresponde a la ubicación de la superficie

²Estos valores han sido ligeramente modificados respecto de los mostrados en la Tabla 3.2 debido a cambios en el esquema de iteración de los modelos de estructura vertical

³Esta superficie contiene el 90 % de la masa del disco.

de masa z_{90} . Los perfiles verticales de temperatura muestran una inversión de temperatura cercana a la superficie del disco debido al calentamiento externo de la superficie del disco. (e.g., Figura 4 de D'Alessio et al. 1998). La temperatura del plano medio se incrementa con λ_{sys} debido al aumento de la densidad (los discos débilmente magnetizados tienen la misma masa pero son más compactos que los discos altamente magnetizados).

Los paneles superiores de la Figura 3.9 muestran las diferentes superficies de los modelos de disco LMP: la superficie del disco z_{∞} , la superficie de irradiación z_{irr} y la superficie de masa z_{90} . Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación θ . Para un ángulo de inclinación grande $\theta = 80^\circ$, la emisión de la estrella es ocultada por el disco. Una singularidad de silicatos a $\sim 13.3 \mu\text{m}$ puede observarse en el modelo $\lambda_{\text{sys}} = 4$ a $\theta = 80^\circ$.

La Figura 3.10 muestra los perfiles de temperatura del modelo de disco de una estrella T Tauri con coeficiente viscoso $D = 10^{-2.5}$ como función del radio y de la altura para diferentes valores de λ_{sys} . La Figura 3.11 muestra las diferentes superficies de estos discos T Tauri, también muestra la SED del sistema disco estrella a diferentes ángulos de inclinación. Debido a que el radio del disco es pequeño, se exploró el modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 0.01$. Este coeficiente determina la magnitud de la viscosidad (ver ec. [42] de S07). La estructura radial cambia con D como se muestra en las ecs. (63) - (69) de S07, la densidad superficial de masa es menor y el radio del disco es mayor al de los modelos con $D = 10^{-2.5}$ para la misma masa del disco (ver Tabla 3.3). Las Figuras 3.12 y 3.13 muestran los perfiles de temperatura, las superficies del disco y las SED's de estos modelos. Debido a que los discos son geoméricamente delgados, la estrella siempre es visible en los modelos de disco T Tauri. El efecto de la compresión magnética es evidente los discos con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ donde las superficies z_{∞} , z_{irr} , y z_{90} son de menor altura comparadas, con los modelos con valores mayores de λ_{sys} .

La Figura 3.14 muestra los perfiles de temperatura de los discos FU Ori para diferentes valores de λ_{sys} . La Figura 3.15 muestra las diferentes superficies del disco y las SED's de los discos FU Ori. Los tamaños de los discos son muy pequeños (3-16 AU) y corresponden a las regiones en el disco donde se espera que el fenómeno FU Ori ocurra. La compresión magnética del modelo de disco con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ también es evidente en los paneles superiores de la Figura 3.15. En este caso, el disco es geoméricamente delgado y la emisión de la estrella contribuye a la SED, incluso a grandes ángulos de inclinación. En contraste, en los discos con $\lambda_{\text{sys}} = 12$ y 24, la estrella es ocultada por el disco para grandes ángulos de inclinación y no aparece en la SED.

Los perfiles radiales promedio de la temperatura de antena $T_B^{\lambda_{\text{obs}}}$ y la profundidad óptica $\tau_{\lambda_{\text{obs}}}$ son mostrados en las Figuras 3.16 - 3.18. La temperatura de antena está dada por $T_B^{\lambda_{\text{obs}}} \equiv \lambda_{\text{obs}}^2 I_\nu / 2k_B$, donde k_B es la constante de Boltzmann. La temperatura de antena es promediada sobre anillos elipsoidales concéntricos con una excentricidad dada por el ángulo de inclinación del disco, $e = \sin \theta$. Los modelos de los perfiles mostrados tienen una inclinación $\theta = 60^\circ$. Los perfiles a $\lambda_{\text{obs}} = 1 \text{ mm}$ y 7 mm son mostrados en los paneles superiores e

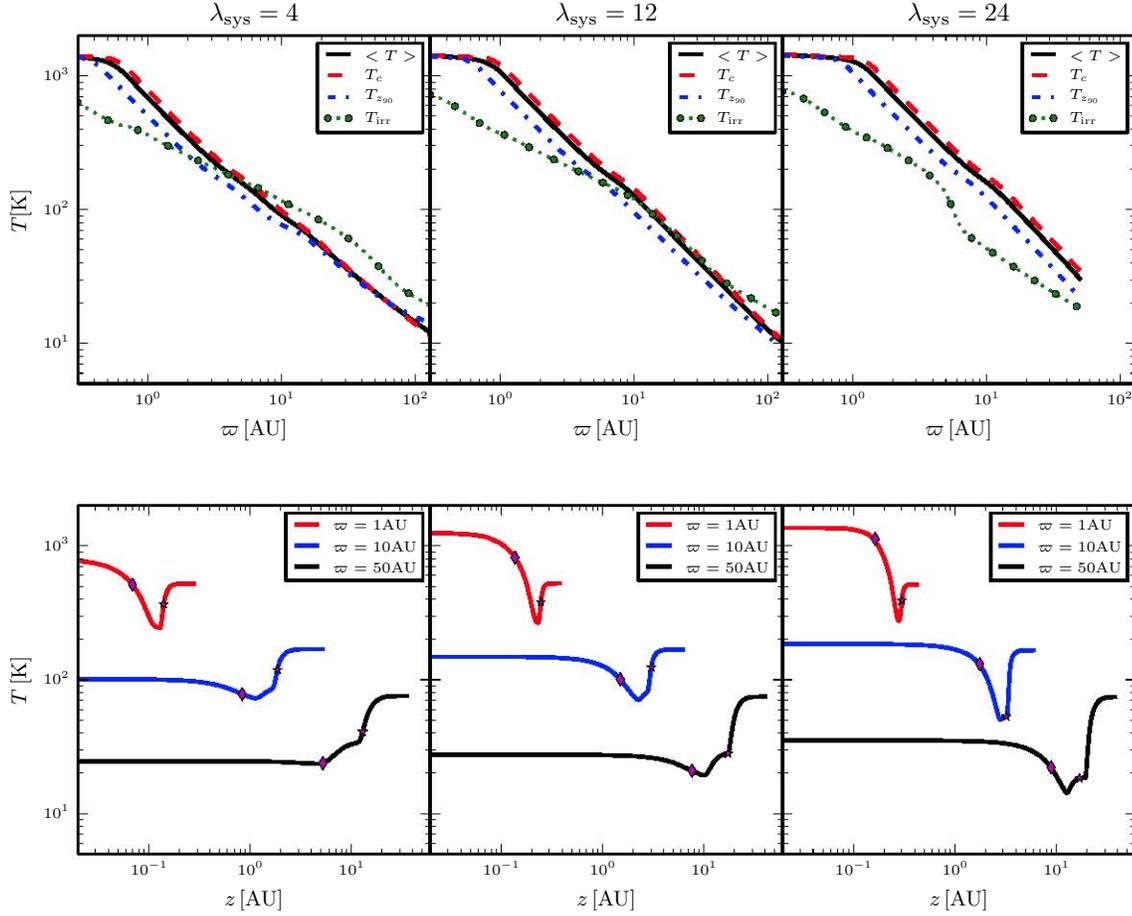


Figura 3.8: Modelo de disco LMP con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12$ y 24 indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco: la línea negra sólida corresponde a la temperatura pesada por la densidad superficial de masa $\langle T \rangle$; las líneas a trazos rojos muestran la temperatura del plano medio; la línea discontinua azul muestra la temperatura de la superficie de masa z_{90} ; la línea a puntos verde muestra la temperatura en la superficie de irradiación z_{irr} . Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en los recuadros superiores derechos. El símbolo estrella corresponde a la ubicación de la superficie de irradiación z_{irr} y el símbolo diamante corresponde a la posición de la superficie de masa z_{90} .

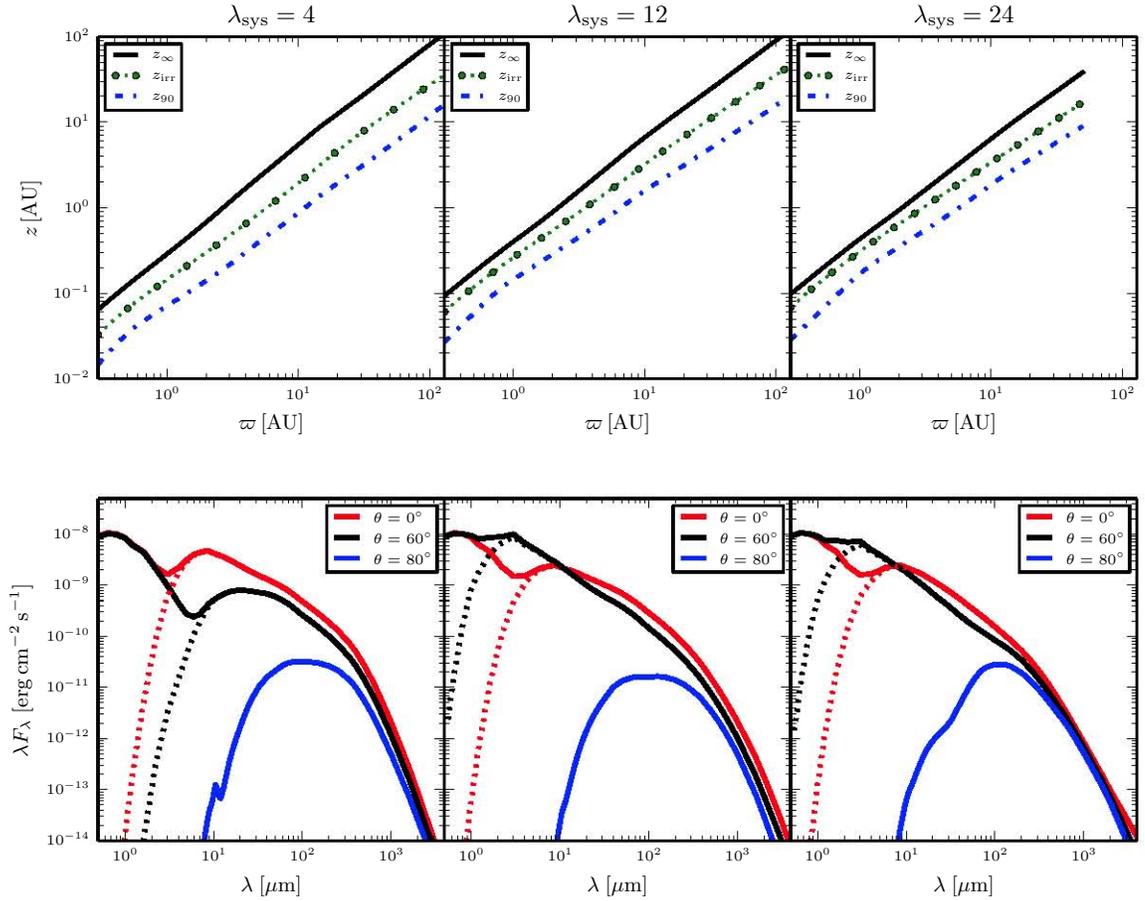


Figura 3.9: Modelo de disco LMP con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$, 12 y 24 indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies del disco: la línea negra sólida muestra la superficie del disco z_{∞} ; la línea a puntos verde muestra la superficie de irradiación z_{irr} ; la línea a trazos azul muestra la superficie de masa del disco z_{90} . Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación θ entre el eje de rotación del disco y la línea de visión: $\theta = 0^\circ$, 60° y 80° (líneas roja, negra y azul respectivamente). Las líneas de puntos muestran la contribución del disco.

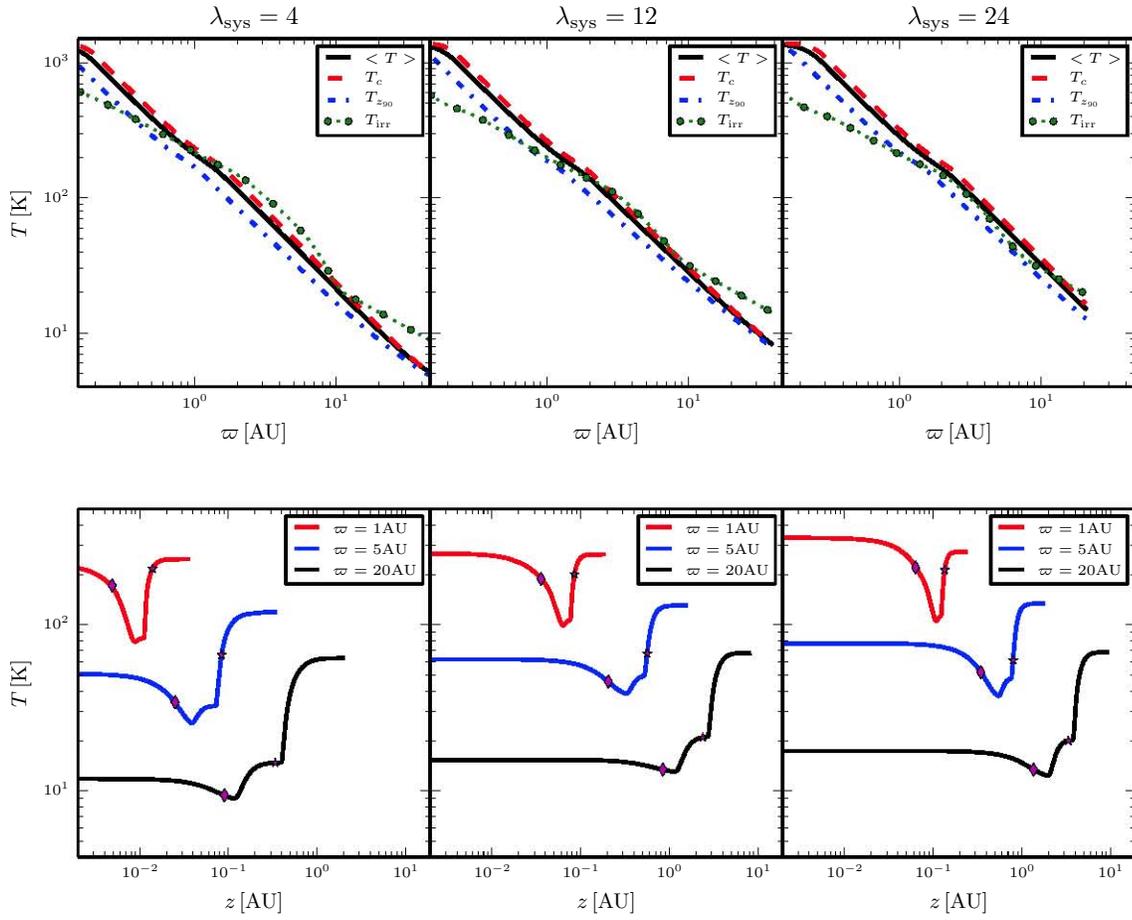


Figura 3.10: Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 10^{-2.5}$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco. Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en cada recuadro. Misma descripción que la Figura 3.8.

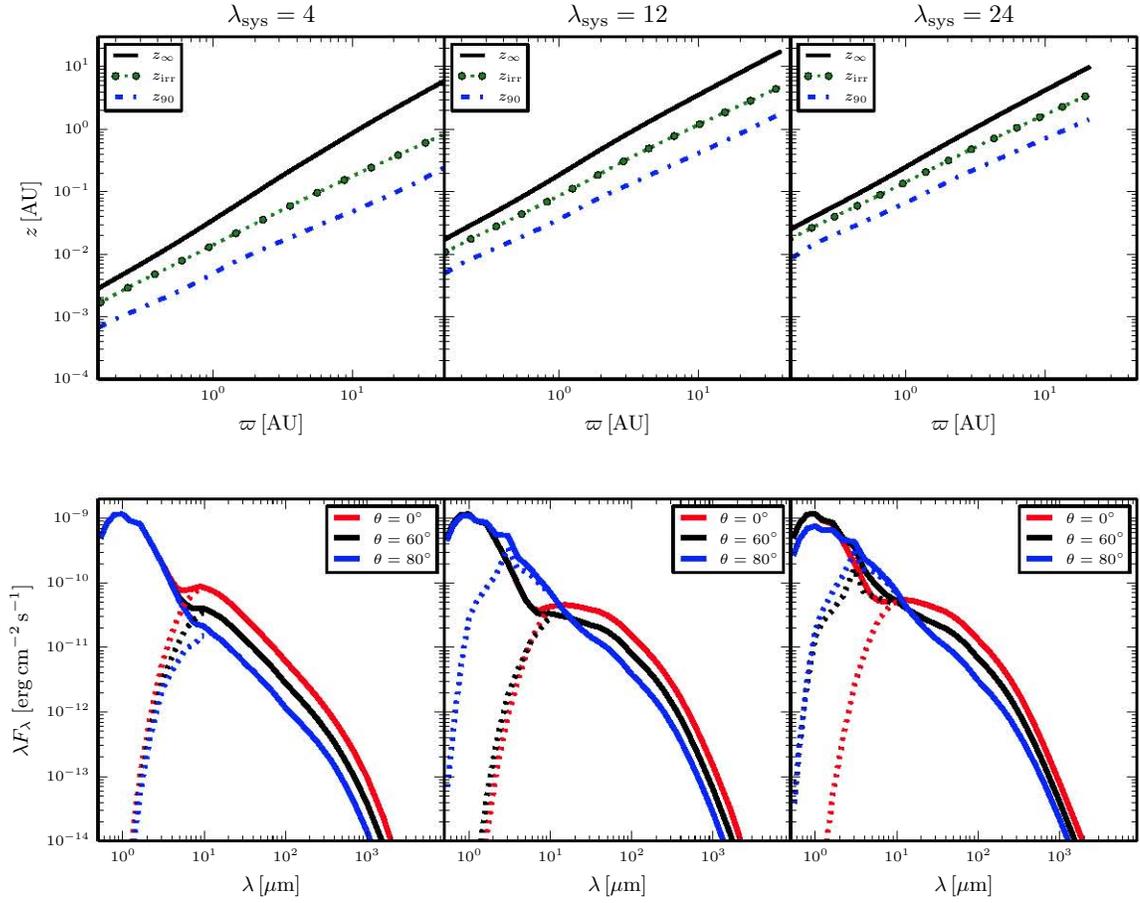


Figura 3.11: Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 10^{-2.5}$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12$ y 24 indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies. Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación. Misma descripción que la Figura 3.9.

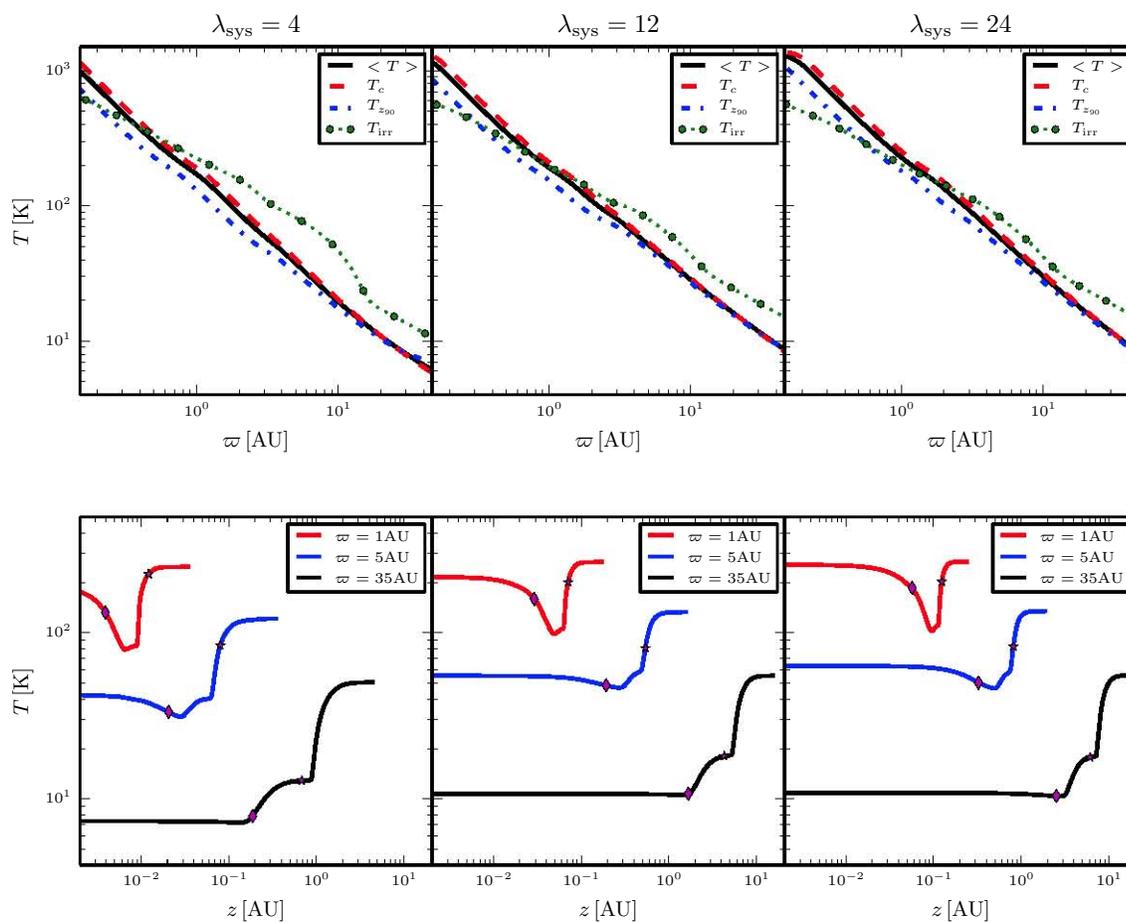


Figura 3.12: Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 0.01$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco. Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en cada recuadro. Misma descripción que la Figura 3.8.

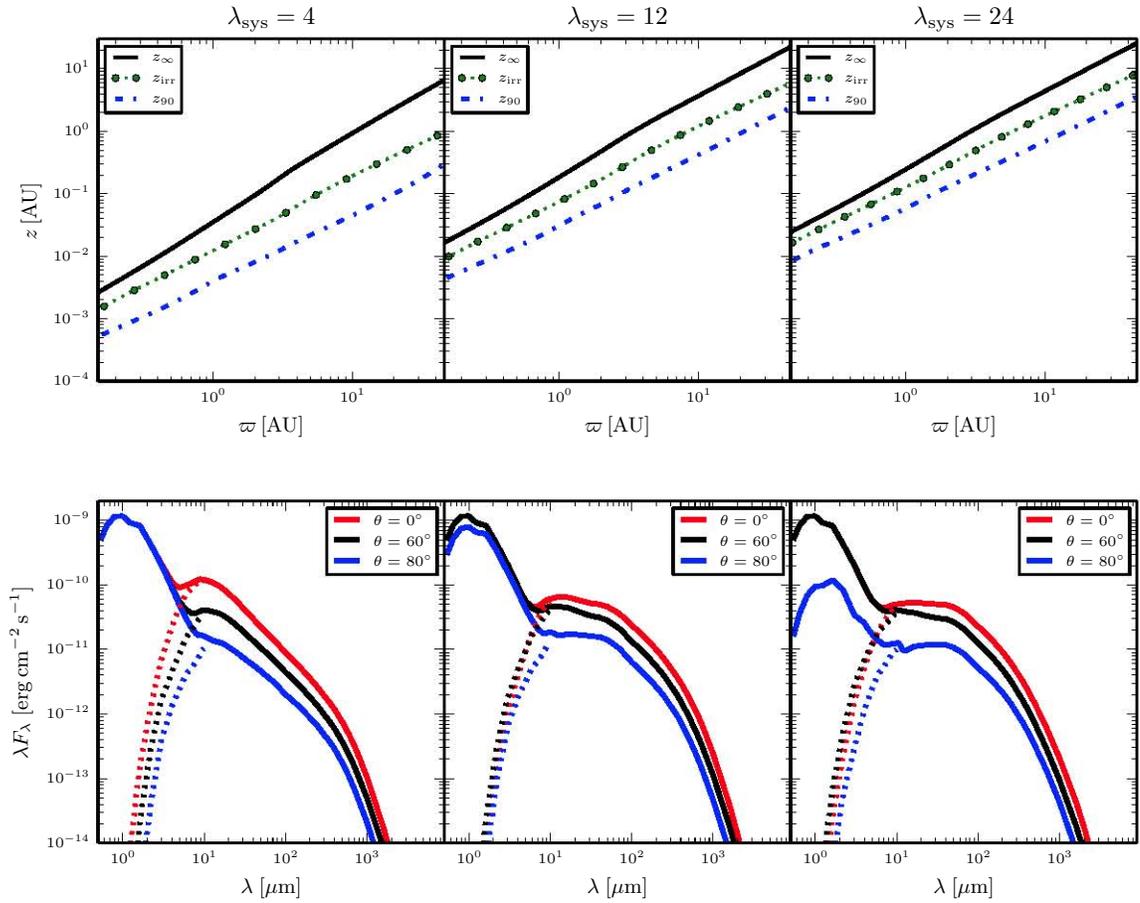


Figura 3.13: Modelo de disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 0.01$ y una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies. Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación. Misma descripción que la Figura 3.9.

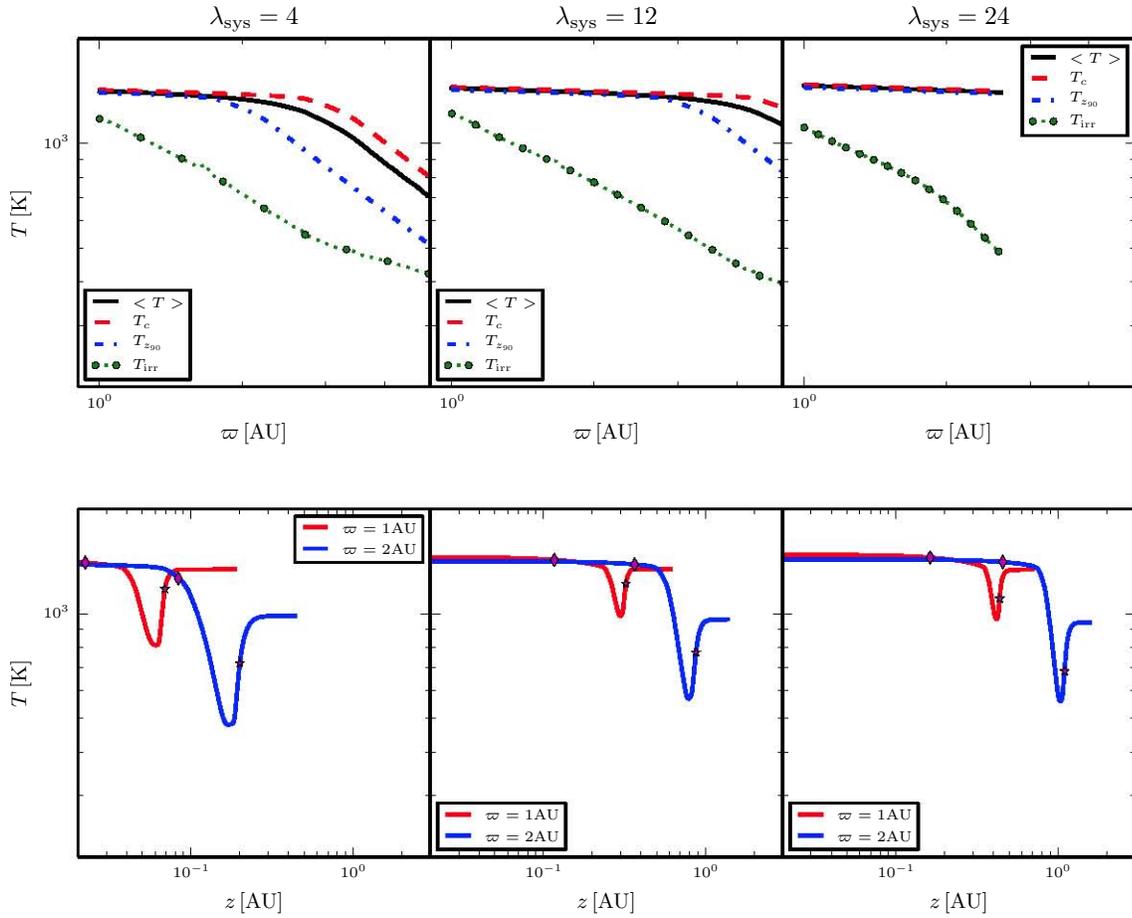


Figura 3.14: Modelo de disco FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran los perfiles radiales de temperatura del disco. Los paneles inferiores muestran la estructura vertical de la temperatura a diferentes radios indicados en cada recuadro. Misma descripción que la Figura 3.8.

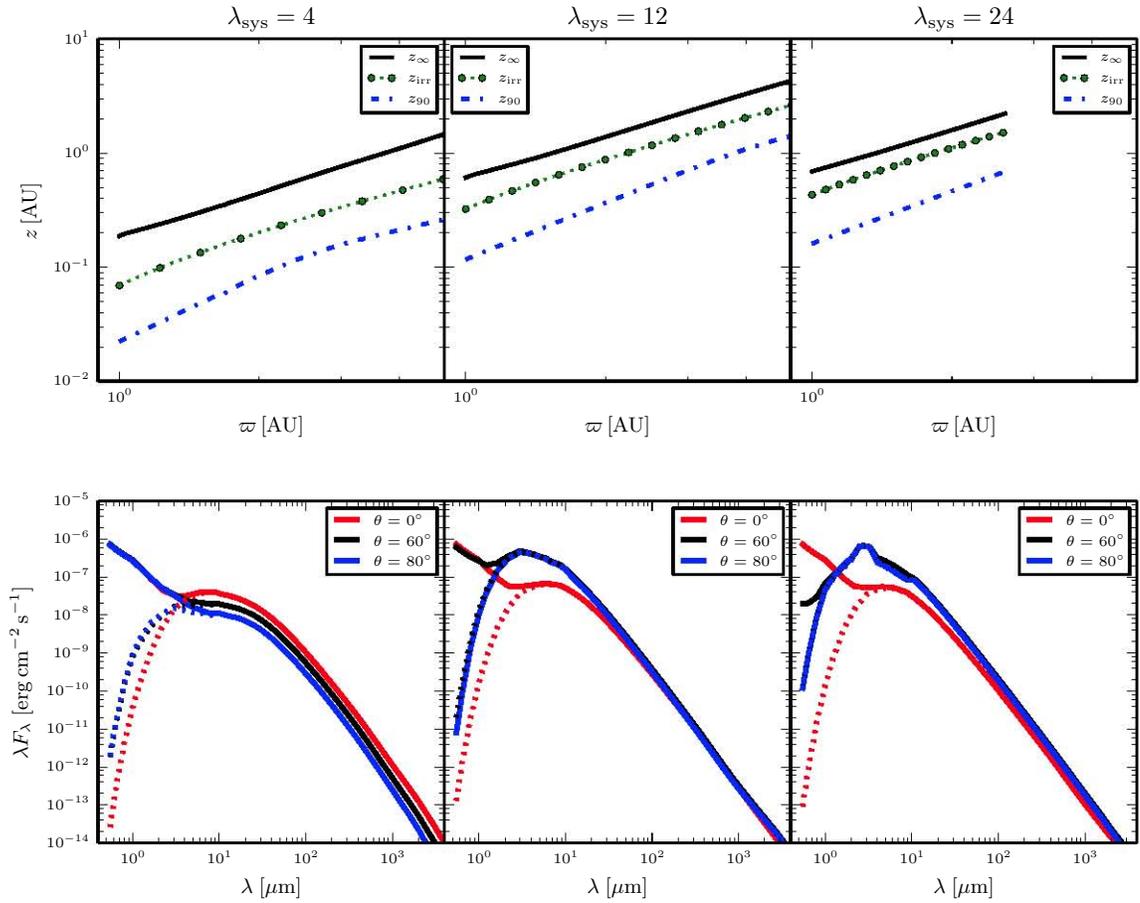


Figura 3.15: Modelo de disco Fu Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ indicado en cada columna. Los paneles superiores muestran las diferentes superficies. Los paneles inferiores muestran la distribución espectral de energía del sistema disco-estrella a diferentes ángulos de inclinación. Misma descripción que la Figura 3.9.

Tabla 3.4. Razón de flujos

YSO	$F_{1\text{mm}}^{12}/F_{1\text{mm}}^4$	$F_{1\text{mm}}^{24}/F_{1\text{mm}}^4$	$F_{7\text{mm}}^{12}/F_{7\text{mm}}^4$	$F_{7\text{mm}}^{24}/F_{7\text{mm}}^4$
LMP	0.90	0.58	3.01	5.49
T Tauri ($D = 10^{-2.5}$)	1.62	1.05	1.58	2.49
T Tauri ($D = 0.01$)	2.23	1.89	1.91	3.19
FU Ori	0.61	0.39	1.95	1.37

Nota. —

LMP: $F_{1\text{mm}}^4 = 3.94 \times 10^{-1}$ Jy ; $F_{7\text{mm}}^4 = 2.11 \times 10^{-4}$ Jy .

T Tauri ($D = 10^{-2.5}$): $F_{1\text{mm}}^4 = 1.30 \times 10^{-2}$ Jy ; $F_{7\text{mm}}^4 = 3.54 \times 10^{-5}$ Jy

T Tauri ($D = 0.01$): $F_{1\text{mm}}^4 = 1.68 \times 10^{-2}$; $F_{7\text{mm}}^4 = 1.74 \times 10^{-5}$ Jy .

FU Ori: $F_{1\text{mm}}^4 = 1.75 \times 10^{-1}$ Jy ; $F_{7\text{mm}}^4 = 1.16 \times 10^{-3}$ Jy .

inferiores, respectivamente. Las líneas discontinuas muestran los perfiles convolucionados con el haz de ALMA a 1 mm, $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec, y el haz del VLA a 7 mm, $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec. En general, los perfiles de temperatura de antena convolucionados decrecen respecto a los perfiles de los modelos, pero se encuentran dentro de los niveles de sensibilidad de esas instalaciones. Las líneas punteadas corresponden a la profundidad óptica y sus valores son mostrados en el eje izquierdo en cada panel⁴.

Los perfiles de temperatura de antena promedio de los discos LMP y T Tauri muestran que los discos débilmente magnetizados emiten más que los discos muy magnetizados: tienen un valor de temperatura de antena T_B mayor a un radio fijo. La Tabla 3.4 muestra la razón de los flujos a 1 mm y 7 mm respecto a los flujos de los modelos de disco con $\lambda_{\text{sys}} = 4$. La razón de flujos a 7 mm son mayores que uno porque, como se discutió previamente, los discos débilmente magnetizados emiten más porque son más densos y más calientes que los discos fuertemente magnetizados. Por la misma razón, el disco T Tauri con un coeficiente viscoso $D = 10^{-2.5}$ tiene valores de T_B mayores a cada longitud de onda respecto del disco T Tauri con $D = 0.01$. A 1 mm, la razón de flujos son menores que uno para los discos LMP y FU Ori. Esto ocurre porque los discos son ópticamente gruesos y los discos con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ tienen un radio más grande que los discos débilmente magnetizados.

Los perfiles de profundidad óptica en estas figuras muestran que los discos débilmente magnetizados son más ópticamente gruesos que los discos altamente magnetizados porque son más densos. Además, los discos con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ en torno

⁴La integración numérica en cada línea de visión finaliza cuando la profundidad óptica adquiere un valor de 25.

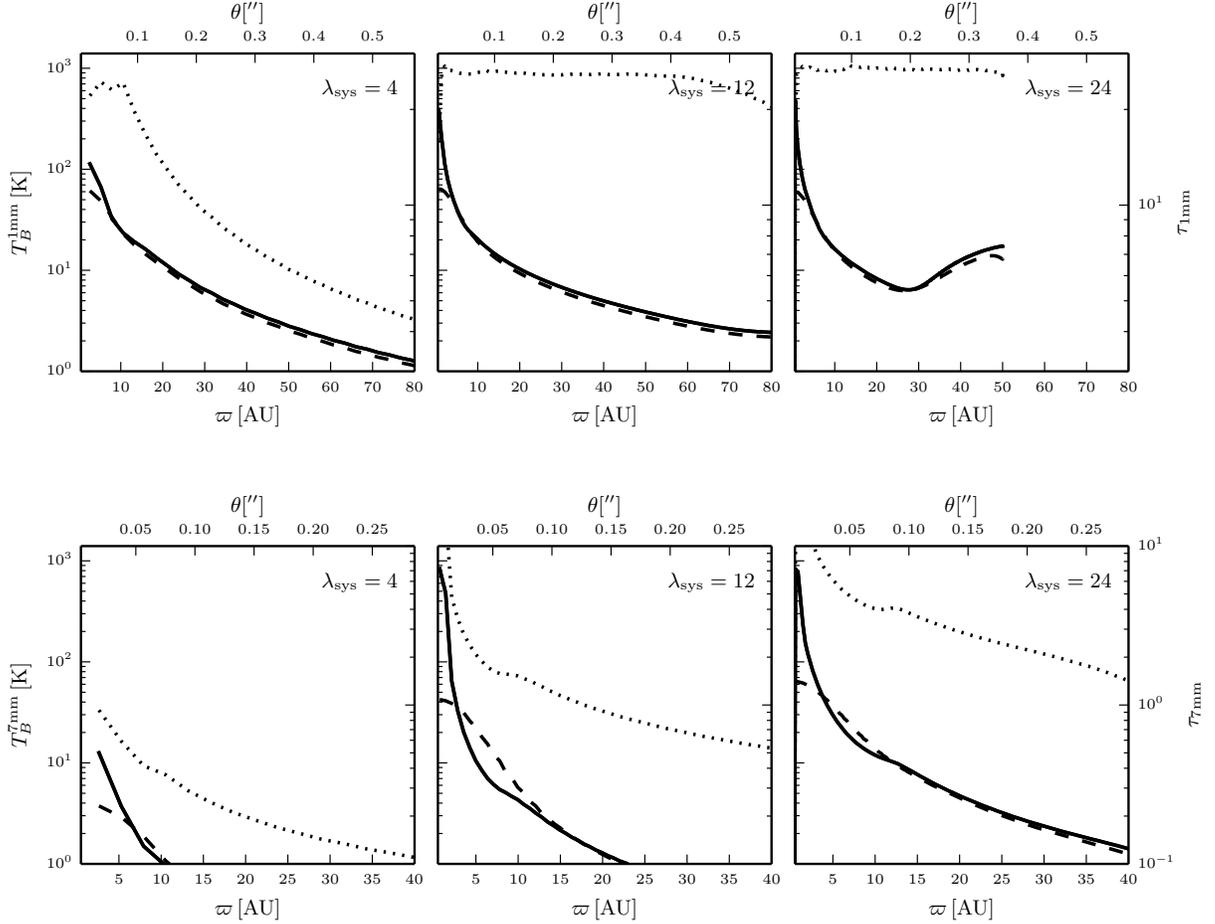


Figura 3.16: Perfiles promedio de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ de los modelos de disco LMP con diferente razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ en función de la distancia a la estrella central. Los perfiles de 1 mm y 7 mm se muestran en los paneles superior e inferior, respectivamente. Los modelos de disco tienen una inclinación de $\theta = 60^\circ$. Las líneas sólidas de cada panel corresponden al perfil de temperatura de antena. Las líneas a trazos muestran los perfiles de la temperatura de antena convolucionados con el haz de ALMA a 1 mm, $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034 \text{ arcsec}$, y el haz de VLA a 7 mm, $\theta_{\text{VLA}} = 0.043 \text{ arcsec}$, respectivamente. Las líneas punteadas muestran la profundidad óptica, los valores se muestran en el eje izquierdo en cada panel. Los ejes superiores muestran la distancia a la estrella en arcsec, suponiendo una distancia a la fuente de 140 pc.

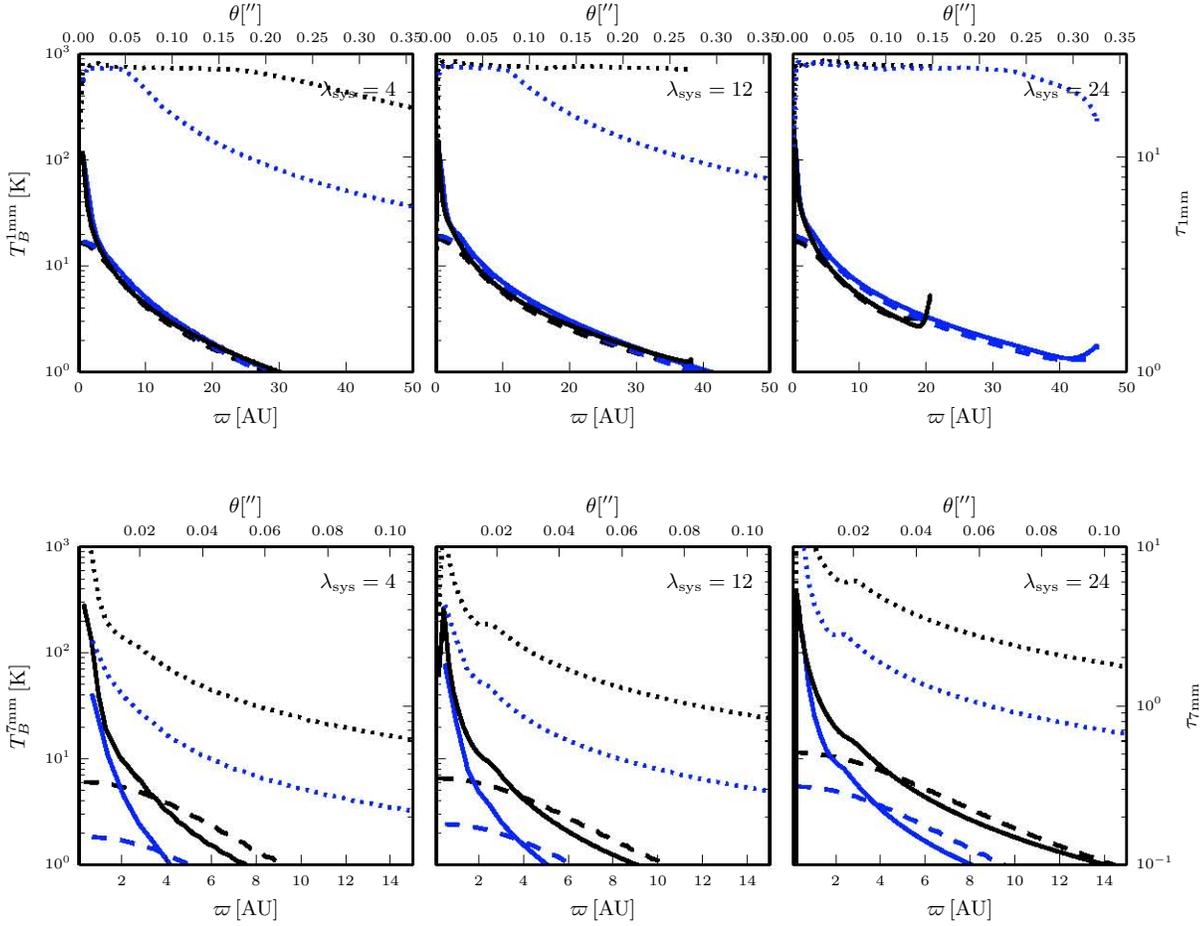


Figura 3.17: Perfiles de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ a 1 mm y 7 mm de los modelos de disco T Tauri con diferente razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ en función de la distancia a la estrella central. La descripción de los paneles y las líneas es la misma que en la Figura 3.16. Las líneas de color negro corresponden al modelo con un coeficiente de viscosidad $D = 10^{-2,5}$ y las líneas de color azul corresponden a un modelo con un coeficiente de viscosidad $D = 0.01$.

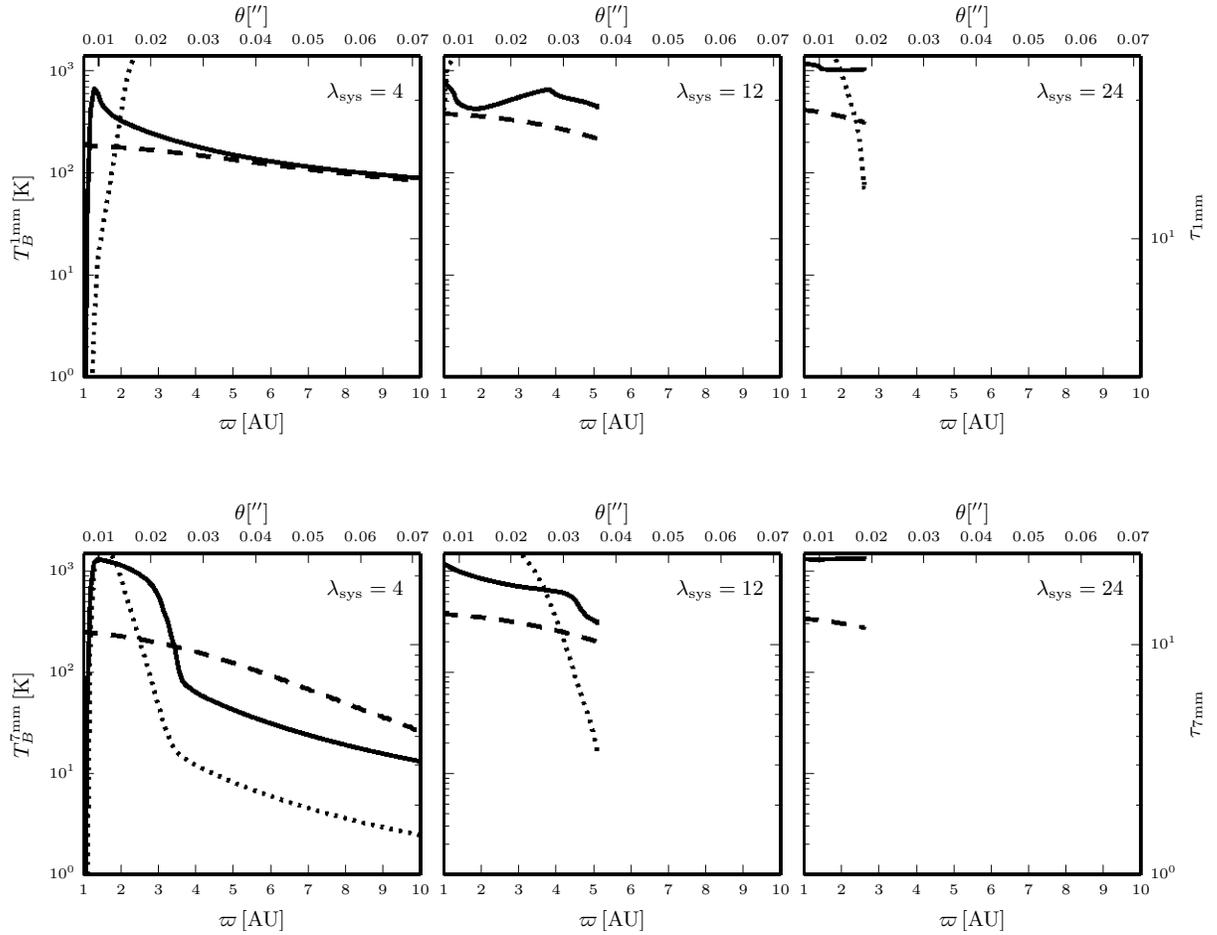


Figura 3.18: Perfiles de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ a 1 mm y 7 mm de los modelos de disco FU Ori con diferente razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ en función de la distancia a la estrella central. La descripción de los paneles y las líneas es la misma que en la Figura 3.16. Por conveniencia, la integración numérica en cada línea de visión finaliza cuando la profundidad óptica adquiere un valor de 25.

Resultados

3.2 Emisión: SED y perfiles milimétricos

a las estrellas LMP y T Tauri son ópticamente delgados a 7 mm, excepto en la región central $\sim 1 - 2$ AU, como lo encontraron Carrasco-González et al. (2016) para HL Tau. Por el contrario, los discos FU Ori son ópticamente gruesos porque son muy pequeños y densos; por lo tanto, la temperatura de la antena alcanza grandes valores, del orden de la temperatura cinética, $T_B \sim T \sim 1000$ K. Además, el perfil de 7 mm del disco FU Ori con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ muestra una fuerte disminución en la emisión a ~ 3 AU. Esto ocurre porque hay una contribución de la opacidad del gas que incluye H, He, H₂ y CO y es importante para $T > 1300$ K (Calvet et al., 1991). Estas temperaturas altas se producen sólo en el plano medio del disco en un radio interno de 2 AU, sin embargo, esta región se proyecta en el plano del cielo hasta ~ 3 AU debido al ángulo de inclinación del disco respecto del plano del cielo.

La Figura 3.19 muestra la imagen a 1 mm de los discos LMP y T Tauri con $\lambda_{\text{sys}} = 24$ para un ángulo de inclinación $\theta = 60^\circ$. Porque los discos son ópticamente gruesos a esa longitud de onda, se puede apreciar un borde brillante en el hemisferio inferior debido a la proyección en el plano del cielo del plano medio caliente del disco. Esta emisión produce un aumento de la temperatura de la antena en los radios externos del disco que es muy evidente en los perfiles de 1 mm de los discos $\lambda_{\text{sys}} = 24$ en los paneles superiores derechos de las Figuras 3.16 - 3.18. También se produce un “bum” alrededor de $\sim 3 \mu\text{m}$ en la SED del disco FU Ori para $\theta = 60^\circ$ y 80° . Sin embargo, se trata de un efecto del truncamiento del disco al radio R_d .

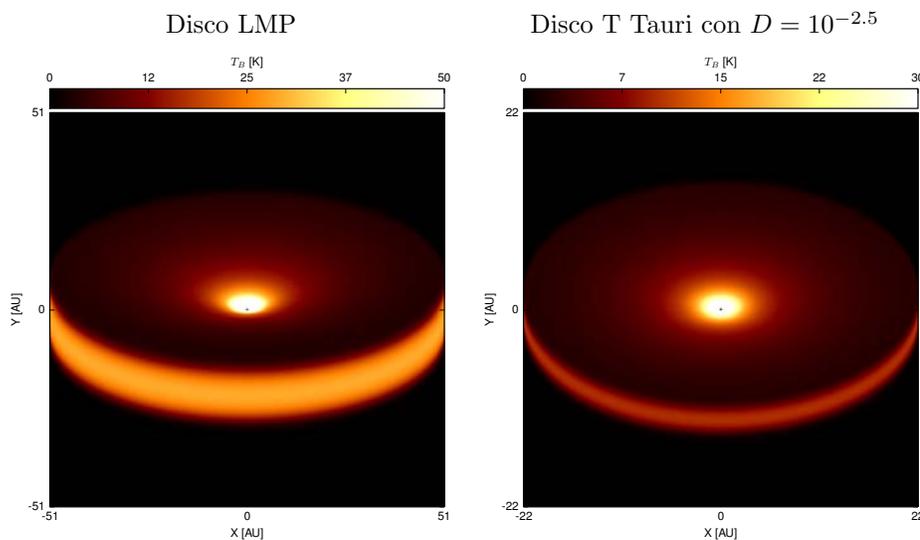


Figura 3.19: Imágenes a 1 mm de los discos LMP y T Tauri con $\lambda_{\text{sys}} = 24$. La escala de color muestra la temperatura de antena para cada modelo.

Sin embargo, se espera que la densidad superficial en los discos que evolu-

cionan viscosamente tenga un decaimiento exponencial de la forma: $\Sigma = \Sigma_d (\varpi/R_d)^{-\gamma} \exp(-(\varpi/R_d)^{2-\gamma})$ (Lynden-Bell & Pringle, 1974). Para los modelos de disco magnetizados discutidos en este trabajos, $\gamma = 3/4$. Para obtener perfiles de temperatura de antena más realistas en los radios externos, es necesario incluir esta región exponencial más allá de R_d que atenuaría el borde brillante del disco. Suponiendo que $\rho(\varpi) \sim \Sigma/(A(\varpi)\varpi)$, se obtiene una profundidad óptica $\tau_\nu = \int \kappa_\nu \rho d\varpi = I_0 \kappa_\nu (\Sigma_{\text{sys}}/A_{\text{sys}})(R_d/100\text{AU})^{-2}$, donde $I_0 = \int_1^{1+R_{\text{ext}}/R_d} u^{-2} \exp(-u^{5/4}) du \sim 0.12$ for $R_{\text{ext}} \sim 2R_d$. Suponiendo un valor de la opacidad $\kappa_{1\text{mm}} \sim 0.1$, los discos LMP y T Tauri con $\lambda_{\text{sys}} = 24$, tendrían una profundidad óptica $\tau_{1\text{mm}} > 1$. Así, la región exponencial externa podría atenuar la alta emisión del borde brillante de los discos truncados.

En el Apéndice E se muestran las imágenes en temperatura de antena a 1 mm y 7 mm de los modelos de disco LMP, T Tauri y FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12$ y 24 a diferentes ángulos de inclinación θ entre el eje de rotación del disco y la línea de visión, $\cos\theta = 0.2, 0.5$ y 1 indicados en cada columna. La escala de color muestra la temperatura de antena T_B de cada modelo de disco. El eje horizontal y vertical corresponden a la proyección XY [AU] del disco en plano del cielo. Se supone una distancia de 140 pc. (ver Figuras E.1 - E.16).

3.2.1. Emisión de modelos calentados por una envoltente caliente

En esta sección se modela la emisión de discos LMP con las características observacionales de la famosa fuente de Clase I HL Tau, cuya espectacular estructura fue observada recientemente con ALMA (ALMA Partnership et al., 2015). Esta fuente se encuentra en la nube de Tauro a una distancia de 140 pc. El disco muestra varios anillos cuyo origen y condiciones físicas han motivado muchos estudios observacionales y teóricos recientes (e.g., Jin et al. 2016; Okuzumi et al. 2016; Ruge et al. 2016; Takahashi & Inutsuka 2016; Yen et al. 2016). La Figura 3.20 muestran los perfiles radiales de temperatura de antena de HL Tau a 0.87 mm, 1.3 mm, 2.9 mm y 7 mm, obtenidos con ALMA y VLA. Se realiza una comparación cualitativa de la emisión de los modelos de disco magnetizados con estos perfiles de temperatura para obtener propiedades generales del disco HL Tau, en lugar de modelar a detalle la estructura de los anillos como, por ejemplo, la realizada recientemente por Pinte et al. 2016 mediante una estructura de disco simplificada.

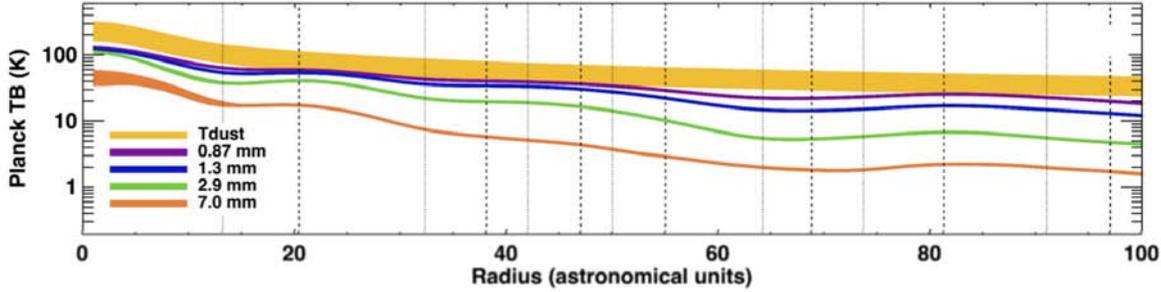


Figura 3.20: Réplica de la Figura 3 de Carrasco-González et al. (2016): Perfiles radiales del disco de HL Tau. En todos los paneles, la anchura de las líneas representa la incertidumbre $1 - \sigma$ de cada cantidad. Perfiles radiales de temperatura de antena a 0.87, 1.3, 2.9 y 7 mm.

D'Alessio et al. (1997) mostró que la irradiación de una envoltura sobre HL Tau es necesaria para calentar el disco y elevar su temperatura en las regiones externas para poder reproducir los flujos observados a longitudes de onda milimétricas. Por lo tanto, para comparar con los perfiles milimétricos observados, se incluye un calentamiento simple de una envoltura: se supone que el disco es irradiado por un baño térmico con una temperatura T_e tal que, en la superficie del disco, la intensidad promedio debida a la irradiación de la envoltura es $J_e = \sqrt{3}\sigma T_e^4/(4\pi)$. Entonces, J_e se agrega a la condición de frontera de la ecuación (A.30) y a la ecuación del flujo reprocesado (ec. A.26) se adiciona $(4\pi/\sqrt{3})J_e e^{-\tau_d}$, donde τ_d es la opacidad normal al plano medio del disco. Ver Apéndice A.3.

Se ha considerado un modelo de disco débilmente magnetizado con $\lambda_{\text{sys}} = 24$ con un radio de disco del orden de 100 AU, como se observa en esta fuente (Kwon et al. 2011). En la Tabla 3.5 se muestran los parámetros seleccionados para el disco LMP: la tasa de acreción de masa \dot{M}_d , la masa del disco M_d , la luminosidad de la fuente central L_c que incluye la luminosidad estelar y de acreción, el ángulo de inclinación θ , la razón masa a flujo magnético λ_{sys} y el factor sub-kepleriano f . Se asume que la estrella central tiene una masa $M_* = 1 M_\odot$, radio $R_* = 2.2 R_\odot$ y una temperatura $T_* = 4000$ K.

Se presentan cuatro modelos de disco LMP (Modelos I, II, III, y IV) con diferentes valores de tamaño máximo de los granos de polvo a_{max} y temperatura de la envoltura T_e . La Tabla 3.6 muestra la razón de altura a radio del disco A_{sys} , la densidad superficial de masa Σ_{sys} , y el radio del disco de los cuatro modelos.

Los paneles superiores de la Figura 3.21 muestran los perfiles de temperatura de antena T_B en función de la distancia a la estrella central a 0.87 mm, 1.3 mm, 2.9 mm y 7 mm⁵. Los paneles inferiores corresponde a la profundidad óptica

⁵El descenso en los perfiles de profundidad óptica de 7 mm se debe a la contribución del hielo de agua en la opacidad conforme la temperatura del disco disminuye para radios mayores

Tabla 3.5. Parámetros de HL Tau

\dot{M}_d^a ($M_\odot \text{ yr}^{-1}$)	M_d^b (M_\odot)	L_c (L_\odot)	θ^c (deg)	λ_{sys}	f
1×10^{-6}	0.3	8.6 ^d	47	24	0.999

Nota. — Valores tomados de: (a) D’Alessio et al. (1997); (b) Carrasco-González et al. (2016); (c) ALMA Partnership et al. (2015); (d) corresponde a una temperatura efectiva $T_{\text{eff}} = 6579$ K. Los parámetros del modelo de disco LMP se muestran en la Tabla 4.1.

Tabla 3.6. Modelos de HL Tau

Modelo	a_{max}	T_e K	A_{sys}	Σ_{sys} (g/cm^2)	R_d (AU)
I	1 μm	50	0.243	45.4	113
II	1 μm	100	0.278	39.8	128
III	1 cm	50	0.224	49.4	106
IV	1 cm	0	0.208	53.0	100

τ_λ . Los paneles izquierdos corresponde a la emisión y profundidad óptica del Modelo I (línea sólida) y del Modelo II (línea discontinua). Se puede observar que el perfil observado de 7 mm no puede ser reproducido por Modelos I y II con una distribución de polvo con $a_{\max} = 1$ mm. Debido a que la emisión a 7 mm es ópticamente delgada, estos perfiles tienen temperaturas muy bajas a 100 AU. Además, la emisión es ópticamente gruesa de 0,87 mm a 2,9 mm, por lo tanto, el Modelo II, que tiene un calentamiento de envoltente sustancial ($T_e = 100$ K), sobrestima las temperaturas de la antena a estas longitudes de onda. Los paneles derechos muestran la emisión y la profundidad ópticas del Modelo III (líneas continuas) y del Modelo IV (líneas punteadas) con una una distribución de polvo con $a_{\max} = 1$ cm. El efecto de los granos grandes es aumentar la profundidad óptica a 7 mm (ver el comportamiento de $\chi_{7\text{mm}}$ en la Figura A.2). Los perfiles de temperatura del Modelo IV (sin calentamiento de envoltente) tienen temperaturas demasiado bajas en todas las longitudes de onda porque el disco es más frío que el Modelo III. Los perfiles de temperatura de antena observados de Carrasco-González et al. (2016) son mejor reproducidos por el Modelo III que tiene un calentamiento de envoltente moderado ($T_e = 50$ K).

A partir de este estudio cualitativo, se aprecia la dificultad de reproducir la emisión observada a 7 mm del disco HL Tau, aún incluyendo el calentamiento por la envoltente. Se llega a la conclusión de la posibilidad que el disco de HL Tau tenga granos de polvo grandes en los radios externos que puedan aumentar la profundidad óptica. Entonces, junto con el calentamiento de la envoltente, el Modelo III puede producir el nivel observado de la emisión a 7 mm.

Las imágenes de la emisión de los discos LMP a 0.87 mm, 1.3 mm, 2.9 mm y 7 mm (indicados en la parte superior de cada columna) son mostrados en la Figura 3.22. El tipo de Modelo al que corresponden los mapas está indicado en cada fila. Las imágenes de los modelos convolucionados son mostrados en la Figura 3.23. La escala de color muestra la temperatura de antena T_B [K] del disco en la proyección XY [AU] en plano del cielo.

a ~ 5 AU.

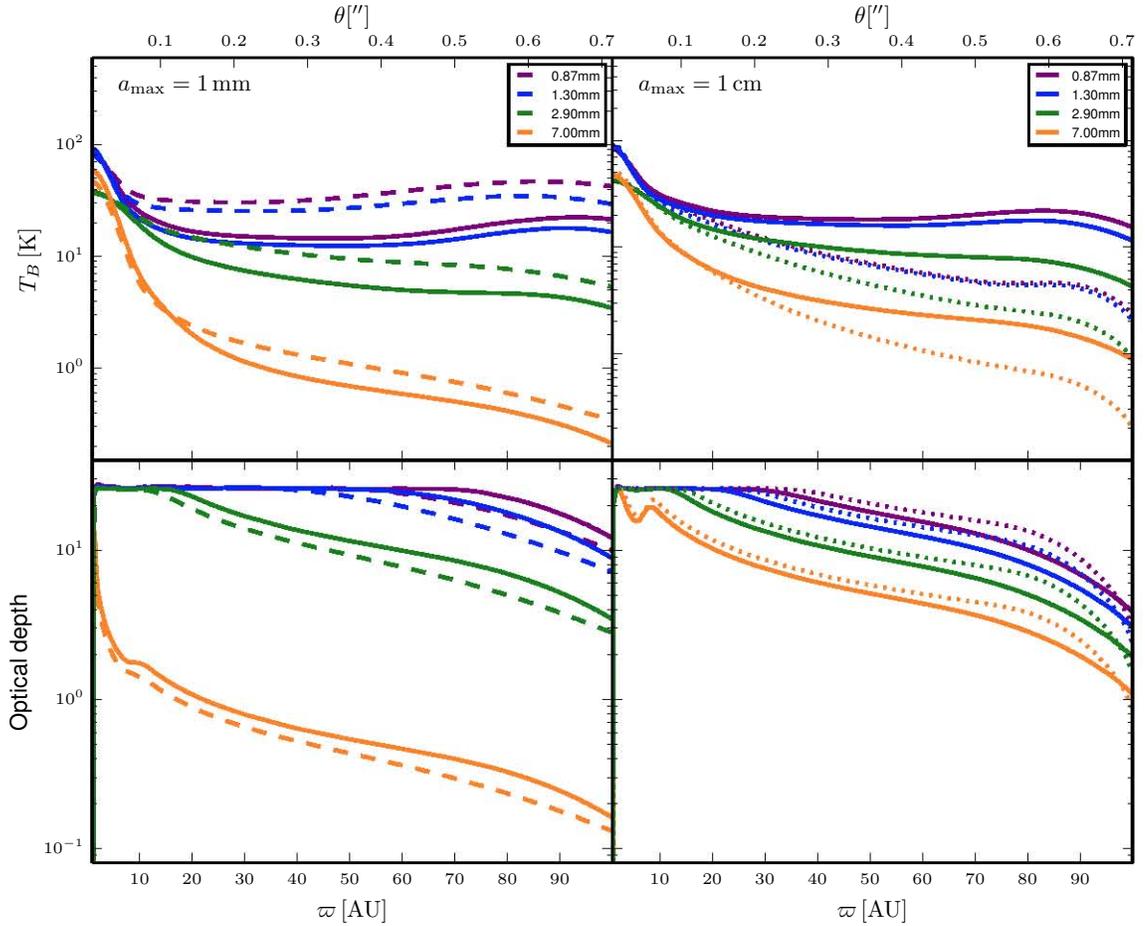


Figura 3.21: Perfiles de temperatura de antena T_B y profundidad óptica τ_λ a 0.87 mm, 1.3 mm, 2.9 mm y 7 mm de los discos LMP como función de la distancia al estrella central. Los perfiles radiales han sido convolucionados con el haz de ALMA: $\theta_{0.87\text{mm}} = 0.034$ arcsec, $\theta_{1.3\text{mm}} = 0.029$ arcsec, $\theta_{2.9\text{mm}} = 0.066$ arcsec, y VLA a 7 mm, $\theta_{7\text{mm}} = 0.043$ arcsec. El código de colores es mostrado en los recuadros ubicados en la esquina superior derecha de cada columna. Los discos tienen una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 24$. Los parámetros del disco son mostrados en la Tabla 3.5. Los paneles izquierdos corresponden a modelos con un tamaño máximo de granos de polvo $a_{\text{max}} = 1$ mm. El Modelo I (líneas continuas) tiene una temperatura de envoltura $T_e = 50$ K y el Modelo II (líneas a trazos) tiene $T_{\text{env}} = 100$ K. Los paneles derechos corresponden a modelos con $a_{\text{max}} = 1$ cm. El Modelo III (líneas continuas) tiene $T_{\text{env}} = 50$ K y el Modelo IV (líneas punteadas) tiene $T_{\text{env}} = 0$ K. Ver Tabla 3.6. Por conveniencia, la integración numérica en cada línea de visión finaliza cuando la profundidad óptica adquiere un valor de 25.

Resultados

3.2 Emisión: SED y perfiles milimétricos

Figura 3.22: Emisión de los modelos de HL Tau

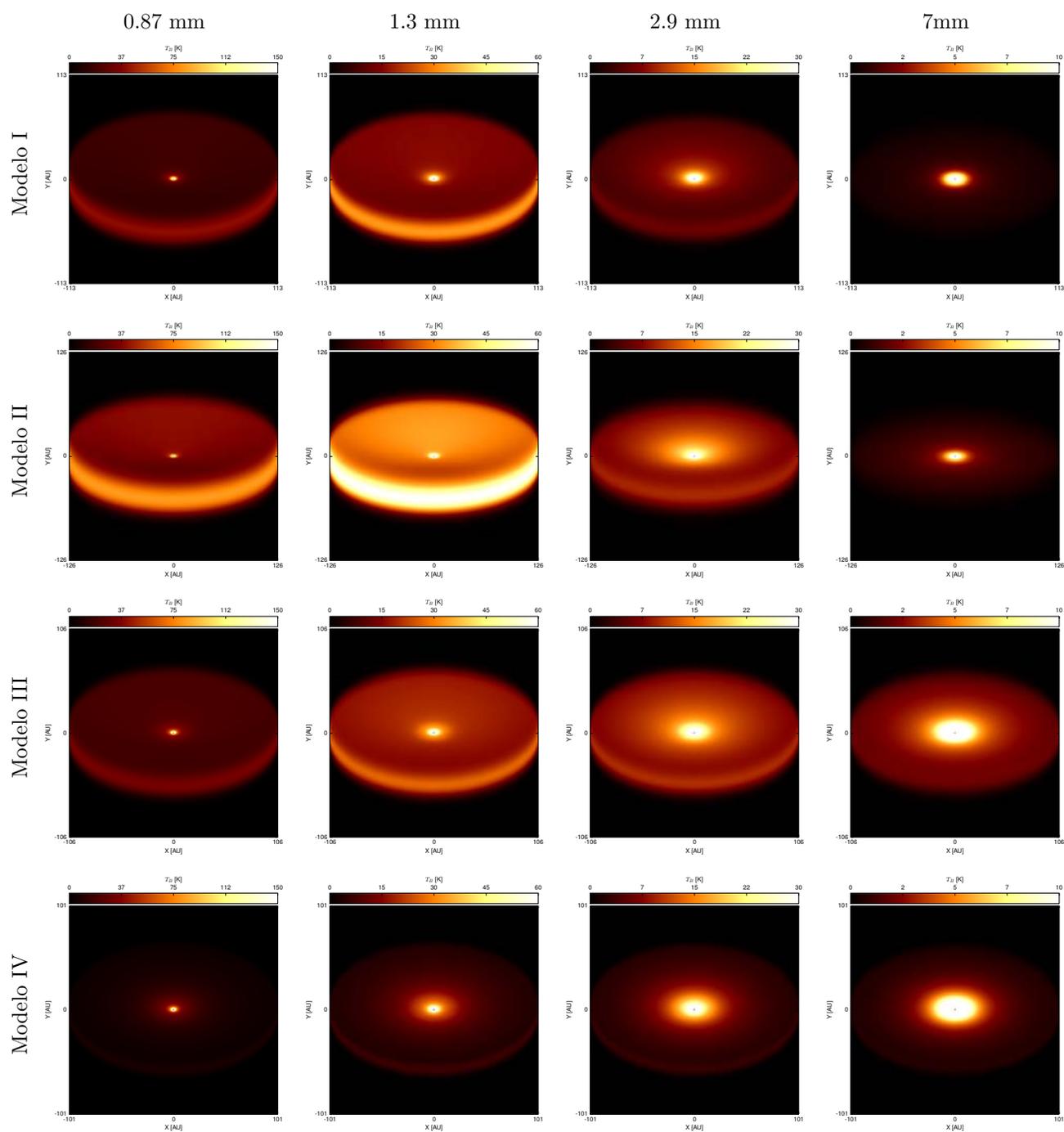
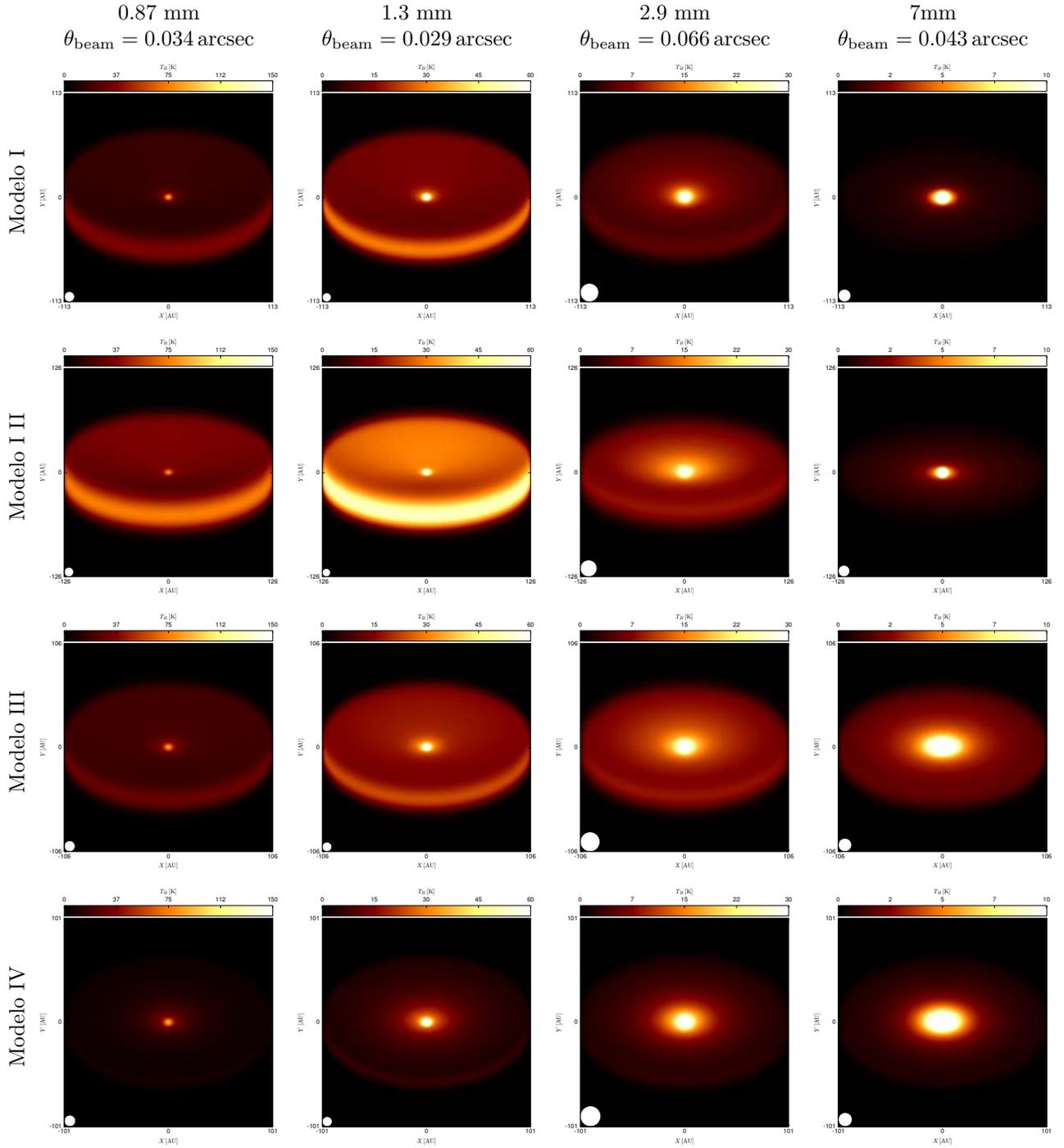


Figura 3.23: Emisión convolucionada de los modelos de HL Tau



Capítulo 4

Discusión

Para el cálculo de la estructura vertical de los modelos radiales de discos de acreción magnetizados de S07 se ha asumido, por simplicidad, una tasa de disipación viscosa y resistiva uniforme e independiente de la altura z (ec. [A.17]). Ese planteamiento podría cambiarse al suponer una viscosidad $\nu(z)$ proporcional a la velocidad local del sonido a debido a que en los modelos de S07, la viscosidad ν también puede escribirse como una viscosidad tipo Shakura-Sunyaev $\nu = \alpha a^2 / \Omega_K$ (ec. [49] de S07). También, se asume que el calentamiento viscoso y resistivo ocurre en todo el disco, aunque para el caso de disco de una estrella T Tauri, con un coeficiente de viscosidad $D = 10^{-2.5}$, la eficiencia en el transporte viscoso es baja ya que podría haber zonas sin suficiente ionización para que opere la MRI (S07, “zonas muertas”). No obstante, los modelos aquí presentados pueden modificarse para considerar la acreción de material de forma laminar, e.g., el calentamiento viscoso sólo podría ocurrir en las capas superficiales del disco. Para hacer lo anterior de forma autoconsistente, es necesario calcular los rayos cósmicos, los rayos X y la ionización térmica y radioactiva en el disco para obtener la extensión de las llamadas “zonas muertas” en estos modelos de disco magnetizado (e.g., Umebayashi & Nakano 2009, Cleeves et al. 2013). Dejamos este problema para un estudio futuro.

Una cuestión relevante consiste en determinar si los modelos de S07 de discos de acreción magnetizados permeados por un campo magnético poloidal son inestables a la MRI. Desde los trabajos iniciales sobre MRI de Balbus & Hawley (1991, de aquí en adelante, BH91), diversos autores han estudiado la estabilidad de diferentes modelos de discos de acreción magnetizados. Por ejemplo, Pessah & Psaltis (2005) estudiaron la estabilidad de discos magnetizados politrópicos con campos toroidales supertermales, incluyendo fuerzas de tensión magnética. El número de onda crítico para la inestabilidad es modificado con respecto al valor de BH91. Ellos recuperaron la relación de dispersión obtenida por varios autores en diferentes límites: sin curvatura de campo (Blaes & Balbus, 1994), sin compresibilidad (Dubrulle & Knobloch, 1993) y en el límite frío sin curvatura de campo (Kim & Ostriker, 2000). Además, discutieron a fondo el origen de las inestabilidades y aproximaciones en los diferentes regímenes. Ogilvie (1998)

estudió la estabilidad de los discos politrópicos en rotación permeados por un campo magnético poloidal, pero sin acreción de masa.

Los modelos S07 satisfacen el criterio general de que la razón entre la presión del gas y la presión magnética β es mayor que uno. Este criterio, obtenido por BH91 viene de la condición de que el modo inestable de longitud de onda más corta debe caber dentro del tamaño vertical del disco. Para el modelo local considerado por BH91, el parámetro del número de onda crítico normalizado para la MRI es $q_{\text{crit}} = k_{z,\text{crit}}\nu_{A,z}/\Omega = |-2(d\ln\Omega/d\ln\varpi)|^{1/2}$, tiene un valor $q_{\text{crit}} = 3^{1/2}$ para la rotación Kepleriana. Asumiendo una escala de altura térmica del disco $H_{\text{thermal}} = \sqrt{2}a/\Omega_K$, la razón entre la longitud de onda crítica y el tamaño del disco $\lambda_{\text{crit}}/(2H_{\text{thermal}}) = \pi/(q_{\text{crit}}\beta^{1/2})$. Así, para $\beta > 3^{1/2}$ el modo inestable de longitud de onda más corta, λ_{crit} , cabe dentro del tamaño vertical del disco. Sin embargo, los modelos de disco de S07 son comprimidos por el campo magnético poloidal. A partir de su ec. (46), la escala de altura de estos discos magnetizados se puede escribir como $H = H_{\text{thermal}}/c_B$ con $c_B > 1$. Para propósitos computacionales, se considera expresar a la compresión magnética con el coeficiente $c_B = [1 + I_l(1 - f^2)A]^{1/2}$, donde I_l da el ángulo de inclinación del campo magnético (ver Tabla 1 de S07) y la razón de altura a radio $A = H/\varpi$ se obtiene a partir de los modelos de estructura vertical (ver Tabla 3.2). En consecuencia, la razón entre la longitud de onda crítica y el tamaño del disco se modifica como $\lambda_{\text{crit}}/(2H) = \pi c_B/(q_{\text{crit}}\beta^{1/2})$. El valor de la razón masa a flujo magnético del sistema disco-estrella λ_{sys} determina el nivel de magnetización del disco y el valor del coeficiente c_B . Los modelos muy magnetizados con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$ tienen, a 1 AU, valores de $c_B = 2.0, 15.5, 6.9$ para los discos LMP, T Tauri y FU Ori, respectivamente. Los modelos débilmente magnetizados con $\lambda_{\text{sys}} = 12$ a 1 AU tienen $c_B = 1.1, 2.1, 1.4$ para los discos LMP, T Tauri y FU Ori, respectivamente. El término de corrección magnética disminuye lentamente con el radio del disco de la forma $I_l(1 - f^2)/A \propto (\varpi/\text{AU})^{-1/4}$ y $c_B \rightarrow 1$. Si $c_B \gg 1$, se espera que el disco sea estable a la MRI. En cambio, valores bajos de c_B para los modelos discutidos en este trabajo sugieren que estos discos pueden mantener la MRI, excepto quizá, el caso de un disco T Tauri fuertemente magnetizado con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ y $c_B = 15.5$. La Tabla 4.1 muestra los valores del número de Elsässer $A_m = \nu_A^2/(\eta\Omega)$ y la razón entre la presión térmica y la magnética $\beta = 2a^2/\nu_A^2$, donde la velocidad de Alfvén es $\nu_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$, para los modelos de S07 en el plano medio del disco a 1 AU. El número de Elsässer disminuye suavemente como función del radio como $A_m = A_{m,1}(\varpi/1 \text{ AU})^{-1/4}$. La razón de presiones se incrementa suavemente con el radio como $\beta = \beta_1(\varpi/1 \text{ AU})^{-1/4}$ para los discos débilmente magnetizados y es constante para los discos fuertemente magnetizados. Por lo tanto, los modelos de S07 tienen $A_m > 1$ y $\beta > 1$, lo que indica que los discos deben ser inestables a la MRI. Sin embargo, se requiere un análisis detallado de la estabilidad de los modelos S07, que forma parte del trabajo a futuro.

Como se mencionó en la introducción, varios autores han hecho simulaciones de discos magnetizados incluyendo la resistividad óhmica, la difusión ambipolar y el efecto Hall. Encuentran que la MRI es suprimida y que el viento del disco

Tabla 4.1. Número de Elsässer y β a 1 AU

Tipo de estrella	λ_{sys}	$A_{m,1}$	β_1
LMP	4	22.5	3.50
	12	11.8	
T Tauri	4	5.88×10^4	2.50
	12	1.03×10^4	
FU Ori	4	13.9	2.56
	12	6.66	

transporta hacia afuera el momento angular, impulsando así la acreción en el disco (e.g., Bai 2015, Gressel et al. 2009, sin el efecto Hall). Estas simulaciones consideran campos magnéticos débiles en el sentido de que $\beta \sim 10^{4-5}$. Por el contrario, los modelos radiales de S07 tienen valores bajos $\beta < 100$ en todo el disco, como se muestra en la Tabla 4.1. Sería importante estudiar simulaciones de los discos magnetizados en el régimen de parámetros de los modelos de S07, teniendo también en cuenta el efecto del campo magnético sobre la dinámica del gas, es decir, la rotación subkepleriana del gas. Esas simulaciones ayudarían a determinar si la MRI funciona en los modelos de S07 o si se desarrolla un viento, lo cual implicaría que una de las suposiciones básicas de estos modelos, el equilibrio hidrostático, es errónea.

La estructura vertical de los modelos de discos magnetizados e irradiados por la estrella central estudiados en este trabajo se puede comparar con otros modelos de disco de la estructura vertical de discos de acreción no magnetizados, comúnmente utilizados en la literatura. Por ejemplo, Chiang & Goldreich (1997) modelaron los discos pasivos con dos zonas: una capa superior donde el polvo es calentado por la radiación estelar y una región en el plano medio calentada por la radiación reprocesada por el polvo en la capa superior. El interior del disco es isotérmico y en equilibrio hidrostático. Estos modelos son semi-analíticos y fáciles de implementar, pero no resuelven los gradientes de temperatura verticales que se pueden ver en las Figuras 3.1 - 3.3. También son modelos de disco pasivo, por lo que no incluyen el calentamiento viscoso. Por otro lado, los modelos de D'Alessio et al. (1998) resuelven los gradientes de temperatura e incluyen irradiación estelar y calentamiento viscoso. Los modelos presentados en este trabajo también resuelven los gradientes de temperatura e incluyen irradiación, el calentamiento viscoso y el resistivo. Además, la compresión magnética puede ser importante en los discos fuertemente magnetizados, reduciendo su razón de altura a radio respecto a los modelos de disco no magnético.

Es ilustrativo comparar la estructura y emisión de los modelos de disco con diferentes niveles de magnetización. Como se muestra en la Tabla 3.3, los modelos de discos fuertemente magnetizados con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ son más comprimidos que los discos débilmente magnetizados con $\lambda_{\text{sys}} = 12$ y 24. Por lo tanto, se espera

que los últimos modelos reciban más irradiación de la estrella central, y que sean más calientes que los discos fuertemente magnetizados. Además, los discos débilmente magnetizados son más densos debido a que tienen la misma masa pero son más compactos (radios de disco más pequeños) y tienen una densidad columnar más grande en un radio dado, con respecto a los discos fuertemente magnetizados. Este comportamiento se puede ver en los paneles superiores de las Figuras 3.9, 3.11, 3.13 y 3.15: la superficie z_{90} muestra que los modelos de disco muy magnetizados con $\lambda_{\text{sys}} = 4$ son más delgados que los discos débilmente magnetizados con $\lambda_{\text{sys}} = 12$ y 24 debido a la compresión magnética. Los perfiles verticales de temperatura a diferentes radios en los paneles inferiores de las Figuras 3.8, 3.10, 3.12 y 3.14 muestran que los discos débilmente magnetizados son más calientes que los discos muy magnetizados. Estos perfiles muestran una inversión de temperatura excepto en radios grandes para el caso de las estrellas T Tauri donde el calentamiento debido a la irradiación estelar domina.

Cuando los discos son geoméricamente delgados, la contribución de la estrella central puede apreciarse en la SED a grandes ángulos de inclinación (los paneles inferiores en las Figuras 3.9, 3.11, 3.13 y 3.15). Este comportamiento se puede observar cuando se compara la SED con un ángulo de inclinación de $\theta = 80^\circ$ (líneas azules) de los discos LMP y FU Ori muy magnetizados respecto de la SED de los discos débilmente magnetizados, donde la contribución de la estrella desaparece. En cambio, en los modelos de T Tauri, la SED siempre tiene una contribución de la estrella porque los discos son geoméricamente delgados. Una comparación entre los perfiles de temperatura radiales en los paneles superiores de las Figuras 3.8, 3.10, 3.12 y 3.14 muestra que a radios grandes la temperatura en la superficie de irradiación T_{irr} es mayor que la temperatura del plano medio T_c porque la irradiación por la estrella central domina el calentamiento del disco. Esto se puede ver claramente por la localización de z_{irr} en las perfiles de temperatura vertical en los paneles inferiores de las figuras.

Los perfiles promedio de temperatura de antena en las Figuras 3.16 - 3.18 muestran que los discos débilmente magnetizados emiten más que los discos altamente magnetizados. Esto sucede porque, como se discutió anteriormente, los discos débilmente magnetizados son más densos y más calientes que los discos muy magnetizados. Por la misma razón, el disco T Tauri con un coeficiente de viscosidad $D = 10^{-2.5}$ tiene valores mayores de T_B que el disco T Tauri con $D = 0.01$. Este último modelo de disco es menos denso y más comprimido que el modelo con $D = 10^{-2.5}$. Cuando los modelos se convolucionan con los haces de mayor resolución de los interferómetros ALMA y VLA, los gradientes de temperatura de antena disminuyen con respecto a los perfiles del modelo, pero están dentro de los niveles de sensibilidad de estos interferómetros.

Los perfiles de profundidad óptica en estas figuras muestran que los discos débilmente magnetizados son más ópticamente gruesos que los modelos altamente magnetizados. Además, los discos alrededor de las estrellas LMP y T Tauri son ópticamente delgados a 7 mm, excepto en las regiones muy centrales con un tamaño de sólo $\sim 1 - 2$ AU, como encontraron recientemente Carrasco-González et al. (2016) para HL Tau. Finalmente, debido a que son muy pequeños y densos, los discos FU Ori son ópticamente gruesos, por lo tanto, la temperatura de

antena es grande, del orden de la temperatura cinética, $T_B \sim T \sim 1000K$ (ver Fig. 3.14).

Finalmente, al comparar la emisión de estos modelos de discos magnetizados calentados por la irradiación de una envoltura con las observaciones de la fuente HL Tau se concluye que una temperatura razonable de la envoltura $T_e = 50$ K es suficiente para reproducir la emisión ópticamente gruesa a 0.87, 1.3 y 2.9 mm. Además, el disco debe tener granos grandes en los radios externos para poder reproducir la emisión observada a 7 mm. Este resultado se contrapone con los modelos de una “rápida” migración radial del polvo que predicen que en las partes externas de los discos sólo debe existir polvo pequeño (e.g., Brauer et al. 2008; Birnstiel et al. 2010). El modelaje de ésta y otras fuentes dará información de las condiciones físicas de los discos.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se presentan los primeros modelos de la estructura vertical de los discos de acreción magnetizados e irradiados por la estrella central, permeados por un campo magnético poloidal arrastrado durante el proceso de formación del disco. Estos discos están sujetos a un calentamiento viscoso y resistivo y al calentamiento por la irradiación de la estrella central. Se calcula la estructura vertical de los discos alrededor de una protoestrella de baja masa (LMP) y de estrellas T Tauri y FU Ori usando los modelos radiales de S07, aunque el formalismo desarrollado puede ser aplicado a otros modelos de la estructura radial. Los parámetros de los discos se muestran en la Tabla 3.1.

Primero se consideraron discos altamente magnetizados con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4$. La estructura térmica del plano medio del disco LMP está dominada por el calentamiento viscoso mientras que la estructura térmica del plano medio del disco FU Ori está dominada por el calentamiento resistivo. El plano medio de un disco T Tauri tiene contribuciones similares para el calentamiento viscoso y resistivo. Se encontró que los discos en torno de una estrella T Tauri son altamente comprimidos por la presión magnética y son muy delgados y fríos comparados con los anchos verticales inferidos de las observaciones.

Diferentes valores de la razón masa a flujo magnético λ_{sys} cambian la estructura del disco. En particular, se consideró un caso con una magnetización débil con $\lambda_{\text{sys}} = 24$. En consecuencia, la densidad superficial de masa del disco aumenta y disminuye la compresión magnética. En estos modelos, el disco de una estrella T Tauri tiene una razón de altura a radio del disco ~ 0.01 , que es consistente con las observaciones. El calentamiento viscoso del disco domina la estructura térmica del plano medio debido a que el calentamiento resistivo es menor al 7% del calentamiento viscoso. Además, el tamaño de la región activa en los discos débilmente magnetizados cambia dependiendo de que efecto domine: en los discos LMP y FU Ori el disco se vuelve más denso y la irradiación estelar no puede penetrar en la atmósfera del disco, aumentando la región activa; en cambio, el disco T Tauri es más ancho e intercepta más irradiación disminuyendo la región activa. Sin embargo, se requieren mediciones directas

de las escalas de altura de este tipo de discos.

La irradiación por la fuente central produce atmósferas calientes en los discos. Estas atmósferas (por encima y por debajo del plano medio) se extienden espacialmente pero contienen poca masa, menos del 10 % de la densidad superficial de masa total. Los discos muestran grandes zonas del plano medio del disco con inversión vertical de temperatura en la base de la atmósfera caliente.

Se calculó la distribución espectral de energía y los perfiles anulares de temperatura de antena de los modelos a 1 mm y 7 mm, convolucionados con el haz de mayor resolución angular de los interferómetros ALMA y VLA.

Se encontró que los discos débilmente magnetizados, con razón masa a flujo magnético del sistema λ_{sys} , emiten más que los discos fuertemente magnetizados, con valores pequeños de λ_{sys} . Esto sucede porque los discos con mayor λ_{sys} son más densos y tienen una escala de altura mayor. Por lo tanto, reciben más irradiación de la estrella central y son más calientes que los discos fuertemente magnetizados. La profundidad óptica a longitudes de onda milimétricas también varía con el nivel de magnetización porque los discos débilmente magnetizados son más densos que los discos fuertemente magnetizados. Los discos alrededor de las estrellas LMP y T Tauri son ópticamente gruesos a 1 mm y ópticamente delgados a 7 mm. En su lugar, los discos FU Ori siempre son ópticamente gruesos.

Se comparó la emisión de los discos magnetizados con los perfiles de temperatura de antena milimétricos observados de la fuente HL Tau. Se encontró, que los modelos con $a_{\text{max}} = 1$ mm no reproducen el perfil observado de 7 mm, aún incluyendo el calentamiento debido a la irradiación de envoltente. Debido a que la emisión es ópticamente delgada, la temperatura de la antena a 7 mm cae a valores muy bajos a grandes distancias de la fuente central. Una posibilidad es que el disco de HL Tau tenga granos grandes ($a_{\text{max}} = 1$ cm) que aumenten la opacidad del polvo. Entonces, junto con el calentamiento del envoltente, la emisión del disco a 7 mm puede alcanzar los valores observados en los radios externos del disco.

La estructura radial y vertical de los discos de acreción magnetizados alrededor de las estrellas jóvenes y la importancia de los diferentes mecanismos de calentamiento, dependen de la razón masa a flujo magnético del sistema λ_{sys} . En un futuro próximo, se espera que observaciones de alta resolución angular con los interferómetros ALMA y VLA, obtengan las magnitudes y morfologías de los campos magnéticos en discos protoplanetarios en torno a estrellas jóvenes. Estas mediciones, junto con la determinación de la masa del disco, permitirán determinar los valores relevantes de λ_{sys} y, por tanto, la importancia de los campos magnéticos en la evolución, estructura y emisión del disco.

Capítulo 6

Trabajo a futuro

La siguiente etapa de estos modelos de estructura vertical de discos de acreción magnetizados consiste en incluir el asentamiento vertical y la migración radial de los granos de polvo en el cálculo de la estructura vertical para reproducir observaciones de discos que muestran variaciones en el índice espectral (e.g., Pérez et al. 2015; Carrasco-González et al. 2016).

Se quiere explorar modelos más sofisticados del calentamiento de una envoltura en las fuentes Clase 0. Se continuará el trabajo de utilizar estos modelos para comparar con observaciones a diferentes longitudes de onda de este tipo de fuentes (e.g., HL Tau, HH80) y buscar predicciones que se puedan observar. En particular, el efecto del borde del disco que se discutió en la Sección 3.2 podría aumentar el contraste en zonas con brechas como las observadas en HL Tau. A un modelo de disco de esta fuente se le pueden quitar brechas y ver su efecto en las imágenes sintéticas.

Se quiere utilizar estos modelos de la estructura vertical de los discos magnetizados para producir mapas de polarización de luz dispersada y de emisión de polvo alineado con el campo magnético a diferentes longitudes de onda y comparar con observaciones de ALMA que se obtendrán en un futuro cercano.

Finalmente, como se comentó previamente, el formalismo desarrollado para los modelos de discos de acreción magnetizados e irradiados por una fuente central mostrado en este trabajo no está limitado a las ecuaciones de estructura radial de S07. El diseño del código permite encontrar la estructura vertical a partir de los perfiles radiales de la densidad superficial de masa y el campo magnético del disco. En un futuro se podrá explorar la estructura vertical de otros modelos radiales de discos magnetizados.

Apéndices

Apéndice A

Transporte de energía

La ecuación del transporte radiativo determina las propiedades del campo de radiación que emerge del disco. Sea dE_ν la cantidad de energía transportada por la radiación en un intervalo de frecuencias $d\nu$ en la dirección \hat{k} que pasa a través de un área dA en un tiempo dt dentro de un ángulo sólido $d\Omega$. La intensidad específica de la radiación I_ν { erg cm⁻² s⁻¹ Hz⁻¹ sr⁻¹ } es definida por la ecuación

$$dE_\nu = I_\nu(\hat{k}) \hat{k} \cdot \hat{n} d\Omega d\nu dA dt \quad (\text{A.1})$$

donde \hat{n} es el vector normal a la superficie dA .

Los cambios en I_ν al atravesar una región con densidad superficial de masa $d\Sigma$ (ec. 2.13) por absorciones de la materia, dI_ν^{abs} , se expresan como

$$dI_\nu^{abs} = -\chi_\nu I_\nu d\Sigma, \quad (\text{A.2})$$

donde $\chi_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu$ { cm² g⁻¹ } es la opacidad total por unidad de masa, definida como la suma de la opacidad debida a absorciones verdaderas κ_ν y la opacidad debida a las dispersiones σ_ν . Así, la intensidad de la radiación emitida, dI_ν^{em} , por un elemento de volumen con densidad superficial de masa $d\Sigma$ es

$$dI_\nu^{em} = \eta_\nu d\Sigma, \quad (\text{A.3})$$

donde $\eta_\nu = \kappa_\nu B_\nu + \sigma_\nu J_\nu$ { erg s⁻¹ Hz⁻¹ sr⁻¹ g⁻¹ } es el coeficiente de emisividad total por unidad de masa definido como la combinación de la emisión espontánea $\kappa_\nu B_\nu$ más la contribución por dispersión coherente $\sigma_\nu J_\nu$. La función B_ν es función de Planck y J_ν es la intensidad promedio del campo de radiación, ambas con unidades de { erg cm⁻² s⁻¹ Hz⁻¹ sr⁻¹ }, tal que

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi I_\nu d\Omega = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu d\mu. \quad (\text{A.4})$$

En esta ecuación la diferencial del ángulo sólido es $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta = -2\pi d\mu$, donde $\mu = \cos \theta$.

La ecuación del transporte radiativo describe la forma en que la radiación es transportada en la atmósfera del disco tomando en cuenta los cambios en su intensidad por procesos de absorción y emisión, $dI_\nu^{em} + dI_\nu^{abs}$ (ec. (A.2) y (A.3)). En una geometría plano-paralela la ecuación de transporte radiativo se escribe como

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\Sigma} = [\eta_\nu - \chi_\nu I_\nu] = (S_\nu - I_\nu)\chi_\nu, \quad (\text{A.5})$$

donde S_ν $\{ \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1} \}$ es la función fuente que representa la emisión del material, definida como $S_\nu \equiv \eta_\nu / \kappa_\nu$. En la literatura es común encontrar la ecuación de transporte radiativo en función de la profundidad óptica, $d\tau_\nu = -\chi_\nu d\Sigma$ (e.g., Rybicki & Lightman 1979).

Tomando el primer momento de la ecuación de transporte se tiene

$$\frac{dH_\nu}{d\Sigma} = \kappa_\nu [B_\nu - J_\nu], \quad (\text{A.6})$$

donde H_ν $\{ \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \}$ es el flujo de Eddington definido como

$$H_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu \mu d\mu = \frac{F_\nu}{4\pi}, \quad (\text{A.7})$$

y F_ν $\{ \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \}$ es flujo de energía del campo de radiación.

Tomando el segundo momento de la ecuación de transporte

$$\frac{dK_\nu}{d\Sigma} = -\chi_\nu H_\nu, \quad (\text{A.8})$$

donde K_ν es el segundo momento de la intensidad, relacionado con la presión de la radiación $P_{\text{rad},\nu}$ $\{ \text{dinas cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \}$ de la forma

$$K_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu \mu^2 d\mu = \frac{c}{4\pi} P_{\text{rad},\nu}. \quad (\text{A.9})$$

Usando la aproximación Eddington, $K_\nu = J_\nu/3$, en la ec. (A.8), se obtiene una relación entre la intensidad promedio J_ν y el flujo F_ν

$$\frac{dJ_\nu}{d\Sigma} = -\frac{3}{4\pi} \chi_\nu F_\nu. \quad (\text{A.10})$$

Para simplificar los cálculos de la ecuación de transporte radiativo se integran las ecuaciones en frecuencia y se utilizan las opacidades promedio de Rosseland (incluye absorciones verdaderas y dispersiones) χ_R y de Planck (sólo absorciones verdaderas) κ_P definidas por

$$\chi_R^{-1}(T, P) = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\chi_\nu} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu}, \quad (\text{A.11})$$

y

$$\kappa_P(T, P) = \frac{\int_0^\infty \kappa_\nu B_\nu d\nu}{\int_0^\infty B_\nu d\nu}. \quad (\text{A.12})$$

Transporte de energía

A.1 Disco viscoso-resistivo no irradiado

Estas opacidades son función de la temperatura y la presión locales del disco (y de la composición química).

Entonces, integrando las ecuaciones (A.6) y (A.10) sobre todas las frecuencias y aproximando la opacidades promedio definidas como $\kappa_J = \frac{\int \kappa_\nu J_\nu d\nu}{\int J_\nu d\nu} \sim \kappa_P$ y $\chi_F = \frac{\int \chi_\nu F_\nu d\nu}{\int F_\nu d\nu} \sim \chi_R$, las ecuaciones para el flujo radiativo y la intensidad promedio se escriben como

$$\frac{dF}{d\Sigma} = 4\pi\kappa_P \left[\frac{\sigma T^4}{\pi} - J \right], \quad (\text{A.13})$$

y

$$\frac{dJ}{d\Sigma} = -\frac{3}{4\pi}\chi_R F. \quad (\text{A.14})$$

Estas ecuaciones relacionan el flujo de energía F , la temperatura local del disco T y la intensidad promedio del campo de radiación J para describir el transporte de energía en el disco. Es importante recalcar que el polvo es la fuente dominante de opacidad (KH87), es responsable de absorber la radiación estelar incidente y de calentar el gas del disco. Las opacidades promedio que se usan en este trabajo son evaluadas a la temperatura local, $T(\varpi, z)$, y la presión, $P(\varpi, z)$ del disco e interpoladas de las tablas de opacidad construidas por D'Alessio (1998) donde el polvo está constituido por granos de hielo de agua, grafito, silicatos "astronómicos" con distribución de tamaño de ley de potencias, $n(a)da \sim a^{-p}da$.

Para resolver las ecuaciones diferenciales del flujo F y de la intensidad promedio J se establecen las condiciones de frontera de cada ecuación a través de la aproximación de dos corrientes de la ecuación del transporte radiativo al considerar que la radiación tiene dos ángulos de propagación, $\mu = \pm 1/\sqrt{3}$, donde $I^+(1/\sqrt{3})$ es la intensidad hacia el exterior del disco y $I^-(-1/\sqrt{3})$ es la intensidad hacia el interior del disco. Así, la intensidad promedio y el primer momento pueden escribirse como:

$$J = \frac{1}{2}(I^+ + I^-), \quad F = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}(I^+ - I^-). \quad (\text{A.15})$$

En la superficie del disco $I_{\text{sup}}^- = 0$, entonces la condición de frontera es

$$J_{\text{sup}} = \frac{1}{2}I^+ = \frac{\sqrt{3}}{4\pi}F_{\text{sup}}, \quad (\text{A.16})$$

donde F_{sup} es el flujo que sale por la superficie.

Por simplicidad se supone que el flujo es radiativo, se ignoran los flujos convectivos y/o conductivos. Sin embargo, se verifica el criterio de estabilidad de Schwarzschild y, en las pocas zonas en donde hay convección, se usa el gradiente adiabático (ver Apéndice C).

A.1. Disco viscoso-resistivo no irradiado

Considerando un disco viscoso-resistivo no irradiado por la estrella central. En nuestro caso, la disipación es uniforme en la dirección vertical (ec 2.12), el

flujo vertical de energía es

$$F_{\text{vr}}(\Sigma) = F_{\text{vr},\varpi} \frac{\Sigma}{\Sigma_{\varpi}}, \quad (\text{A.17})$$

donde Σ es la densidad superficial de masa en el plano medio (ec. [2.13]). El gradiente del flujo vertical es

$$\frac{dF_{\text{vr}}}{d\Sigma} = \frac{F_{\text{vr},\varpi}}{\Sigma_{\varpi}} \frac{3}{2} \frac{\nu}{\Sigma_{\varpi}} \left(\frac{3}{2} f^2 \Sigma_{\varpi} \Omega_{\text{K}}^2 + \frac{1}{\varpi} \frac{B_{\varpi}^+ B_z}{2\pi} \right), \quad (\text{A.18})$$

donde $F_{\text{vr},\varpi}$ es el flujo total viscoso-resistivo (ec. [2.12]) emergente por las dos superficies del disco (la mitad en cada superficie).

El primer momento de la ecuación del transporte radiativo integrada en frecuencias es una ecuación algebraica de la forma

$$\frac{\sigma T_{\text{vr}}^4}{\pi} = J_{\text{vr}} + \frac{1}{4\pi\kappa_{\text{P}}} \frac{dF_{\text{vr}}}{d\Sigma} \quad (\text{A.19})$$

donde κ_{P} es la opacidad promedio de Planck, σ es la constante de Stephan-Boltzmann, y T_{vr} y J_{vr} ($\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$) son, respectivamente, la temperatura y la intensidad promedio de la radiación del disco viscoso-resistivo no irradiado. Del segundo momento de la ecuación del transporte radiativo integrado en frecuencia junto con la aproximación de Eddington, se obtiene la ecuación para la intensidad promedio J_{vr} ,

$$\frac{dJ_{\text{vr}}}{d\Sigma} = -\frac{3\chi_{\text{R}}}{4\pi} F_{\text{vr}}, \quad (\text{A.20})$$

donde χ_{R} es la opacidad promedio de Rosseland. De la aproximación de dos corrientes, la condición de frontera es conocida en la frontera superior

$$J_{\text{vr}}(\Sigma_{\varpi}/2) = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{F_{\text{vr},\varpi}}{2}, \quad (\text{A.21})$$

donde $\Sigma_{\text{vr}}/2$ es la mitad de la densidad superficial de masa total y $F_{\text{vr},\varpi}/2$ es el flujo existente en la superficie.

Las ecuaciones (A.19) y (A.20) pueden ser resueltas para la temperatura viscoso-resistiva T_{vr} y la intensidad promedio J_{vr} .

A.2. Disco pasivo irradiado por la fuente central

Considerando un disco pasivo irradiado por la estrella central. Se ha seguido a D'Alessio et al. (1998) quienes asumen que el campo de radiación puede separarse en dos componentes: la estelar y la del disco, tal que la frecuencia de la radiación externa es diferente de la del campo de radiación local del disco, como lo propuso por primera vez Strittmatter (1974) de una atmósfera cercana a una binaria. Así, la ecuación de transporte de energía es resuelta para el disco y para la radiación estelar dispersada diferentes opacidades promedio: para

Transporte de energía

A.2 Disco pasivo irradiado por la fuente central

la irradiación estelar se usan los coeficientes de absorción verdadera, $\kappa_{\text{P}}^{\text{s}}$ y un coeficiente de extinción promedio de Planck $\chi_{\text{P}}^{\text{s}}$ evaluada a la temperatura de la estrella central, $B(T_c)$; para la radiación del disco se ha usado el coeficiente de absorción verdadera κ_{P} y una opacidad promedio de Rosseland χ_{R} donde la función de Planck es evaluada a la temperatura local del disco $B(T)$. Se considera que el campo de radiación de la fuente central tiene una temperatura de irradiación efectiva $T_s = T_{\text{eff}}$ que toma en cuenta la luminosidad bolométrica total (luminosidad estelar más luminosidad de acreción).

El flujo de la radiación estelar F_{irr} incidente en sobre la frontera superior del disco con ángulo μ_0 , determinado por la forma de la superficie del disco, es descrito en el apéndice B. La profundidad óptica de la radiación estelar de una altura z a la superficie del disco z_{∞} es

$$\tau_s = \int_z^{z_{\infty}} \rho \chi_{\text{P}}^{\text{s}} dz = \int_{\Sigma}^{\Sigma_{\infty}/2} \chi_{\text{P}}^{\text{s}} d\Sigma. \quad (\text{A.22})$$

El campo de radiación estelar dispersado está caracterizado por la intensidad promedio y el flujo dispersado determinados por

$$J_{\text{scatt}} = \omega_s \frac{F_{\text{irr}}}{4\pi} \left\{ \frac{3(1 + \sqrt{3}\mu_0)}{[\sqrt{3} + \beta](1 - \beta^2\mu_0^2)} e^{-\beta\tau_s} - \frac{3\mu_0}{(1 - \beta^2\mu_0^2)} e^{-\tau_s/\mu_0} \right\}, \quad (\text{A.23})$$

$$F_{\text{scatt}} = \omega_s F_{\text{irr}} \left\{ -\frac{\beta(1 + \sqrt{3}\mu_0)}{[\sqrt{3} + \beta](1 - \beta^2\mu_0^2)} e^{-\beta\tau_s} + \frac{1}{(1 - \beta^2\mu_0^2)} e^{-\tau_s/\mu_0} \right\}, \quad (\text{A.24})$$

donde $\omega_s = (\chi_{\text{P}}^{\text{s}} - \kappa_{\text{P}}^{\text{s}})/\chi_{\text{P}}^{\text{s}}$ es el albedo, la absorción fraccional es

$$a_s = \kappa_{\text{P}}^{\text{s}}/\chi_{\text{P}}^{\text{s}}, \quad (\text{A.25})$$

$$\beta = \sqrt{3a_s}.$$

Para un disco pasivo irradiado, la condición de que el flujo neto es cero en la dirección vertical determina el flujo reprocesado

$$\begin{aligned} F_{\text{rp}} &= F_{\text{irr}} e^{-\tau_s/\mu_0} - F_{\text{scatt}}, \\ &= F_{\text{irr}} a_s [(1 + C_1) e^{-\tau_s/\mu_0} + C_2 e^{-\beta\tau_s}], \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

donde C_1 y C_2 están definidos por

$$C_1 = -\frac{3\sigma_s \mu_0^2}{1 - \beta^2 \mu_0^2} \quad \text{y} \quad C_2 = \frac{3\sigma_s (1 + \sqrt{3}\mu_0)}{\beta(\sqrt{3} + \beta)(1 - \beta^2 \mu_0^2)}. \quad (\text{A.27})$$

El primer momento de la ecuación del transporte de energía integrada en frecuencias se escribe como

$$\frac{\sigma T_{\text{rp}}^4}{\pi} = J_{\text{rp}} + \frac{1}{4\pi\kappa_{\text{P}}} \frac{dF_{\text{rp}}}{d\Sigma} = J_{\text{rp}} - \frac{\chi_{\text{P}}^{\text{s}}}{4\pi\kappa_{\text{P}}} \frac{dF_{\text{rp}}}{d\tau_s}, \quad (\text{A.28})$$

donde T_{rp} es la temperatura del disco pasivo irradiado y J_{rp} es la intensidad promedio ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$) del campo de radiación reprocesada por el

disco. Para obtener la última igualdad del lado derecho, útil para propósitos computacionales (ver ec. A.26), se ha substituido $d\tau_s = -\chi_p^s d\Sigma$.

Del segundo momento de la ecuación del transporte radiativo y de la aproximación de Eddington, se obtiene la ecuación de la intensidad promedio, J_{rp} ,

$$\frac{dJ_{rp}}{d\Sigma} = -\frac{3}{4\pi}\chi_R F_{rp}. \quad (\text{A.29})$$

La condición de frontera es determinada por la aproximación de dos corrientes

$$J_{rp}(\Sigma_\infty/2) = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} F_{rp}(\tau_s = 0) = \frac{\sqrt{3}F_{irr}a_s}{4\pi} (1 + C_1 + C_2). \quad (\text{A.30})$$

Finalmente, las ecs. (A.28) y (A.29) pueden ser resueltas para la temperatura del disco T_{rp} y la intensidad promedio J_{rp} de la radiación estelar reprocesada en el disco.

A.3. Irradiación de la superficie del disco por envoltente caliente

Los objetos estelares jóvenes pueden estar embebidos en envoltentes de polvo y gas, especialmente los objetos Clase 0 y Clase I (e.g., Robitaille et al. (2006); Evans et al. (2009)). Esta envoltente irradia y calienta el disco e impide que su temperatura a radios grandes sea muy baja, del orden de la temperatura de fondo 3K (e.g., D'Alessio et al. (1997)).

Para considerar la irradiación del disco por una envoltente, supondremos que esta envoltente produce un baño térmico a una temperatura T_e , tal que $J_\nu(T_e) = B_\nu(T_e)$ en la superficie de un disco plano. Ignorando la dispersión de la irradiación de la envoltente, el flujo reprocesado en la ec. (A.26) se modifica como

$$F_{rp} = F_{irr}e^{(-\tau_s/\mu_0)} - F_{scatt} + F_e e^{(-\tau_d)}, \quad (\text{A.31})$$

donde τ_d es la opacidad normal al plano medio del disco (no en la línea de visión).

La condición de frontera en la ec. (A.30) también se modifica como

$$J_\infty = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} (F_{irr}a_s (1 + C_1 + C_2) + F_e), \quad (\text{A.32})$$

donde $F_e = \int_0^\infty B_\nu(T_e) d\nu = \sigma T_e^4$.

La irradiación por una envoltente resulta importante para reproducir los perfiles radiales observados de temperatura de brillo de objetos jóvenes de baja masa en donde la temperatura observada a 100 AU es del orden de 10 - 20 K, ver e.g., el modelo de HL Tau de D'Alessio et al. (1997).

A.4. Gráficas de opacidades

La composición del polvo usado en los modelos presentados en este trabajo corresponde a una combinación de silicatos, orgánicos y hielo perfectamente mezclados con el gas (ver §2.4). La distribución de tamaños de los granos de polvo empleados es una ley de potencias de la forma, $n(a) \sim a^p$, con exponente $p = 3.5$, con un tamaño mínimo $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ para dos tamaños máximos $a_{\max} = 1 \text{ mm}$ y 1 cm .

Las Figuras A.1 muestran la opacidad monocromática en función de la longitud de onda para la distribución de polvo con $a_{\min} = 1 \text{ mm}$ y $a_{\max} = 1 \text{ cm}$. La Figura A.2 muestra opacidad total por unidad de masa en función de la temperatura a distintas presiones P . Las distribuciones de polvo corresponde a $a_{\min} = 1 \text{ mm}$ y $a_{\max} = 1 \text{ cm}$. La opacidad monocromática se emplea en el cálculo de la emisión de los modelos (ver §2.5).

La Figura A.3 muestra las opacidad promedio de Rosseland y Planck (ver §A.1) en función de la temperatura a distintas presiones P para la distribución de polvo con $a_{\min} = 1 \text{ mm}$ y $a_{\max} = 1 \text{ cm}$.

La Figura A.4 muestra las opacidad promedio de Rosseland y Planck evaluadas a la temperatura de la estrella central (ver §A.2) en función de la temperatura a distintas presiones P , indicadas en el panel superior, para la distribución de polvo con $a_{\min} = 1 \text{ mm}$. Las opacidades mostradas corresponden a las temperaturas estelares de los modelos de disco LMP, T Tauri y FU Ori. La temperatura estelar de los modelos es mostrada en la Tabla 3.1.

La Figura A.5 muestra las opacidad promedio de Rosseland y Planck evaluadas a la temperatura de la estrella central (ver §A.2) en función de la temperatura a distintas presiones P , indicadas en el panel superior, para la distribución de polvo con $a_{\min} = 1 \text{ mm}$ y $a_{\max} = 1 \text{ cm}$. Las opacidades mostradas corresponden a la temperatura estelar del modelo de disco de HL Tau con $T_c = 6579 \text{ K}$. Ver §3.2.1.

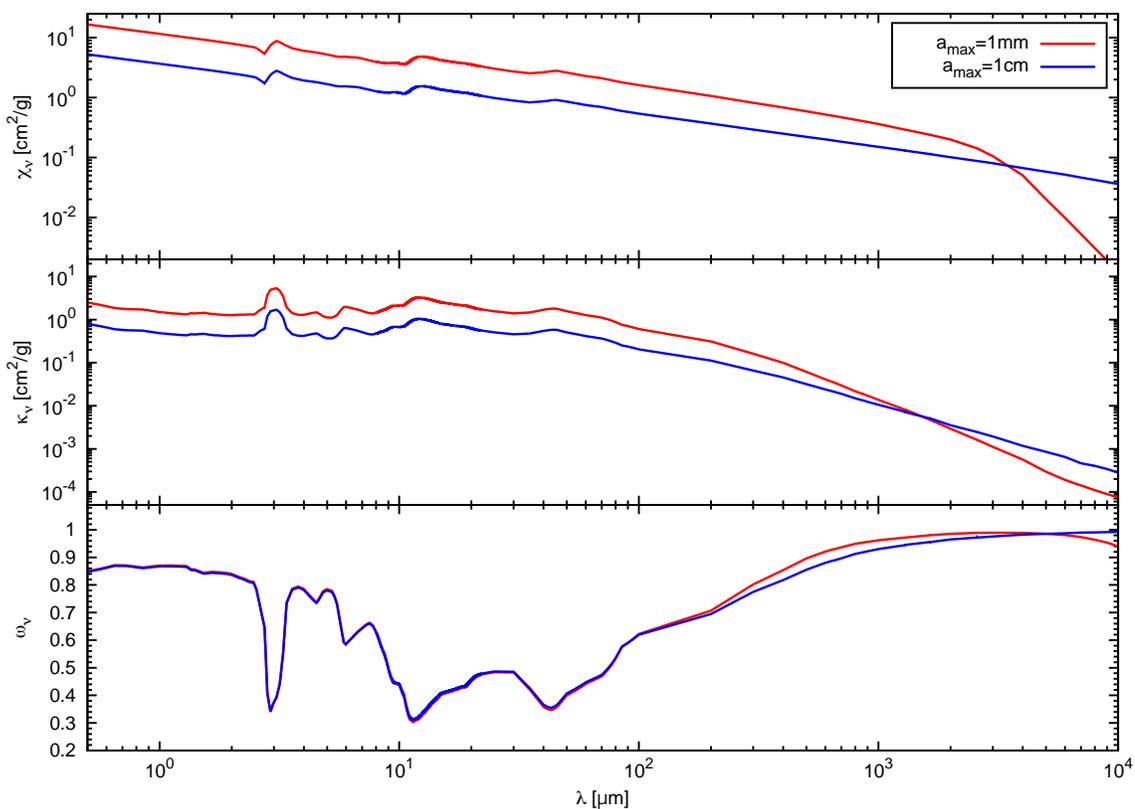


Figura A.1: Opacidad monocromática en función de la longitud de onda para la distribución de polvo con $a_{\max} = 1 \text{ mm}$ y $a_{\max} = 1 \text{ cm}$, indicado en el recuadro superior derecho. El panel superior muestra la opacidad total monocromática por unidad de masa χ_ν . El panel intermedio muestra el coeficiente de absorción monocromática por unidad de masa κ_ν . El panel inferior muestra el albedo $w_\nu = \kappa_\nu/\chi_\nu$.

Transporte de energía
A.4 Gráficas de opacidades

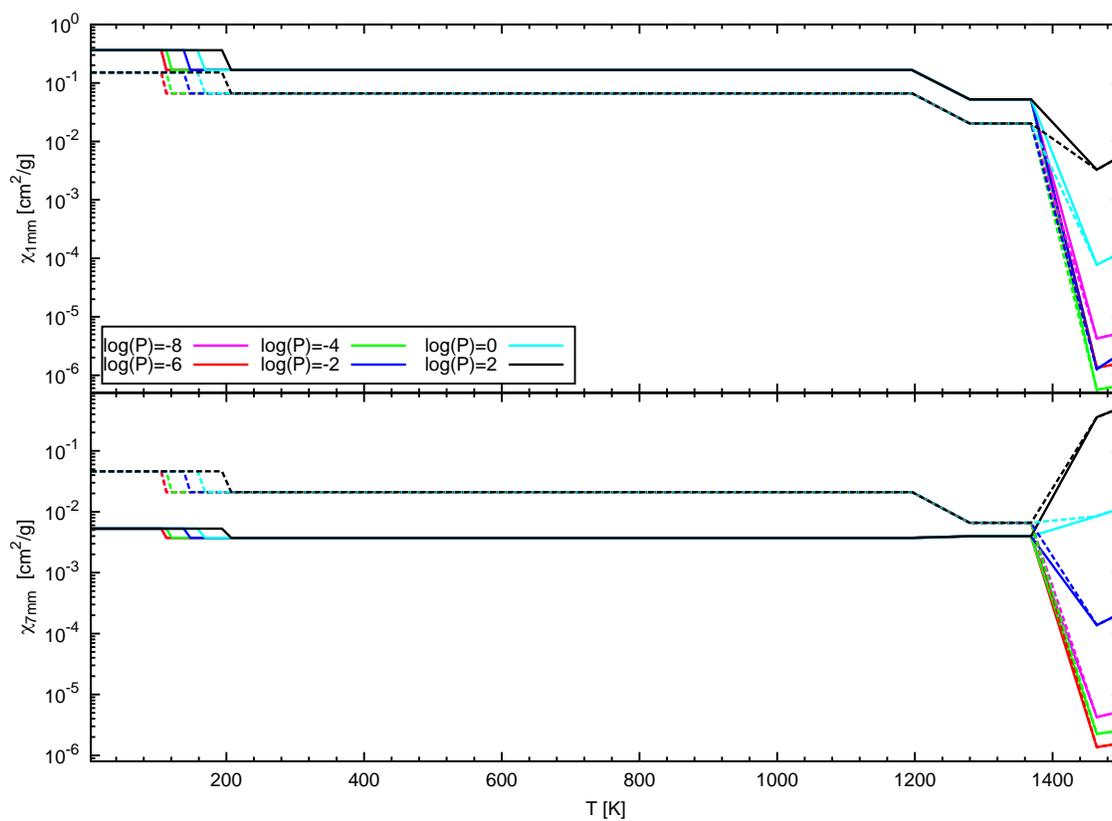


Figura A.2: Opacidad total por unidad de masa χ_ν a 1 mm y 7 mm en función de la temperatura a diferentes valores de presión indicados en el recuadro del panel superior de para la distribución de polvo con $a_{\max} = 1$ mm (líneas continuas) y $a_{\max} = 1$ cm (líneas punteadas).

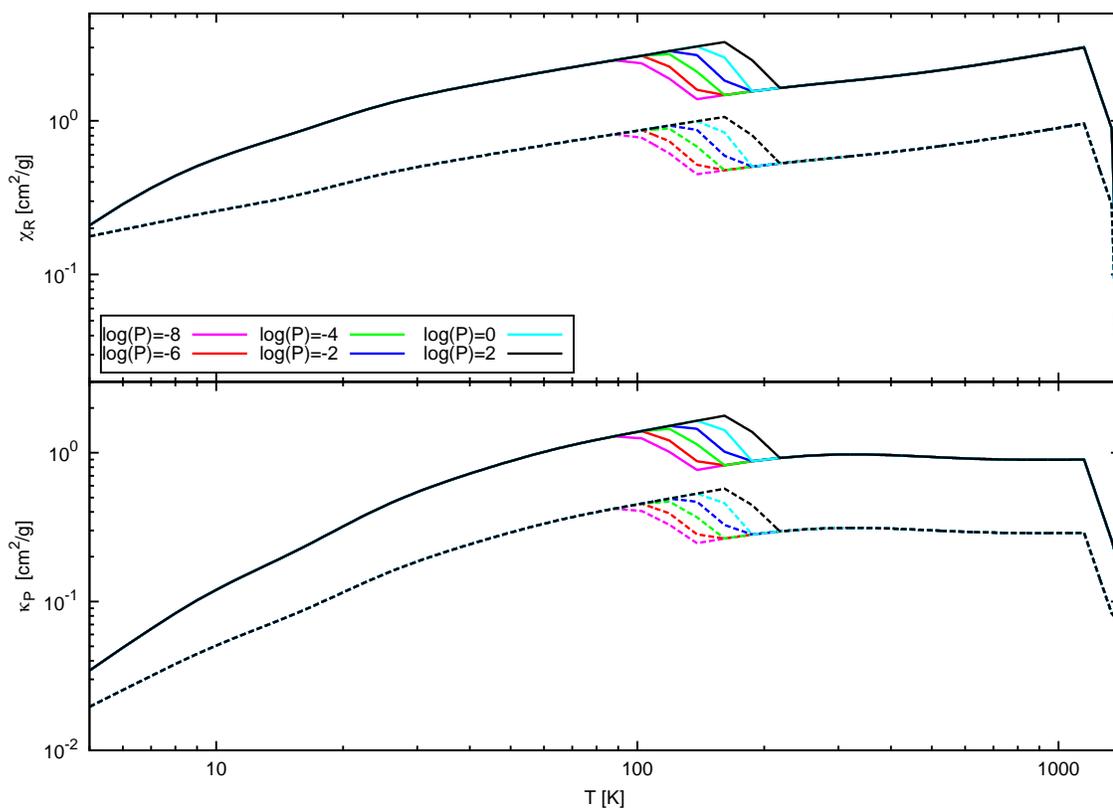


Figura A.3: Opacidad promedio de Rosseland χ_R y Planck κ_P en función de la temperatura a diferentes valores de presión indicados en el recuadro del panel superior para la distribución de polvo con $a_{\max} = 1 \text{ mm}$ (líneas continuas) y $a_{\max} = 1 \text{ cm}$ (líneas punteadas).

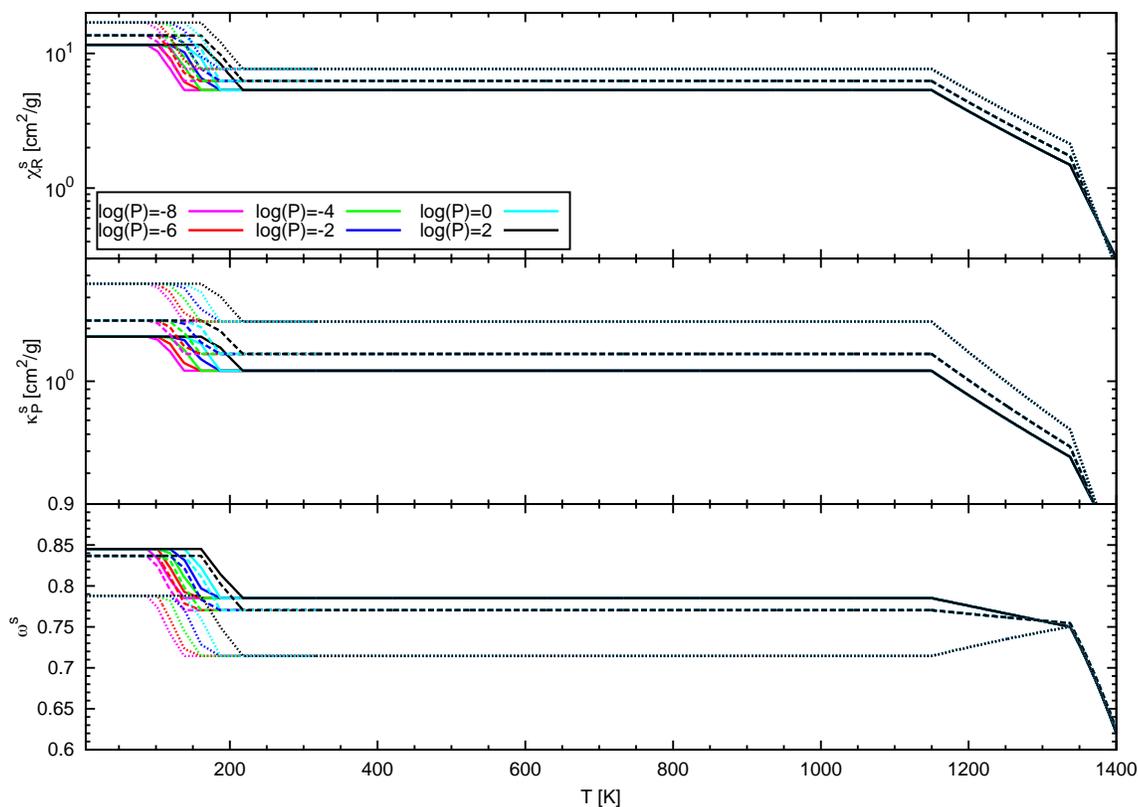


Figura A.4: Opacidad promedio de Rosseland χ_R^s y Planck κ_P^s y albedo w^s evaluados a la temperatura estelar en función de la temperatura a diferentes valores de presión indicados en el recuadro del panel superior. Las líneas sólidas corresponden a las opacidades del modelo de disco T Tauri ($T_c = 4040$ K). Las líneas a trazos corresponden a las opacidades evaluadas a la temperatura estelar $T_c = 5490$ K (modelo de disco LMP). Las líneas punteadas corresponden a las opacidades del modelo de disco FU Ori de temperatura estelar $T_c = 8570$ K.

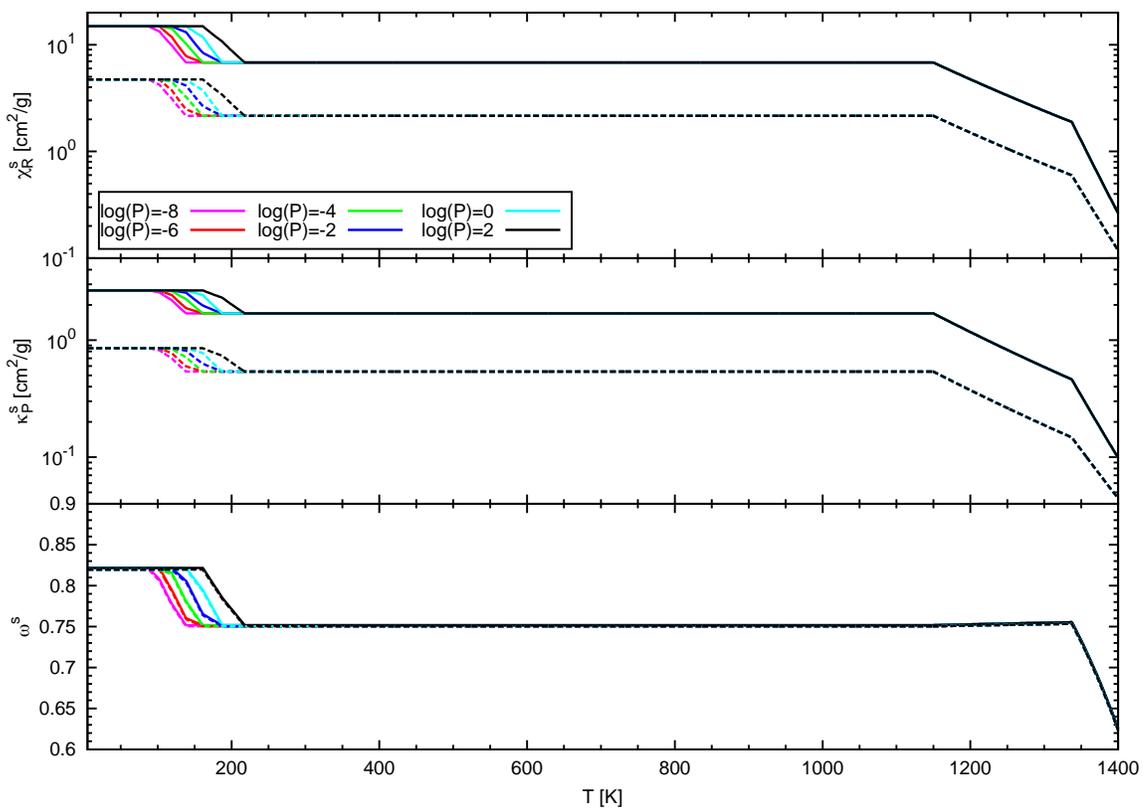


Figura A.5: Opacidad promedio de Rosseland χ_R^s y Planck κ_P^s y albedo w^s evaluados a la temperatura estelar $T_c = 6579$ K a diferentes valores de presión, indicados en el recuadro del panel superior, en función de la temperatura. Las líneas continuas corresponden a la distribución de polvo con $a_{\max} = 1$ mm. Las líneas a trazos corresponden a $a_{\max} = 1$ cm.

Apéndice B

Geometría de la irradiación del disco por una fuente central

El cálculo de la irradiación de la superficie del disco por la estrella central se realizó siguiendo el tratamiento de Kenyon & Hartmann (1987) (de aquí en adelante HK87). El esquema del sistema disco-estrella es mostrado en la Figura B.1 y usando, en medida de lo posible, la notación de HK87, suponiendo que el disco podría iniciar o ser truncado a un radio interno ϖ_{in} , donde la temperatura del disco alcanza la temperatura de sublimación del polvo ($T \sim 1400$ K). La superficie de irradiación $z_{irr}(\varpi)$ se obtiene numéricamente al integrar la profundidad óptica τ_* a partir de los rayos originados en el centro de la estrella hasta el punto donde la radiación estelar es absorbida, $\tau_* = 1$.

Una vez determinada que la superficie de irradiación, el flujo estelar en cada punto de la superficie $P = [\varpi_0, z_{irr}(\varpi_0)]$ puede ser determinado. Nombramos como “línea de simetría”, a la línea que conecta el punto P con el centro de la estrella y de longitud d , ver Figura B.1. La radiación recibida en el punto P es calculada al integrar sobre una anillos concéntricos sobre la superficie de la estrella de radio angular ϕ centrados alrededor de la línea de simetría y la longitud angular θ , medida en el plano normal a la línea de simetría,

$$F_{irr}(P) = 2 \int_0^{\phi_{max}} \int_0^{\theta_{max}} I \sin \phi \tau_s(-\hat{n}) d\theta d\phi, \quad (\text{B.1})$$

donde $I = L_c/4\pi^2 R_*^2$ es la intensidad específica de la fuente central con unidades $\{\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{str}^{-1}\}$, L_c es la luminosidad de la fuente central (estelar más acreción) y R_* es el radio estelar. El vector unitario \hat{n} , normal a la superficie de

Geometría de la irradiación del disco por una fuente central

irradiación, es

$$\hat{n} = \frac{-z_{\text{irr}}(\varpi_0)' \hat{\varpi} + \hat{z}}{\left[1 + [z_{\text{irr}}(\varpi_0)']^2\right]^{1/2}} \Bigg|_P, \quad (\text{B.2})$$

donde $z_{\text{irr}}(\varpi)' = dz_{\text{irr}}(\varpi)/d\varpi$, y $\hat{\varpi}$ y \hat{z} son los vectores unitarios en la dirección vertical y radial respectivamente. El vector \vec{s} de cada anillo de la estrella al punto P es

$$\begin{aligned} \vec{s} = & \left[\frac{\varpi_0}{d} \cos \phi + \frac{z_{\text{irr}}(\varpi_0)}{d} \sin \phi \cos \theta \right] \hat{\varpi} + \sin \phi \sin \theta (\hat{z} \times \hat{\varpi}) \quad (\text{B.3}) \\ & + \left[\frac{z_{\text{irr}}(\varpi_0)}{d} \cos \phi - \frac{\varpi_0}{d} \sin \phi \cos \theta \right] \hat{z}. \end{aligned}$$

Entonces, el flujo de irradiación, determinado por la ec (B.1), se puede escribir como

$$F_{\text{irr}}(P) = 2 \int_0^{\phi_{\text{max}}} \sin \phi \, d\phi \int_0^{\theta_{\text{max}}} I \frac{A_1 \sin \phi \cos \theta + A_2 \cos \phi}{A_3} \, d\theta, \quad (\text{B.4})$$

donde

$$\begin{aligned} A_1 &= \varpi_0 + z_{\text{irr}}(\varpi_0) z_{\text{irr}}(\varpi_0)', \quad (\text{B.5}) \\ A_2 &= \varpi_0 z_{\text{irr}}(\varpi_0)' - z_{\text{irr}}(\varpi_0), \\ A_3 &= d \left(1 + [z_{\text{irr}}(\varpi_0)']^2\right)^{1/2}. \end{aligned}$$

El máximo valor

$$\phi_{\text{max}} = \sin^{-1} \left(\frac{R_*}{d} \right), \quad (\text{B.6})$$

determina al tamaño angular estelar visto desde el punto P . Indicado por la línea roja de la superficie estelar de la Fig. B.1. El límite superior θ_{max} determina que parte de cada anillo es visible. Para calcular este límite, es necesario determinar que parte de la estrella es ocultada por el disco. Se considera que el mínimo de la línea de visión del punto P a la superficie de la estrella tiene una ecuación

$$z_{\text{lowest}} = (\varpi - \varpi_{\text{null}}) \tan(\alpha_0), \quad (\text{B.7})$$

donde el ángulo con respecto al plano medio es

$$\alpha_0 = \arctan \left(\frac{z_{\text{irr}}(\varpi_0) - z_{\text{irr}}(\varpi_{\text{in}})}{\varpi_0 - \varpi_{\text{in}}} \right), \quad (\text{B.8})$$

y ϖ_{null} es el radio al cual la línea de visión intersecta al plano medio

$$\varpi_{\text{null}} = \varpi_{\text{in}} - \frac{z_{\text{irr}}(\varpi_{\text{in}})}{\tan(\alpha_0)}. \quad (\text{B.9})$$

Geometría de la irradiación del disco por una fuente central

Por otro lado, la ecuación de la superficie estelar es

$$z_* = \pm \sqrt{R_*^2 - \varpi^2}, \quad (\text{B.10})$$

donde el signo positivo (negativo) es sobre (debajo) del plano medio. El radio de intersección ϖ_{inter} está dado por $z_{\text{lowest}} = z_*$ que determina una ecuación de segundo grado para ϖ_{inter} ,

$$\left[\tan(\alpha_0)^2 + 1 \right] \varpi_{\text{inter}}^2 - 2\varpi_{\text{null}} \tan(\alpha_0)^2 \varpi_{\text{inter}} + \varpi_{\text{null}}^2 \tan(\alpha_0)^2 - R_*^2 = 0. \quad (\text{B.11})$$

Cuando esta ecuación no tiene una solución real significa que la línea no interseca la superficie estelar. Si, $\varpi_{\text{null}} > R_*$, que es el caso más común, toda la superficie estelar es visible desde P , y $\theta_{\text{max}} = \pi$. De lo contrario, la estrella es ocultada por el disco interno y $\theta_{\text{max}} = 0$. Cuando la ec. (B.11) tiene dos soluciones reales, estas corresponden a dos intersecciones z_{lowest} de la superficie de estelar. Es necesario tomar el valor máximo del radio ϖ_{inter} cercano a P .

Sea α' el ángulo entre la línea de simetría y el plano medio del disco, tal que

$$\alpha' = \arctan \left(\frac{z_{\text{irr}}(\varpi_0)}{\varpi_0} \right). \quad (\text{B.12})$$

Así mismo, sea α'' el ángulo entre el plano medio y el mínimo de la línea de visión

$$\alpha'' = \begin{cases} \arccos \left(\frac{\varpi_{\text{inter}}}{R_*} \right), & \varpi_{\text{null}} > R_*, \\ -\arccos \left(\frac{\varpi_{\text{inter}}}{R_*} \right), & \varpi_{\text{null}} < R_*. \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

En el primer caso, la intersección ocurre en el hemisferio estelar inferior; el segundo caso, corresponde al hemisferio superior. El ángulo total α es determinado por

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha' + \alpha'' \\ &= \arctan \left(\frac{z_{\text{irr}}(\varpi)}{\varpi} \right) \pm \arccos \left(\frac{\varpi_{\text{inter}}}{R_*} \right). \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Ahora, un anillo de la superficie estelar observado desde P de tamaño angular ϕ , se define el ángulo β como el radio angular medido desde el centro de la estrella

$$\beta = \arcsin \frac{c \sin \phi}{R_*}, \quad (\text{B.15})$$

donde la longitud de la línea que conecta al punto P con con el anillo de la superficie estelar es $c = d \cos \phi - \sqrt{R_*^2 - d^2 \sin^2 \phi}$.

Finalmente, dados los ángulos α y β , el límite superior θ_{max} está dado por

$$\theta_{\text{max}} = \begin{cases} \pi; & \alpha < \beta, \\ \pi - \arccos \left[\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} \right]; & \alpha \in [-\beta, \beta], \\ 0; & \alpha < -\beta. \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

En el primer caso, $\theta_{\text{max}} = \pi$ significa que todo el anillo de radio angular ϕ es visible desde P . En el segundo caso, una parte de la estrella es ocultada por el disco. En el último caso, $\theta_{\text{max}} = 0$ significa que toda la estrella está oculta.

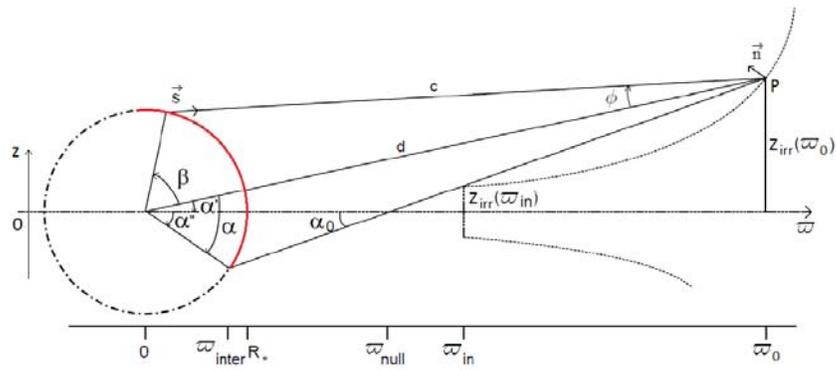


Figura B.1: Representación de la geometría del sistema disco-estrella. La línea punteada corresponde a la superficie de irradiación del disco. El plano medio del disco es definido en $z = 0$. La “línea de simetría” es la línea que conecta el punto P con el centro de la estrella. La línea a puntos y rayas muestra la superficie estelar. La línea roja indica la superficie estelar visible desde el punto P . Ver texto para más información.

Apéndice C

Convección

De acuerdo al criterio de Schwarzschild, cuando para transportar todo el flujo de energía se requiera un gradiente radiativo mayor al adiabático, $\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}$, el gas es inestable a convección. El gradiente de temperatura radiativo está definido por el gradiente local $\nabla_{\text{rad}} = (d \ln T / d \ln P)$, suponiendo que el transporte es radiativo. Para saber si el gas es inestable a convección, se calcula el gradiente de temperatura localmente y se compara con el gradiente adiabático dado por

$$\nabla_{\text{ad}} = \frac{\gamma_{\text{ad}} - 1}{\gamma_{\text{ad}}}, \quad (\text{C.1})$$

donde γ_{ad} es el exponente adiabático, dado por el cociente de los calores específicos $\gamma_{\text{ad}} = c_P / c_V$.

Cuando el gas es inestable a convección, se sigue el tratamiento de Kippenhahn & Weigert (1990) para un gas ideal para determinar el gradiente local ∇ . Dado un gradiente ∇ , suponemos que el flujo radiativo que se puede transportar está dado por

$$F_{\text{rad}} = K_{\text{rad}} \nabla, \quad (\text{C.2})$$

donde K_{rad} es la conductividad radiativa definida por

$$K_{\text{rad}} = \frac{4acT^4 g_z}{3\kappa_R P}, \quad (\text{C.3})$$

donde $a = 7.56 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$, c es la velocidad de la luz, g_z es componente vertical de la aceleración gravitacional (primer término de la ec. [2.18]), T y P son la temperatura y presión local, respectivamente, κ_R es la opacidad promedio de Rosseland. De igual forma, el flujo convectivo está dado por

$$F_{\text{conv}} = K_{\text{conv}} (\nabla - \nabla_{\text{ad}})^{3/2}, \quad (\text{C.4})$$

donde la conductividad convectiva está definida como

$$K_{\text{conv}} = \rho \frac{c_P T}{2} \sqrt{\frac{g_z H_P}{8}} \left(\frac{\ell_m}{H_p} \right)^2, \quad (\text{C.5})$$

donde ρ es la densidad, c_P es la capacidad calorífica a presión constante, ℓ_m es la longitud de mezclado de la celda convectiva, del orden de la escala de altura de presión H_p definida por

$$H_P = \frac{d \ln P}{dz} = \frac{P}{g_z \rho}. \quad (\text{C.6})$$

Así, el flujo total F es la suma del flujo radiativo más el flujo convectivo

$$F = K_{rad} \nabla + K_{conv} (\nabla - \nabla_{ad})^{3/2} \quad (\text{C.7})$$

Por otra parte, se definen las funciones

$$U = \frac{3acT^3}{c_P \rho^2 \kappa_R} \frac{1}{\ell_m^2} \sqrt{\frac{8H_p}{g_z}} = \frac{9 K_{rad}}{8 K_{con}}, \quad (\text{C.8})$$

en donde se usaron las ecs. (C.3) y (C.5),

$$W = \nabla_{rad} - \nabla_{ad}, \quad (\text{C.9})$$

y

$$\xi = \nabla - \nabla_{ad} + U^2. \quad (\text{C.10})$$

Entonces, para encontrar el gradiente ∇ real cuando hay convección, dado U y W , resuelve la ecuación cúbica para ξ

$$(\xi - U)^3 + \frac{8U}{9} (\xi^2 - U^2 - W) = 0, \quad (\text{C.11})$$

la cual tiene una raíz real. Cuando $U \rightarrow 0$, $\nabla \rightarrow \nabla_{ad}$; cuando $U \rightarrow \infty$, $\nabla \rightarrow \nabla_{rad}$, es decir, la energía es transportada por la radiación. Cuando hay regiones inestables a convección en los discos, se encuentra que el gradiente es prácticamente igual al gradiente adiabático.

Apéndice D

Asentamiento del polvo

En los modelos presentados en este trabajo no se ha considerado varios procesos. Estos incluyen el crecimiento del polvo, sedimentación y migración radial que se espera que ocurra en los discos protoplanetarios (ver reseña de Williams & Cieza 2011). Además, no se incluyen procesos físicos como la formación de vórtices o brazos espirales que se han observado en varias fuentes (e.g., van der Marel et al. 2016; Pérez et al. 2016).

El crecimiento de los granos de polvo se puede considerar teniendo en cuenta diferentes valores de a_{\max} . La sedimentación del polvo se puede incluir considerando una capa atmosférica con granos pequeños y una capa de plano medio con granos más grandes, de modo que la masa de polvo que falta en la capa atmosférica se incorpore a la capa del plano medio (D'Alessio et al., 2006). El grado de sedimentación se mide por el cociente entre la razón de masa de polvo a gas de los granos pequeños en la capa atmosférica y el cociente de masa de polvo a gas total, $\epsilon = \zeta_{\text{small}}/\zeta_T \leq 1$. La escala de altura de sedimentación suele ser un parámetro libre aunque debe establecerse por el equilibrio de la sedimentación gravitacional y la difusión turbulenta (e.g., Dubrulle et al. 1995).

Se considera la relación masa de polvo a gas para los granos grandes, ζ_{big} , tal que los granos de polvo grandes se encuentran sedimentados hasta una altura z_{big} , tal que la densidad superficial de masa de polvo de granos grandes Σ_{down}^d en la capa interna es

$$\Sigma_{\text{down}}^d = 2 \zeta_{\text{big}} \int_0^{z_{\text{big}}} \rho dz, \quad (\text{D.1})$$

donde ρ es la densidad volumétrica de gas.

De igual forma, la densidad superficial de masa de polvo que se ha perdido por asentamiento de los granos de polvo de la capas superior es

$$\Sigma_{\text{up,lost}}^d = 2 \zeta_T \int_{z_{\text{big}}}^{\infty} \rho dz - 2 \zeta_{\text{small}} \int_{z_{\text{big}}}^{\infty} \rho dz. \quad (\text{D.2})$$

La densidad superficial de masa total de gas es $\Sigma \rightarrow \Sigma_d$.

Finalmente la ecuación de conservación dice que la masa de polvo en el plano medio es la que había originalmente más la que perdió la capa superior

$$\Sigma_{\text{down}}^d = 2 \zeta_T \int_0^{z_{\text{big}}} \rho dz + \Sigma_{\text{up,lost}}^d. \quad (\text{D.3})$$

Esta ecuación indica que toda la masa en polvo que se ha perdido de las capas superiores se encuentra en la capa de abajo que tiene los granos grandes.

Sustituyendo las ecuaciones (D.1) y (D.2) en la ecuación de conservación

$$\frac{\zeta_{\text{big}}}{\zeta_{\text{std}}} = \frac{\zeta_T}{\zeta_{\text{std}}} + \left(\frac{\zeta_T}{\zeta_{\text{std}}} - \epsilon \right) \frac{\int_{z_{\text{big}}}^{\infty} \rho dz}{\int_0^{z_{\text{big}}} \rho dz}, \quad (\text{D.4})$$

donde

$$\epsilon = \frac{\zeta_{\text{small}}}{\zeta_{\text{std}}}. \quad (\text{D.5})$$

Si ζ_T es igual a la relación masa de polvo a gas estándar del medio interestelar, ζ_{std} , la ec. (D.4) se escribe como

$$\frac{\zeta_{\text{big}}}{\zeta_{\text{std}}} = 1 + (1 - \epsilon) \frac{\int_{z_{\text{big}}}^{\infty} \rho dz}{\int_0^{z_{\text{big}}} \rho dz}. \quad (\text{D.6})$$

La ec. (D.4) se puede escribir de la forma

$$\frac{\zeta_{\text{big}}}{\zeta_{\text{std}}} = \frac{\zeta_T}{\zeta_{\text{std}}} + \left(\frac{\zeta_T}{\zeta_{\text{std}}} - \epsilon \right) \left(\frac{\Sigma_{\varpi}}{\Sigma_{\text{big}}} - 1 \right), \quad (\text{D.7})$$

donde $\Sigma_{\text{big}} = 2 \int_0^{z_{\text{big}}} \rho dz$ es la densidad superficial de masa del plano medio a la altura z_{big} .

Considerando el caso isotérmico, donde la densidad volumétrica es

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{z^2}{H^2}\right), \quad (\text{D.8})$$

donde H es la escala de altura local del disco definida $H = \left(\frac{\varpi^3 c_s^2}{2G M_*}\right)^{1/2}$.

Suponiendo que los granos grandes se encuentran asentados dentro de δ escalas de altura, δH , su densidad superficial de masa, en el caso isotérmico, es

$$\Sigma_{\text{big}} = 2 \int_0^{\delta H} \rho dz = 2\rho_0 H \int_0^{\delta} \exp(-s^2) ds = 2\rho_0 H \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{erf}(\delta) = \Sigma_{\varpi} \text{erf}(\delta), \quad (\text{D.9})$$

donde la función error $\text{erf}(\delta)$ es

$$\text{erf}(\delta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\delta} \exp(-s^2) ds, \quad (\text{D.10})$$

tal que $\text{erf}(\infty) = 1$. La última igualdad se sigue de que la densidad total del disco (arriba y abajo del plano medio) es $\Sigma_{\varpi} = \rho_0 H \sqrt{\pi}$.

En el caso isotérmico, el asentamiento de polvo a δ veces la escala de altura estará determinado por la función error y la ecuación de conservación, ec. (D.7), se escribe como se escribe como

$$\frac{\zeta_{\text{big}}}{\zeta_{\text{std}}} = \frac{\zeta_T}{\zeta_{\text{std}}} + \left(\frac{\zeta_T}{\zeta_{\text{std}}} - \epsilon \right) \left(\frac{1}{\text{erf}(\delta)} - 1 \right). \quad (\text{D.11})$$

Si $\zeta_T = \zeta_{\text{std}}$, se recupera la aproximación A8 de D'Alessio et al. (2006).

La migración radial del polvo ha sido estudiada por muchos autores (e.g., Takeuchi & Lin 2002; Brauer et al. 2008; Birnstiel et al. 2010). Sus modelos muestran que este proceso debe ocurrir en escalas de tiempo muy cortas, en conflicto con las observaciones de discos que infieren granos de polvo del orden de mm y cm en las regiones externas de discos. Sin embargo, las observaciones milimétricas de alta resolución recientes han encontrado un gradiente radial en tamaños de polvo en varias fuentes (e.g., Pérez et al. 2015; Tazzari et al. 2016). Entonces, para incluir el efecto de la migración radial del polvo en la ecuación D.7 se puede asumir una variación radial de a_{max} junto con una variación de ζ_T . La inclusión de todos estos procesos será objeto de un estudio futuro.

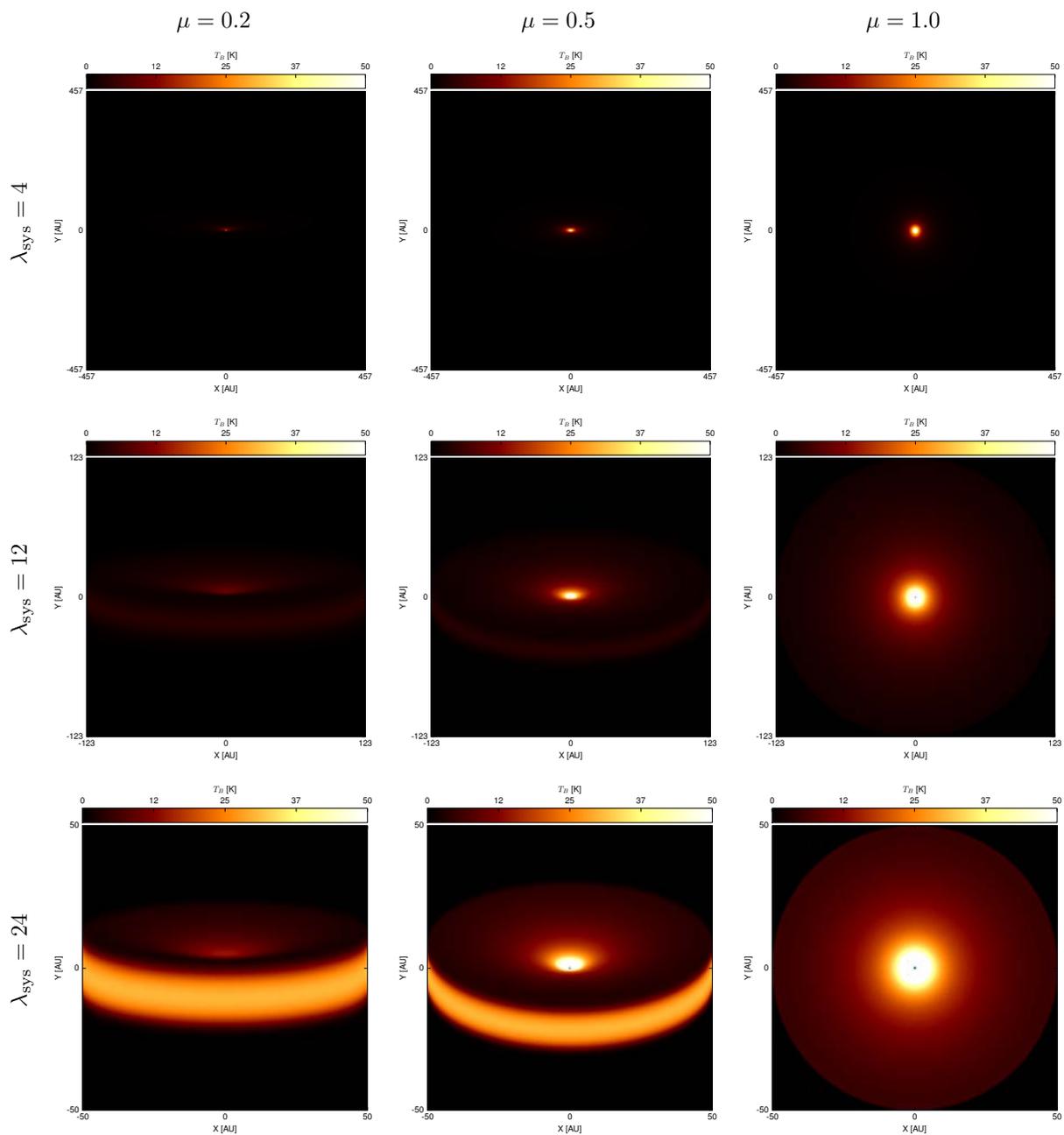
En la siguiente etapa de nuestros modelos de estructura vertical de discos de acreción magnetizados se incluirá el asentamiento vertical y la migración radial de los granos de polvo.

Apéndice E

Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

A partir de la estructura vertical de un disco de acreción magnetizado y un ángulo de inclinación θ entre el eje de rotación del disco y la línea de visión, la emisión del disco se obtiene al resolver la ecuación monocromática de transporte radiativo I_ν ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{str}^{-1}$) a través del disco a lo largo de los rayos paralelos a de la línea de visión. Esto permite obtener imágenes en temperatura de antena, $T_B^{\lambda_{\text{obs}}} \equiv \lambda_{\text{obs}}^2 I_\nu / 2k_B$, donde k_B es la constante de Boltzmann, a distintas longitudes de onda. Las Figuras mostradas en esta sección corresponden a la emisión a 1 mm y 7 mm de los modelos de disco LMP, T Tauri y FU Ori con una razón masa a flujo magnético $\lambda_{\text{sys}} = 4, 12, 24$ a diferentes ángulos de inclinación θ entre el eje de rotación del disco y la línea de visión, $\cos \theta = 0.2, 0.5$ y 1 indicados en cada columna. La escala de color de cada modelo muestra la temperatura de antena T_B [K] del disco en la proyección XY [AU] en plano del cielo. De la misma forma, se presentan las imágenes convolucionadas con el haz de ALMA a 1 mm, $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034 \text{ arcsec}$, y el haz del VLA a 7 mm, $\theta_{\text{VLA}} = 0.043 \text{ arcsec}$. El haz de cada imagen es mostrado en su esquina inferior izquierda. Se supone, para todos los modelos, una distancia de 140 pc.

Figura E.1: Emisión del modelo de LMP a 1mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.2: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo de LMP a 1mm

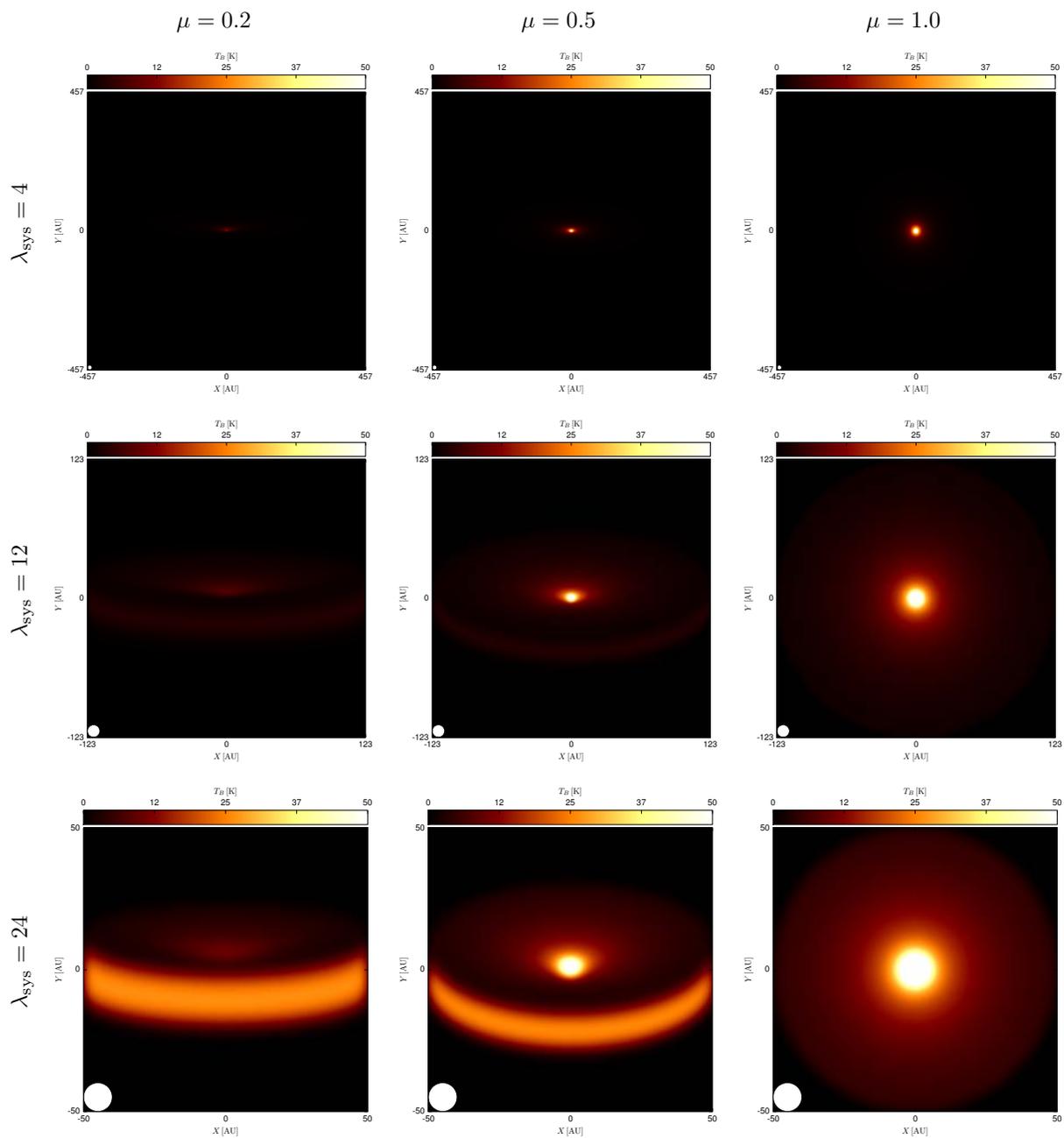
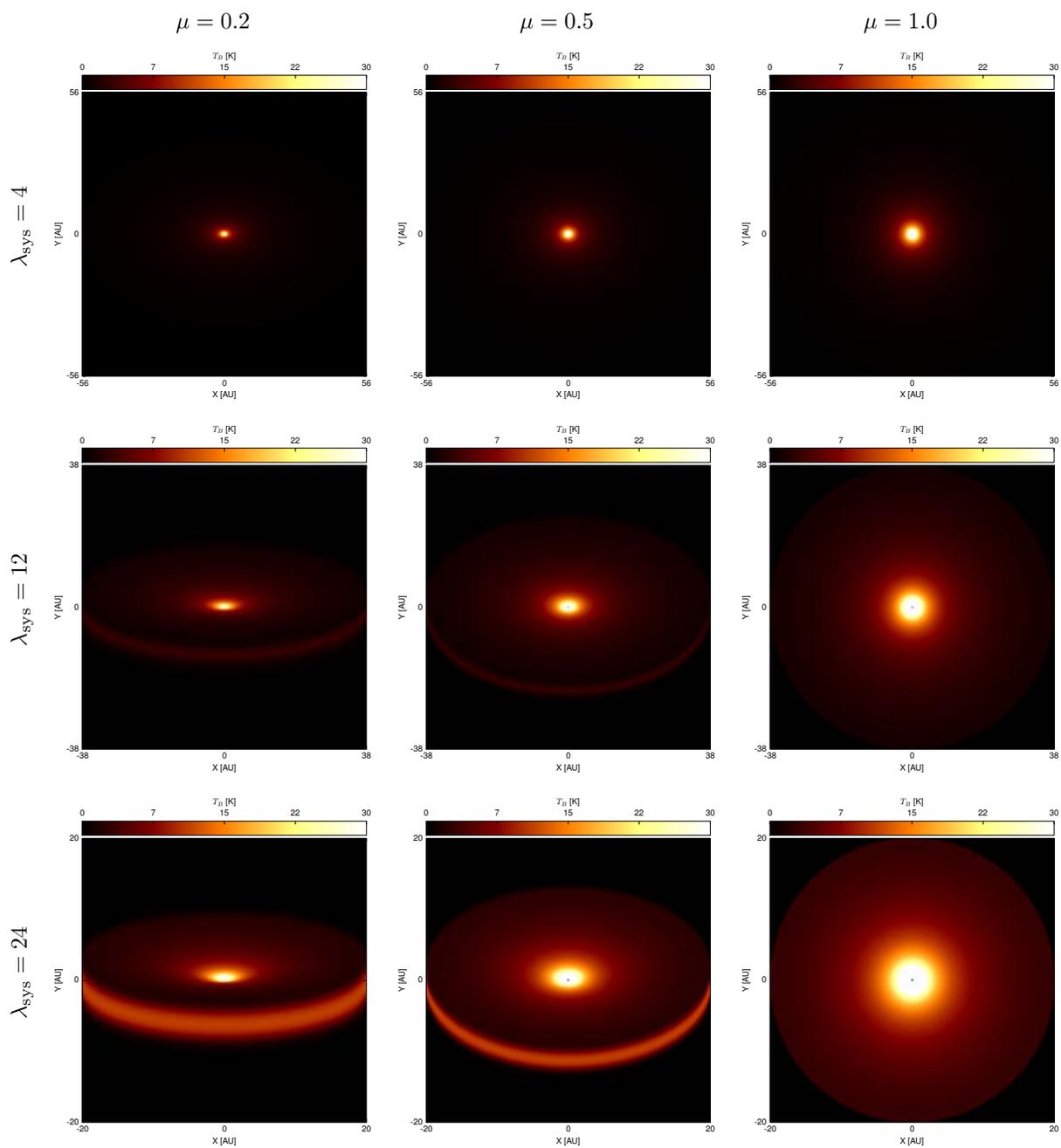


Figura E.3: Emisión del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 1mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.4: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 1 mm

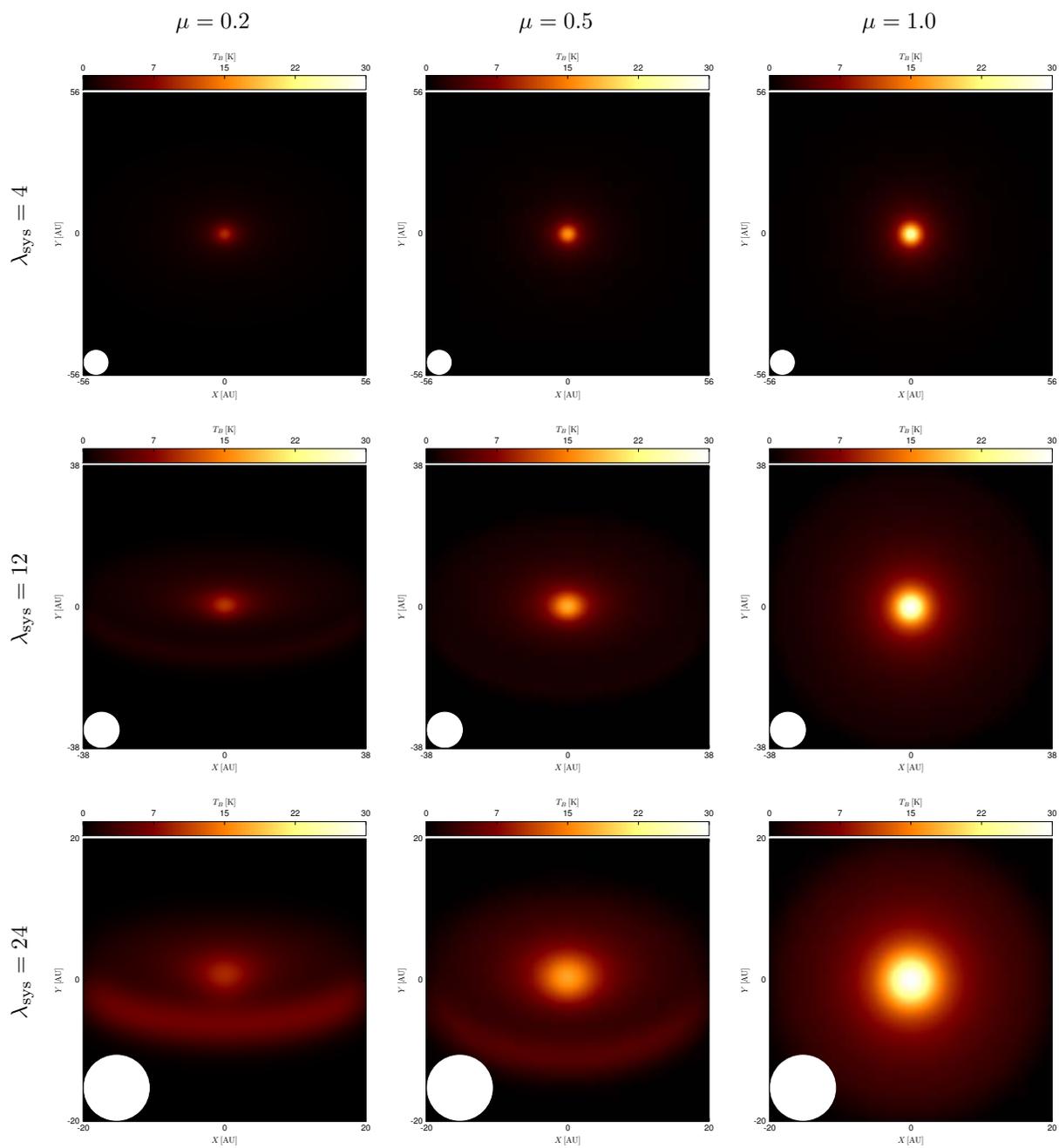
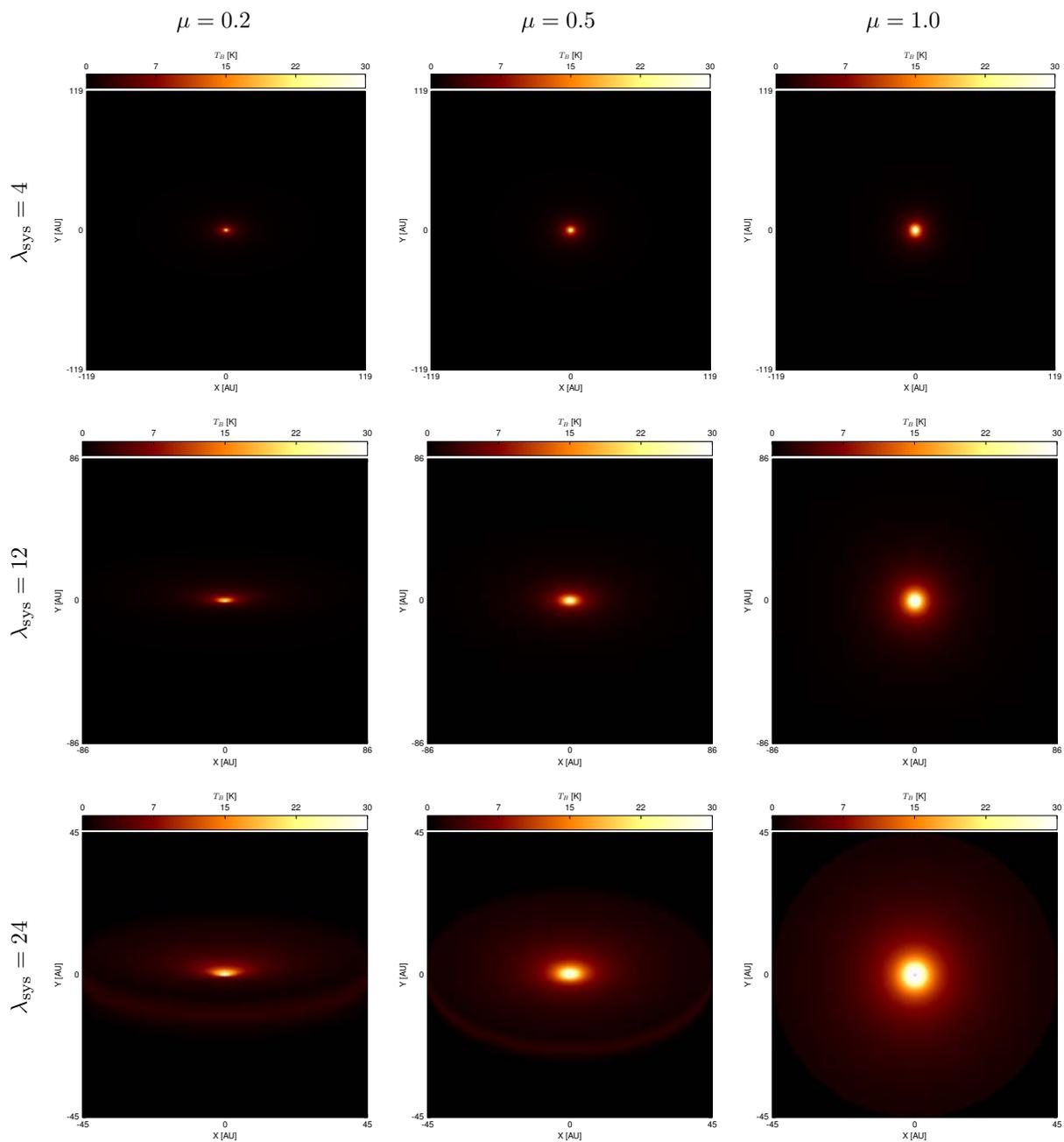


Figura E.5: Emisión del modelo T Tauri con $D = 0.01$ a 1mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.6: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo T Tauri con $D = 0.01$ a 1mm

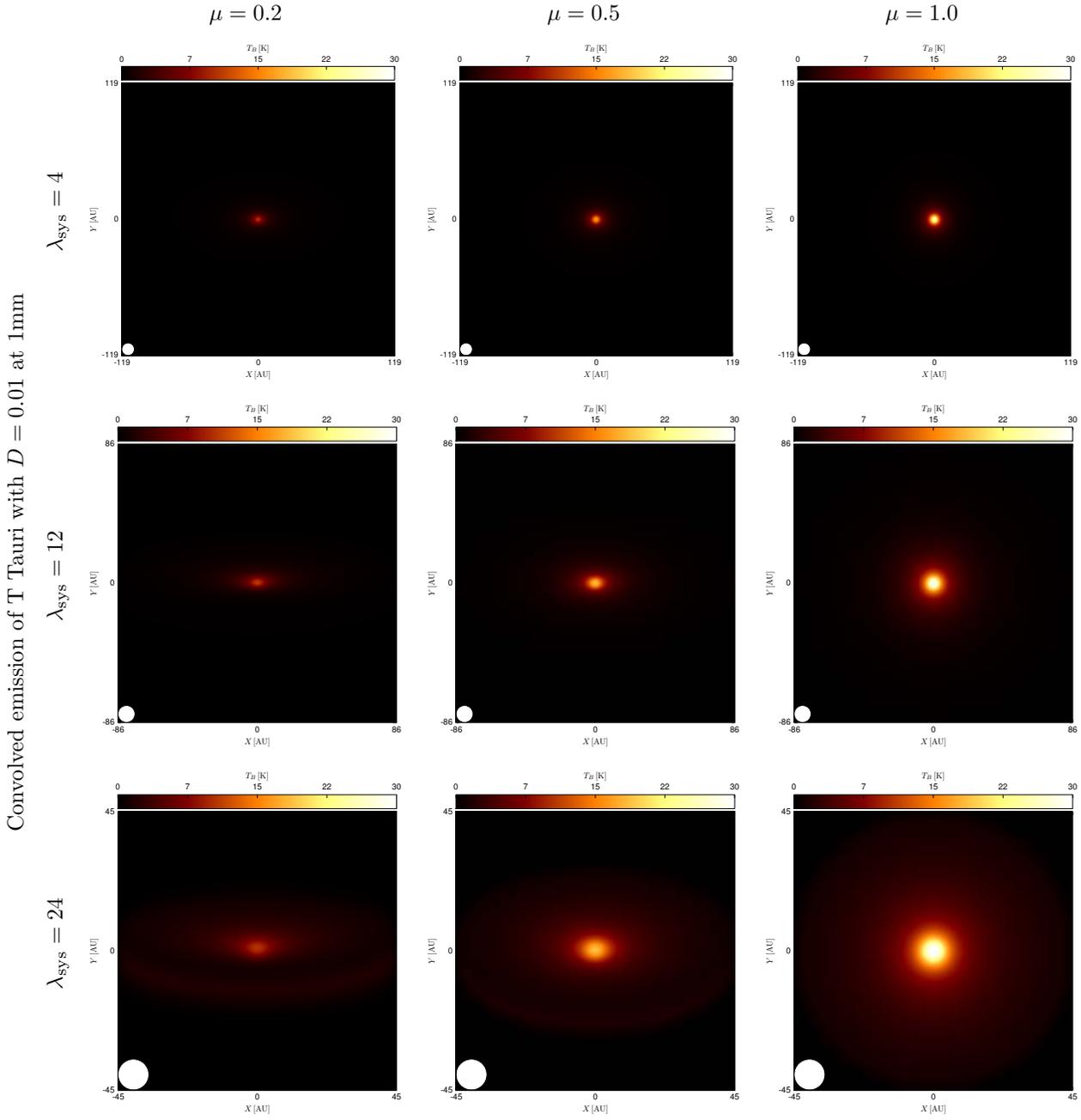
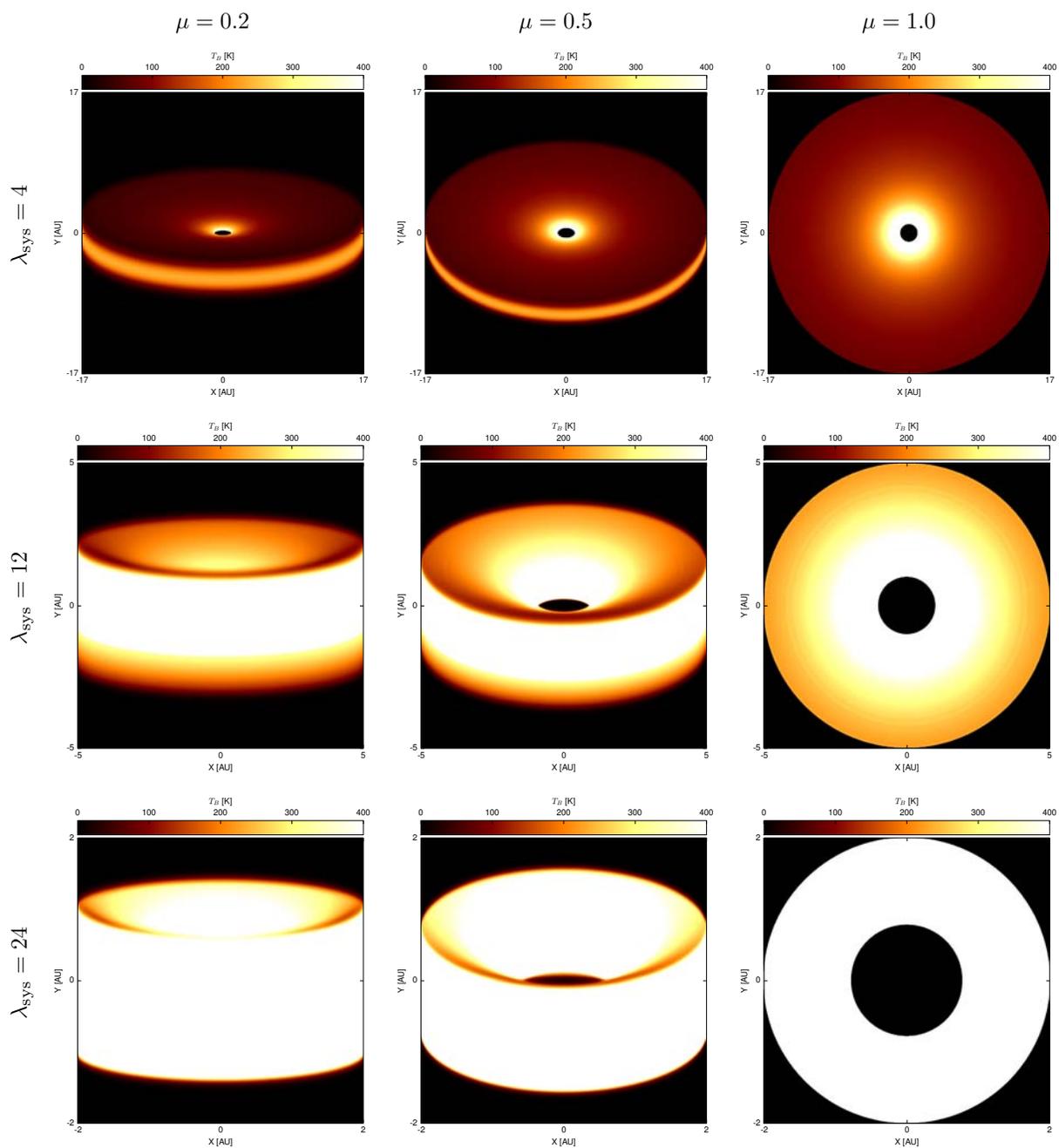


Figura E.7: Emisión del modelo FU Ori 1mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.8: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{ALMA}} = 0.034$ arcsec del modelo de FU Ori a 1mm

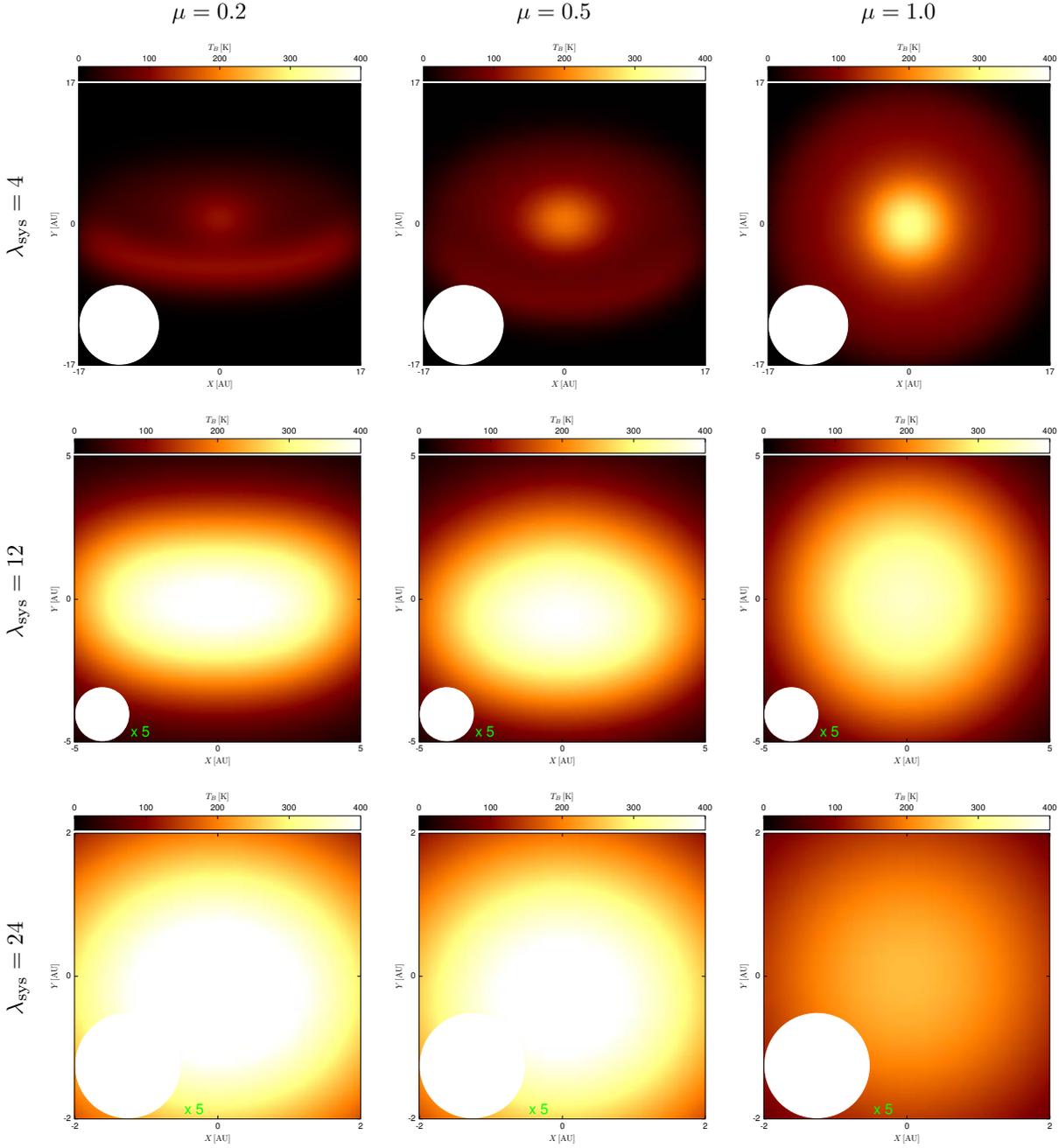
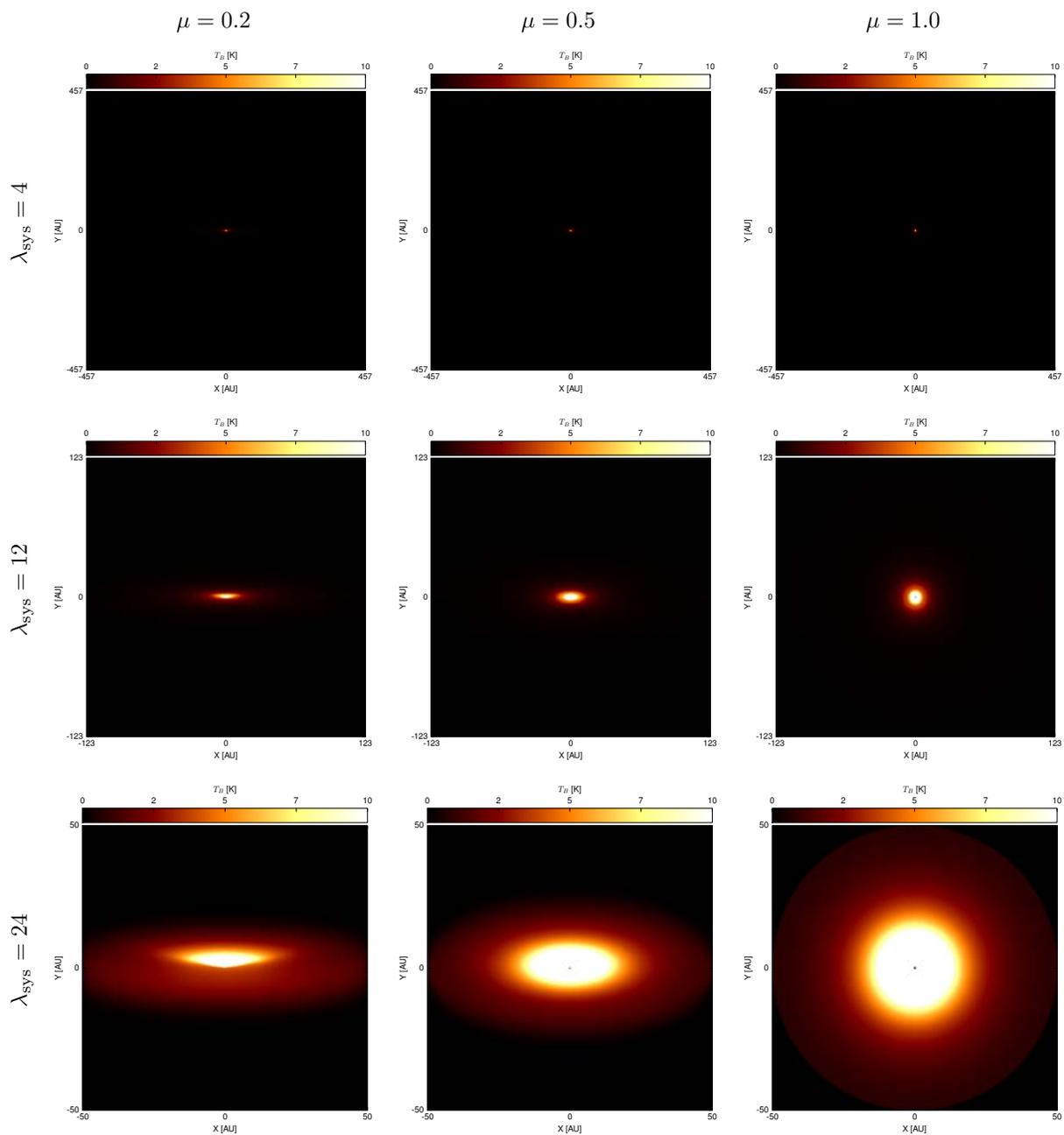


Figura E.9: Emisión del modelo LMP a 7mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.10: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del modelo de LMP 7 mm

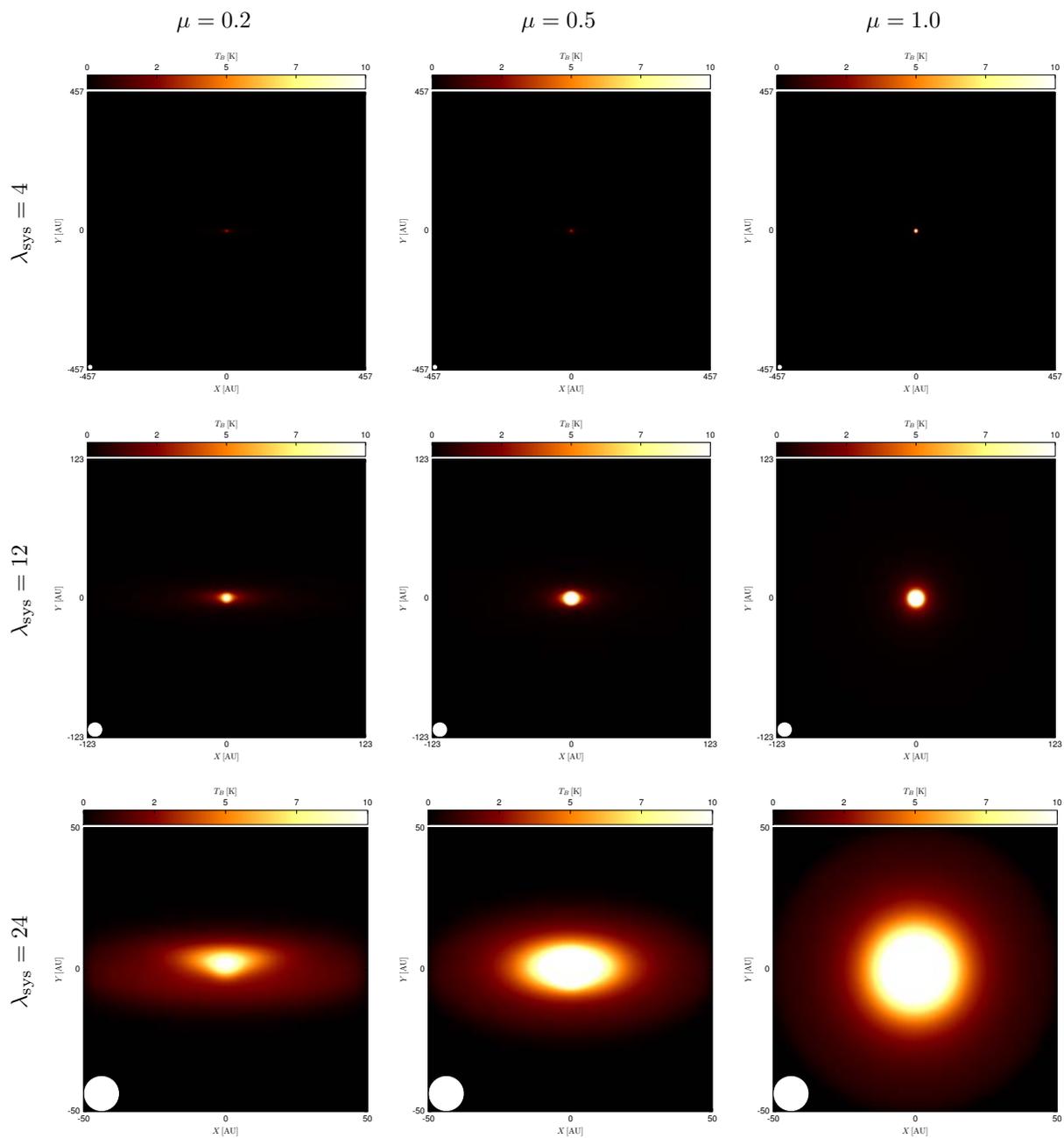
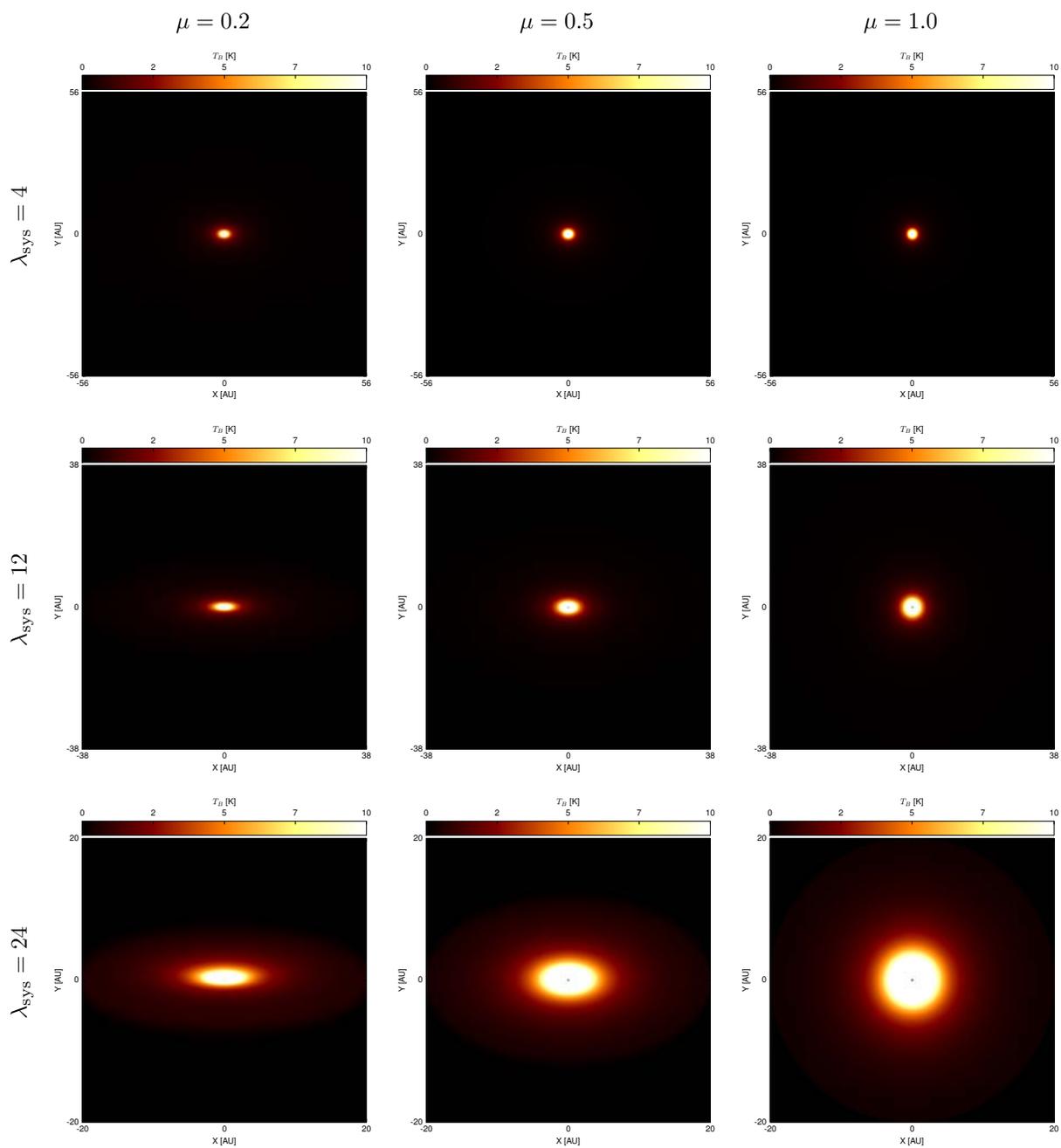


Figura E.11: Emisión del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 7mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.12: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del modelo T Tauri con $D = 10^{-2.5}$ a 7mm

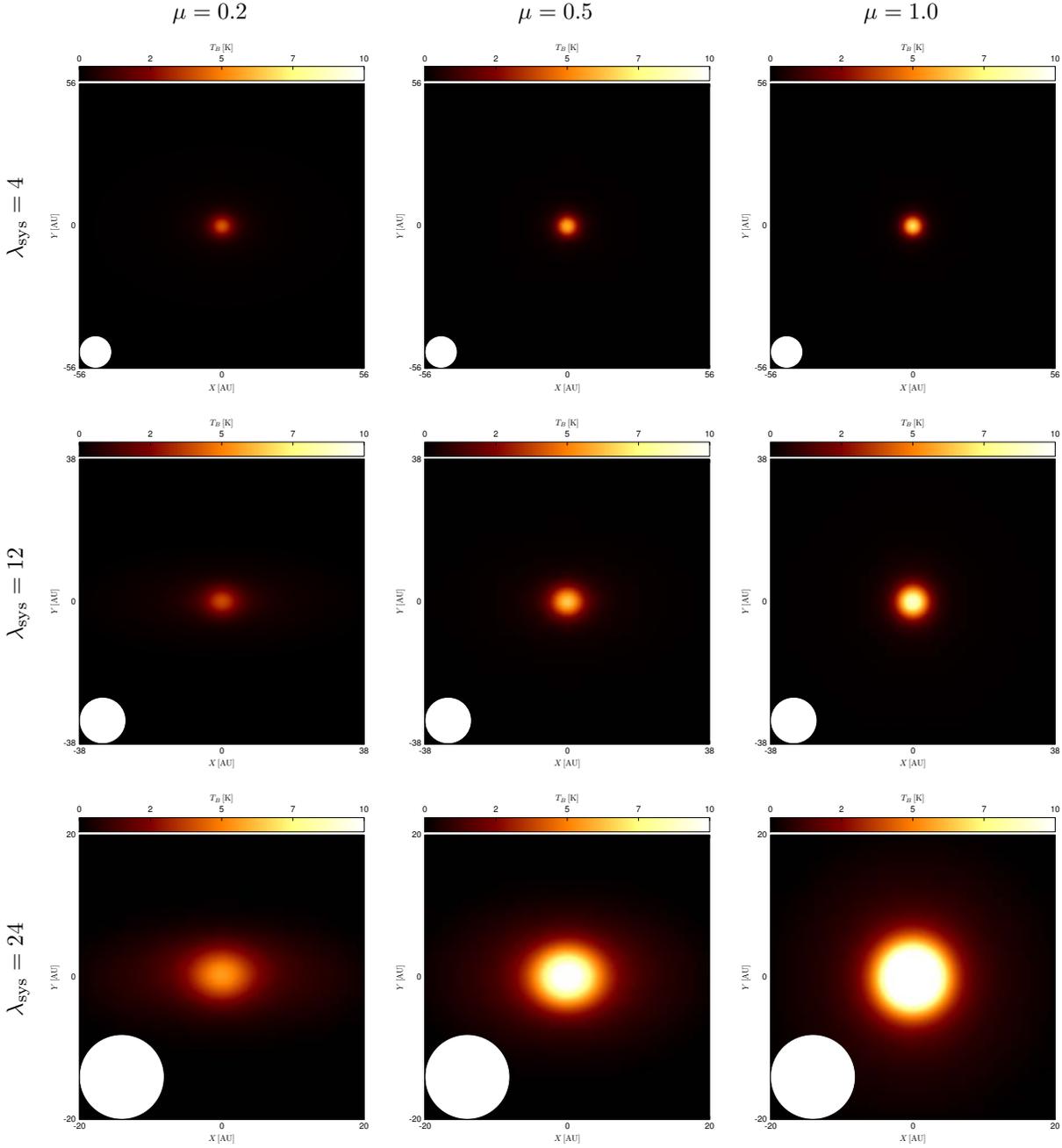
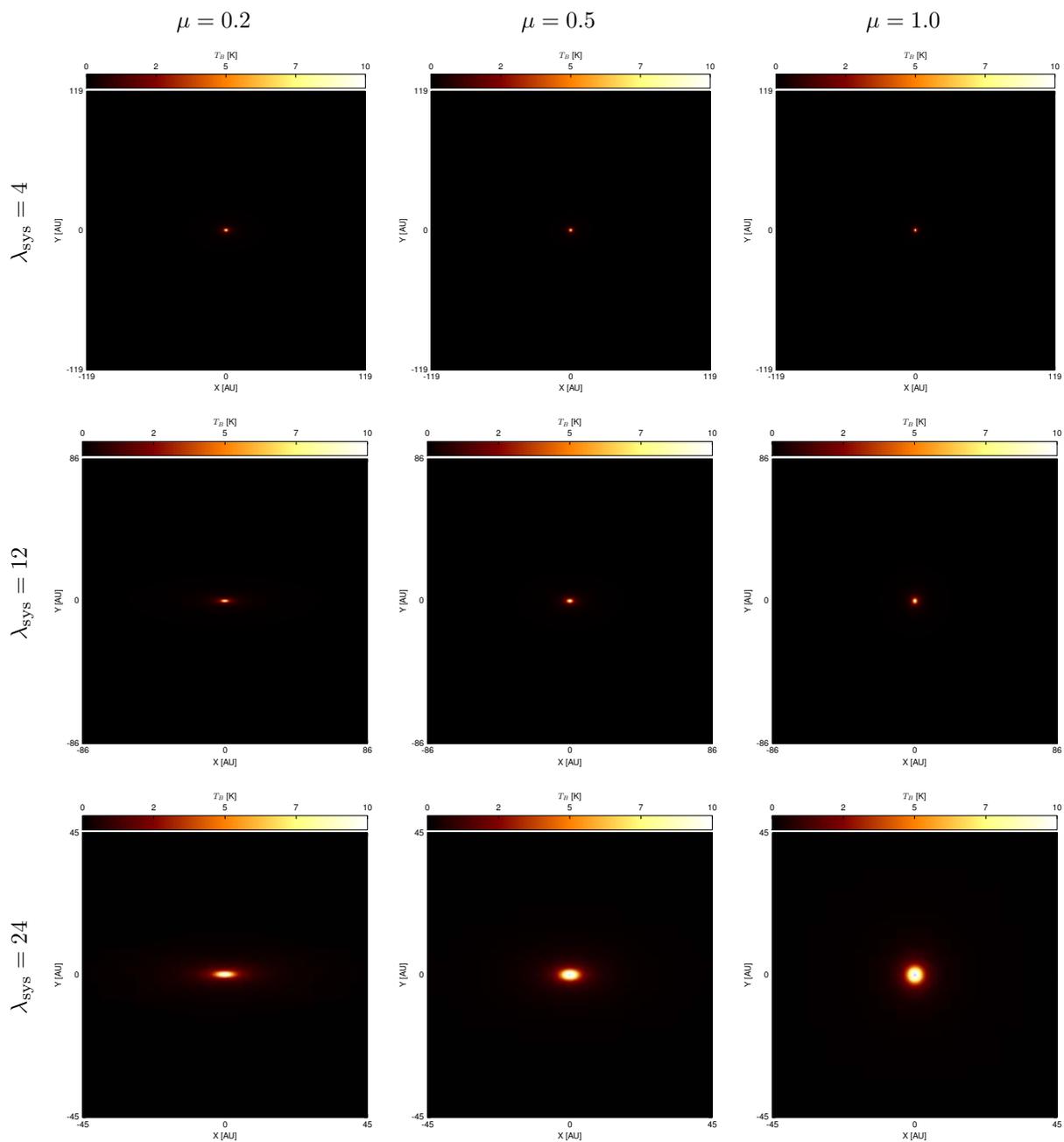


Figura E.13: Emisión del modelo T Tauri con $D = 0.01$ a 7 mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.14: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del modelo T Tauri con $D = 0.01$ a 7 mm

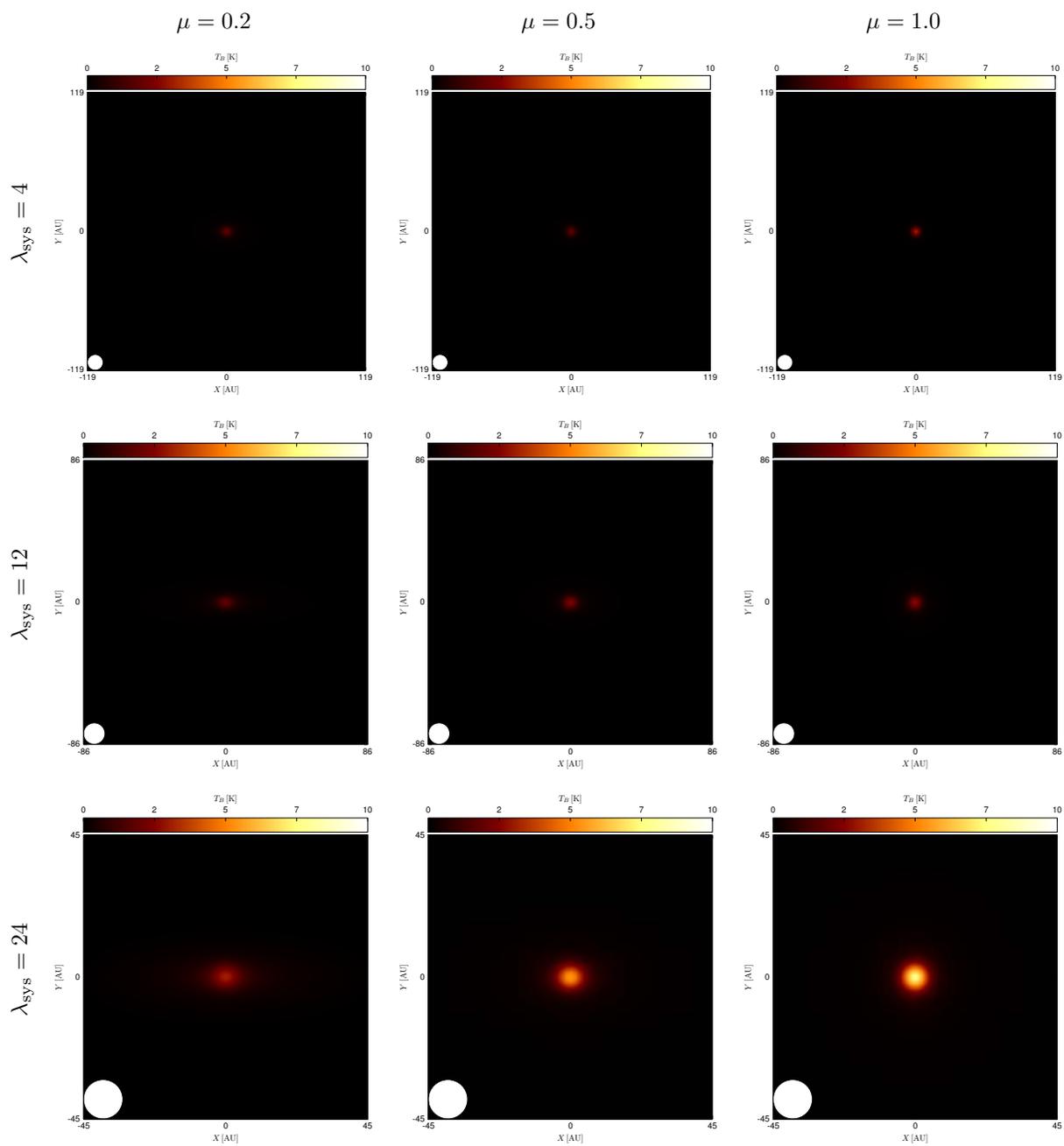
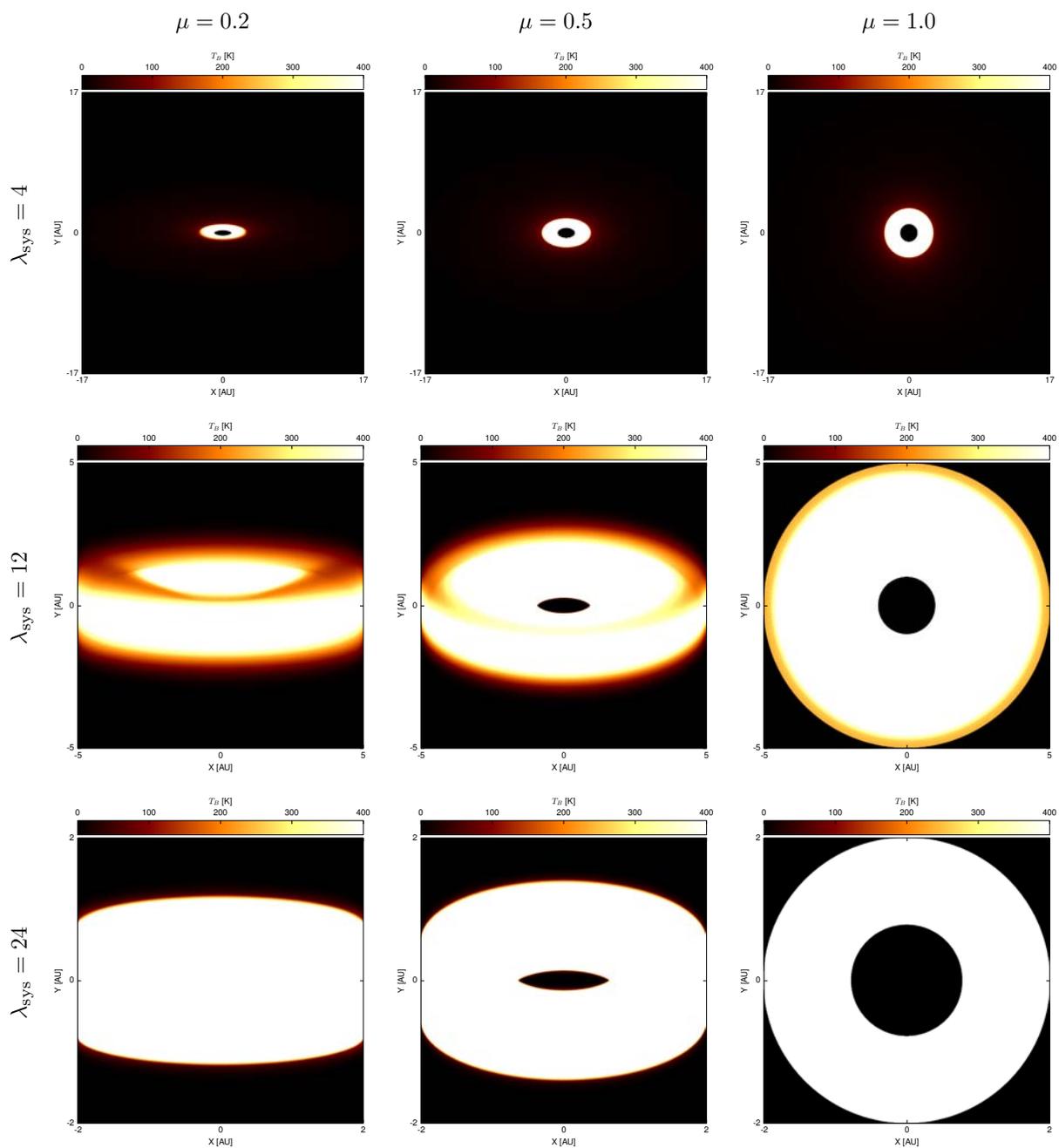
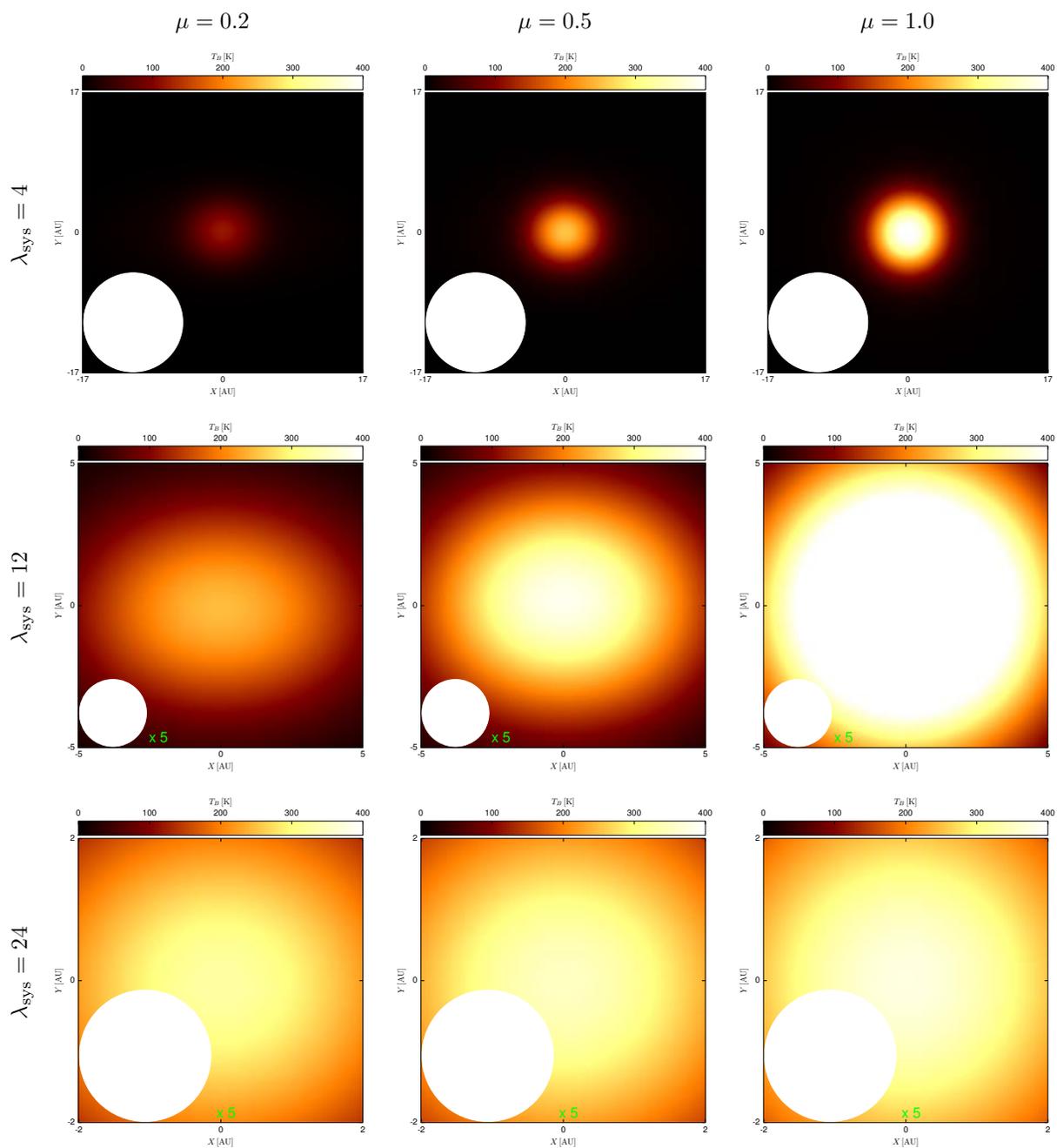


Figura E.15: Emisión del modelo FU Ori a 7 mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Figura E.16: Emisión convolucionada con el haz $\theta_{\text{VLA}} = 0.043$ arcsec del modelo FU Ori 7 mm



Imágenes de discos a 1 mm y 7 mm

Bibliografía

- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *ApJ*, 312, 788
- Adams, F. C., Cai, M. J., & Lizano, S. 2009, *ApJ*, 702, L182
- Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006, *MNRAS*, 369, 216
- Allen, A., Li, Z.-Y., & Shu, F. H. 2003, *ApJ*, 599, 363
- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., et al. 2015, *ApJ*, 808, L3
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2005, *ApJ*, 631, 1134
- Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2007, *ApJ*, 671, 1800
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, *ApJ*, 700, 1502
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1998, *Reviews of Modern Physics*, 70, 1
- Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2013a, *ApJ*, 767, 30
- Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2013b, *ApJ*, 769, 76
- Bai, X.-N. 2015, *ApJ*, 798, 84
- Bell, C. P. M., Naylor, T., Mayne, N. J., Jeffries, R. D., & Littlefair, S. P. 2013, *MNRAS*, 434, 806
- Birnstiel, T., Ricci, L., Trotta, F., et al. 2010, *A&A*, 516, L14
- Blaes, O. M., & Balbus, S. A. 1994, *ApJ*, 421, 163
- Boehler, Y., Dutrey, A., Guilloteau, S., & Piétu, V. 2013, *MNRAS*, 431, 1573
- Birnstiel, T., Dullemond, C. P., & Brauer, F. 2010, *A&A*, 513, A79
- Brauer, F., Dullemond, C. P., & Henning, T. 2008, *A&A*, 480, 859

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

- Carrasco-González, C., Henning, T., Chandler, C. J., et al. 2016, ApJ, 821, L16
- Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D'Alessio, P. 1991, ApJ, 380, 617
- Chandler, C. J., Koerner, D. W., Sargent, A. I., & Wood, D. O. S. 1995, ApJ, 455, L93
- Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, ApJ, 490, 368
- Cieza, L., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., et al. 2007, ApJ, 667, 308
- Cieza, L. A., Olofsson, J., Harvey, P. M., et al. 2013, ApJ, 762, 100
- Cleeves, L. I., Adams, F. C., & Bergin, E. A. 2013, ApJ, 772, 5
- Cox, E. G., Harris, R. J., Looney, L. W., et al. 2015, ApJ, 814, L28
- Crutcher, R. M., & Troland, T. H. 2008, ApJ, 685, 281-284
- D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 1997, ApJ, 474, 397
- D'Alessio, P., Cantó, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, ApJ, 500, 411
- D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, ApJ, 553, 321
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R., & Servín, H. 2006, ApJ, 638, 314
- Dubrulle, B., & Knobloch, E. 1993, A&A, 274, 667
- Dubrulle, B., Morfill, G., & Sterzik, M. 1995, Icarus, 114, 237
- Dullemond, C. P., & Dominik, C. 2004, A&A, 421, 1075
- Espaillet, C., Calvet, N., D'Alessio, P., et al. 2007, ApJ, 670, L135
- Espaillet, C., D'Alessio, P., Hernández, J., et al. 2010, ApJ, 717, 441
- Evans, N. J., II, Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, ApJS, 181, 321-350
- Falgarone, E., Troland, T. H., Crutcher, R. M., & Paubert, G. 2008, A&A, 487, 247
- Font, A. S., McCarthy, I. G., Johnstone, D., & Ballantyne, D. R. 2004, ApJ, 607, 890
- Friedjung, M. 1985, A&A, 146, 366
- Fromang, S., Latter, H., Lesur, G., & Ogilvie, G. I. 2013, A&A, 552, A71
- Fromang, S., & Stone, J. M. 2009, A&A, 507, 19
- Galli, D., Lizano, S., Shu, F. H., & Allen, A. 2006, ApJ, 647, 374

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, 313, 812
- Glassgold, A. E., Galli, D., & Padovani, M. 2012, *ApJ*, 756, 157
- Gorti, U., & Hollenbach, D. 2009, *ApJ*, 690, 1539
- Gorti, U., Dullemond, C. P., & Hollenbach, D. 2009, *ApJ*, 705, 1237
- Gressel, O., Turner, N. J., Nelson, R. P., & McNally, C. P. 2015, *ApJ*, 801, 84
- Guan, X., & Gammie, C. F. 2009, *ApJ*, 697, 1901
- Guilet, J., & Ogilvie, G. I. 2013, *MNRAS*, 430, 822
- Guilet, J., & Ogilvie, G. I. 2014, *MNRAS*, 441, 852
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Piétu, V., & Boehler, Y. 2011, *A&A*, 529, A105
- Haisch, K. E., Jr., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, *ApJ*, 553, L153
- Hennebelle, P., & Ciardi, A. 2009, *A&A*, 506, L29
- Hennebelle, P., & Fromang, S. 2008, *A&A*, 477, 9
- Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T., et al. 2007, *ApJ*, 662, 1067
- Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & van Langevelde, H. J. 1998, *ApJ*, 502, 315
- Hull, C. L. H., Plambeck, R. L., Bolatto, A. D., et al. 2013, *ApJ*, 768, 159
- Igea, J., & Glassgold, A. E. 1999, *ApJ*, 518, 848
- Ingleby, L., Calvet, N., Bergin, E., et al. 2009, *ApJ*, 703, L137
- Ingleby, L., Calvet, N., Herczeg, G., & Briceño, C. 2012, *ApJ*, 752, L20
- Jin, S., Li, S., Isella, A., Li, H., & Ji, J. 2016, *ApJ*, 818, 76
- Joos, M., Hennebelle, P., & Ciardi, A. 2012, *A&A*, 543, A128
- Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., et al. 2015, *ApJ*, 809, 78
- Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., Tsukagoshi, T., & Dullemond, C. P. 2016, *ApJ*, 820, 54
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714
- Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. 2000, *ApJ*, 540, 372
- Kippenhahn, R., & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution*, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also *Astronomy and Astrophysics Library*, 192

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

- Koerner, D. W., Chandler, C. J., & Sargent, A. I. 1995, *ApJ*, 452, L69
- Kwon, W., Looney, L. W., & Mundy, L. G. 2011, *ApJ*, 741, 3
- Lada, C. J., & Wilking, B. A. 1984, *ApJ*, 287, 610
- Lazarian, A. 2007, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 106, 225
- Lesur, G., & Longaretti, P.-Y. 2009, *A&A*, 504, 309
- Li, Z.-Y. 1995, *ApJ*, 444, 848
- Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Shang, H. 2011, *ApJ*, 738, 180
- Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Shang, H. 2013, *ApJ*, 774, 82
- Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., Shang, H., & Zhao, B. 2014, *ApJ*, 793, 130
- Lizano, S., Galli, D., Cai, M. J., & Adams, F. C. 2010, *ApJ*, 724, 1561
- Lizano, S., & Galli, D. 2015, *Astrophysics and Space Science Library*, 407, 459
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Lubow, S. H., Papaloizou, J. C. B., & Pringle, J. E. 1994, *MNRAS*, 267, 235
- Lubow, S. H., & Pringle, J. E. 2010, *MNRAS*, 402, L6
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-I., & Matsumoto, T. 2011, *PASJ*, 63, 555
- Maeder, A., & Stahler, S. 2009, *Physics Today*, 62, 090000
- McKee, C. F., & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
- Mellon, R. R., & Li, Z.-Y. 2008, *ApJ*, 681, 1356-1376
- Mihalas, D. 1970, *Series of Books in Astronomy and Astrophysics*, San Francisco: Freeman, —c1970,
- Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993, *Icarus*, 106, 20
- Neufeld, D. A., & Hollenbach, D. J. 1994, *ApJ*, 428, 170
- Ogilvie, G. I. 1998, *MNRAS*, 297, 291
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P. T. P., & Momose, M. 1997, *ApJ*, 475, 211
- Okuzumi, S., Momose, M., Sirono, S.-i., Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2016, *ApJ*, 821, 82
- Owen, J. E., Clarke, C. J., & Ercolano, B. 2012, *MNRAS*, 422, 1880
- Padgett, D. L., Cieza, L., Stapelfeldt, K. R., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1283

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

- Padovani, M., Galli, D., & Glassgold, A. E. 2009, *A&A*, 501, 619
- Pérez, L. M., Chandler, C. J., Isella, A., et al. 2015, *ApJ*, 813, 41
- Pérez, L. M., Carpenter, J. M., Andrews, S. M., et al. 2016, *Science*, 353, 1519
- Pessah, M. E., & Psaltis, D. 2005, *ApJ*, 628, 879
- Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., et al. 2008, *A&A*, 489, 633
- Pinte, C., Dent, W. R. F., Ménard, F., et al. 2016, *ApJ*, 816, 25
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. 1994, *ApJ*, 421, 615
- Rao, R., Girart, J. M., Lai, S.-P., & Marrone, D. P. 2014, *ApJ*, 780, L6
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, *A&A*, 512, A15
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., Wood, K., & Denzmore, P. 2006, *ApJS*, 167, 256
- Ruge, J. P., Flock, M., Wolf, S., et al. 2016, *A&A*, 590, A17
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Astronomy Quarterly*, 3, 199
- Santos-Lima, R., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2013, *MNRAS*, 429, 3371
- Segura-Cox, D. M., Looney, L. W., Stephens, I. W., et al. 2015, *ApJ*, 798, L2
- Seifried, D., Banerjee, R., Pudritz, R. E., & Klessen, R. S. 2012, *MNRAS*, 423, L40
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Shu, F. H., Galli, D., Lizano, S., & Cai, M. 2006, *ApJ*, 647, 382
- Shu, F. H., Galli, D., Lizano, S., Glassgold, A. E., & Diamond, P. H. 2007, *ApJ*, 665, 535 (S07)
- Shu, F. H., Lizano, S., Galli, D., Cai, M. J., & Mohanty, S. 2008, *ApJ*, 682, L121
- Sicilia-Aguilar, A., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2006, *ApJ*, 638, 897
- Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2009, *ApJ*, 691, L49
- Suzuki, T. K., Muto, T., & Inutsuka, S.-i. 2010, *ApJ*, 718, 1289
- Stephens, I. W., Looney, L. W., Kwon, W., et al. 2014, *Nature*, 514, 597
- Strittmatter, P. A. 1974, *A&A*, 32, 7
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *AJ*, 97, 1451

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

- Takahashi, S. Z., & Inutsuka, S.-i. 2016, *AJ*, 152, 184
- Takeuchi, T., & Lin, D. N. C. 2002, *ApJ*, 581, 1344
- Tang, Y.-W., Ho, P. T. P., Koch, P. M., et al. 2009, *ApJ*, 700, 251
- Tazzari, M., Testi, L., Ercolano, B., et al. 2016, *A&A*, 588, A53
- Terebey, S., Shu, F. H., & Cassen, P. 1984, *ApJ*, 286, 529
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2012, *Nature*, 492, 83
- Troland, T. H., & Crutcher, R. M. 2008, *ApJ*, 680, 457-465
- Umebayashi, T., & Nakano, T. 1981, *PASJ*, 33, 617
- Umebayashi, T., & Nakano, T. 2009, *ApJ*, 690, 69
- van Ballegoijen, A. A. 1989, *Accretion Disks and Magnetic Fields in Astrophysics*, 156, 99
- Williams, J. P., & Cieza, L. A. 2011, *ARA&A*, 49, 67
- van der Marel, N., Cazzoletti, P., Pinilla, P., & Garufi, A. 2016, *ApJ*, 832, 178
- Yang, H., Li, Z.-Y., Looney, L., & Stephens, I. 2016, *MNRAS*, 456, 2794
- Yang, H., Li, Z.-Y., Looney, L. W., et al. 2016, *MNRAS*, 460, 4109
- Yen, H.-W., Liu, H. B., Gu, P.-G., et al. 2016, *ApJ*, 820, L25