



Disipación de discos protoplanetarios por la combinación de vientos magnetohidrodinámicos y fotoevaporación, y su posible conexión con los discos de escombros

_____ SINERGIA ENTRE TEORÍA Y OBSERVACIÓN _____

Elisa Castro Martínez

Dr. Octavio M. Guilera (orientador)

Dr. Juan Sebastián Bruzzone (co-orientador)

Programa de posgrado en física, opción astronomía

Facultad de Ciencias

Universidad de la República

Montevideo - Uruguay

19 de julio de 2024

Agradecimientos

Agradezco a mis tutores, Octavio y Sebastián, por proponer y guiar el proyecto; a los miembros del tribunal, por sus consejos, correcciones y comentarios útiles; a José, por compartir su trabajo y los códigos fundamentales para el desarrollo de la tesis; y a los demás integrantes del Grupo de Astrofísica Planetaria de La Plata.

También agradezco a quienes, por otros motivos, fueron de importancia para la realización de este trabajo: a Rodrigo, mi familia, y a Cometa y Meteoro.

Resumen

La evolución de discos protoplanetarios y sus consecuencias en el moldeo de los sistemas planetarios es un área que recibe gran atención gracias a la creciente disponibilidad de datos concernientes a la estructura y condiciones físicas de los discos. Modelos teóricos y evidencias observacionales apuntan a la presencia de vientos impulsados magnéticamente y bajos valores de viscosidad turbulenta, que modifican significativamente la imagen clásica de modelos de evolución por viscosidad y fotoevaporación. En este trabajo estudiamos la evolución de discos protoplanetarios de gas y polvo mediante los procesos de viscosidad, fotoevaporación y vientos magnetohidrodinámicos, evaluando su posible influencia en la formación de discos de escombros, a partir de modelos de evolución del gas y el polvo en los discos.

Realizamos síntesis poblacionales para restringir los parámetros del modelo que reproducen observables clave de los discos, relacionados tanto a la evolución del gas como del polvo. Luego realizamos ajustes de observaciones de discos de escombros en polarimetría para extraer los perfiles de densidad superficial de polvo en los mismos, y comparamos dichos perfiles con resultados del modelo utilizado para distintas condiciones iniciales.

Encontramos que para viscosidades bajas es preciso que los vientos sean efectivos en la extracción de momento angular para reproducir las tasas de acreción observadas, además de una tasa de formación estelar y una proporcionalidad entre los coeficientes de viscosidad y del torque con la masa estelar. La posición de los anillos de polvo en discos de transición de las simulaciones corresponden, para las masas estelares disponibles de las observaciones, a la posición de los discos de escombros observados. Los perfiles obtenidos a partir de la evolución del polvo con el modelo difieren de los perfiles obtenidos del ajuste de las imágenes por polarimetría, y la masa en general es menor, reforzando la idea de que la mayor parte del polvo presente en los mismos no es primordial.

Palabras clave: discos protoplanetarios, acreción, magnetohidrodinámica (MHD), método: numérico, técnicas: polarimetría

Abstract

The evolution of protoplanetary disks and its consequences on shaping planetary systems is an area receiving great attention thanks to the increasing availability of data concerning the structure and physical conditions of the disks. Theoretical models and observational evidence point to the presence of magnetically driven winds (MHD winds) and low values of turbulent viscosity, which significantly alter the classical picture of evolution by viscosity and photoevaporation. In this work we study the evolution of protoplanetary disks of gas and dust through the processes of viscosity, photoevaporation, and MHD winds, evaluating their potential influence on the formation of debris disks based on models of gas and dust evolution in protoplanetary disks.

We performed population syntheses to constrain the model parameters that reproduce key observables of the disks, related to both gas and dust evolution. We then performed fitting of polarimetric images of debris disk to obtain the dust surface density profiles and compare them with results from the model for different initial conditions.

We found that for low viscosities, the winds need to be effective in extracting angular momentum to reproduce the observed accretion rates, in addition to a star formation rate and a proportionality between the viscosity and the torque coefficients with stellar mass. The position of the dust rings in transition disks from the simulations correspond, for the stellar masses available from observations, to the position of the observed debris disks. The profiles obtained from the dust evolution with the model differ from the profiles obtained from the fitting of the images, and the mass is generally lower, reinforcing the idea that most of the dust present in them is not primordial.

Keywords: protoplanetary disks, accretion, magnetohydrodynamics (MHD), methods: numerical, techniques: polarimetric

Índice general

1	Fundamentos	11
1.1	Características observacionales	11
1.2	Modelos de estructura y evolución	17
1.2.1	Componente gaseosa	17
1.2.2	Componente de polvo	22
1.3	Discos de escombros	26
1.3.1	De discos protoplanetarios a discos de escombros	28
2	Simulaciones numéricas	29
2.1	Modelo	29
2.1.1	Evolución temporal del disco	29
2.1.2	Temperatura	35
2.1.3	Perfil inicial de gas y de polvo	36
2.1.4	Flujos de masa	37
2.2	Implementación numérica	38
2.3	Características cualitativas de la evolución	40
2.3.1	Viscosidad y fotoevaporación	40
2.3.2	Viscosidad y vientos de disco	43
2.3.3	Viscosidad, vientos de disco y fotoevaporación	47
3	Síntesis poblacionales	54
3.1	Condiciones iniciales	54
3.2	Componente de gas	57
3.2.1	Tasas de acreción	57
3.2.2	Tiempos de vida	64
3.3	Componente de polvo	70
3.3.1	Distribución acumulativa de masa	70
3.3.2	Formación de anillos de polvo	71
4	Caracterización de discos de escombros	75
4.1	Fundamentos	75
4.1.1	Definición de las componentes de polarización	76

4.1.2	Polarimetría diferencial con GPI	77
4.2	Método	78
4.2.1	Reducción de las imágenes	79
4.2.2	Modelo y ajuste de parámetros con MCFOST	80
4.3	Elección y modelado de discos	82
4.3.1	CE Ant	82
4.3.2	HD 191089	87
4.3.3	Comparación con PLANETALP	90
5	Conclusiones	94
	Apéndices	106
A	Tasas de acreción a 11Myr	106
B	CE Ant	108
C	HD 191089	110

Índice de figuras

1.1	Clasificación de los objetos estelares jóvenes. Arriba: ejemplos de estos objetos. Abajo: representación esquemática de los espectros. De izquierda a derecha: detalle de IC2944 (créditos: Dale Smalley); HH111 (créditos: NASA/ESA/Hubble/B. Nisini); IM Lupi (créditos: ESO/H. Avenhaus et al.); HL Tau (créditos: ALMA (NRAO/ESO/NAOJ), C. Brogan, B. Saxton (NRAO/AUI/NSF))	12
1.2	Fracción de estrellas con discos en función de la edad de cúmulos estelares jóvenes según la distancia a los mismos (la distancia representada por los diferentes colores). Extraído de Pfalzner et al. (2022)	14
1.3	Izquierda: distribución de masas de gas de los discos en función de la masa estelar para distintos trabajos. Extraído de Emsenhuber et al. (2021) . Derecha: relación $M_d - M_\star$ (masa de polvo) para estrellas en la población Lupus. Extraído de Ansdell et al. (2016)	15
1.4	Izquierda: Tasas de acreción en función de la masa estelar para algunas poblaciones jóvenes. Derecha: Tasas de acreción en función de la masa del disco (calculada como $100M_p$) para las mismas poblaciones. Extraído de Manara et al. (2023)	16
1.5	Distribución de densidad volumétrica siguiendo el modelo de equilibrio hidrostático y verticalmente isotérmico. La estrella se encuentra a la izquierda de la figura.	18
1.6	Fotoevaporación externa de un disco protoplanetario debido a la cercanía de una estrella tipo O. Adaptado de Balog et al. (2006)	20
1.7	Diferentes componentes de velocidad observadas en un objeto clase II. Verde sólido, verde discontinuo y violeta: componente de alta velocidad, con velocidades de entre 100 y 160 km s ⁻¹ . Escala de grises: componente de baja velocidad (~ 10 km s ⁻¹), asociada a vientos. Ver Pascucci et al. (2023) y referencias en el mismo.	22
1.8	Masa de polvo en función de la edad para estrellas con discos protoplanetarios o discos de escombros. Extraído de Panić et al. (2013)	27
2.1	Diagrama de flujo del código PLANETALP.	39
2.2	Flujo de masa debido a la fotoevaporación para el disco de ejemplo. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.	41

2.3	Perfiles de densidad superficial de gas (izquierda) y de polvo (derecha) para el disco de ejemplo, evolucionando exclusivamente por viscosidad y fotoevaporación, según los modelos descritos, con $\alpha_{r\phi} = 10^{-2}$ (arriba), $\alpha_{r\phi} = 10^{-3}$ (medio) y $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$ (abajo). Se grafican los perfiles cada 0.2Myr.	42
2.4	Perfiles de flujos de masa radial (izquierda), dados por la viscosidad y el torque magnético, y vertical (derecha), dado por los vientos de disco, a lo largo del tiempo, para el caso vientos fuertes, torque constante $\alpha_{\phi r} = 10^{-5}$. Se grafican los perfiles cada 1Myr.	44
2.5	Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad fijo en $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.	45
2.6	Igual que 2.5 pero con perfiles de polvo.	46
2.7	Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad variable, en el caso con vientos débiles. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.	47
2.8	Igual que 2.7 pero con perfiles de polvo.	48
2.9	Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad fijo en $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.	49
2.10	Igual que 2.9 pero con perfiles de polvo.	50
2.11	Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad variable, en el caso de vientos débiles. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.	51
2.12	Igual que 2.11 pero con perfiles de polvo.	52
2.13	Tasas de pérdida de masa para el caso Weak, torque dep. de Σ_g , $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}$, con distintos valores de viscosidad. De izquierda a derecha: $\alpha_{r\phi} = 10^{-2}$, $\alpha_{r\phi} = 10^{-3}$, $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$. Notar que al cambiar el parámetro de viscosidad no solo la acreción viscosa cambia, sino que también lo hacen los vientos ya que dependen de la energía gravitacional liberada por la acreción (ecuación 2.5)	53
3.1	Propiedades de las estrellas centrales para las síntesis. Izquierda: masa estelar. Centro: radio estelar. Derecha: temperatura estelar.	55
3.2	Condiciones iniciales de los discos de gas para las síntesis. Izquierda: masa de gas vs. masa estelar. Derecha: radio característico vs. masa de gas.	56

3.3	Tasa de acreción vs. masa estelar para el caso WC3, con $\alpha_{\phi z}$ y $\alpha_{r\phi}$ constantes para todas las masas (izquierda), con $\alpha_{r\phi}$ proporcional a la masa estelar y $\alpha_{\phi z}$ constante (centro) y con $\alpha_{r\phi}$ y $\alpha_{\phi z,0}$ proporcionales a $M_{\star}$. Se comparan las tasas de acreción con las tasas de dos cúmulos jóvenes, Lupus y Chamaeleon I, extraídas de Manara et al. (2023) y la línea roja indica el ajuste para los datos de las síntesis, con el intervalo de confianza del 95 %. La línea discontinua es la correspondiente a $\dot{M} \propto M_{\star}^2$	58
3.4	Tasas de acreción en función de la masa estelar para distintos tiempos sin considerar una tasa de formación estelar, para el caso WD4. Observar que para 3Myr ya no quedan estrellas con tasas de acreción mayores a $10^{-10}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	60
3.5	Tasas de acreción en función de la masa estelar para todos los casos considerados.	61
3.6	Tasas de pérdida de masa por los distintos procesos en los casos SC5 (izquierda) y WD5 (derecha), para el caso ejemplo de una estrella de $0.5M_{\odot}$ y un disco de masa $0.1M_{\star}$	61
3.7	Tasas de acreción en función de la masa del disco. Para las masas de los cúmulos Lupus y Chamaeleon I se utilizó el dato de la masa de polvo y se pasó a masa total asumiendo una razón polvo-gas de 0.01.	62
3.8	Tasas de acreción en función de la masa estelar para los casos estudiados con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$, sin fotoevaporación.	63
3.9	Tasas de pérdida de masa por cada proceso en dos discos tomados de las síntesis con torque constante (izquierda) y con torque dependiente de Σ_g (derecha).	64
3.10	Igual que 3.7, para los casos sin fotoevaporación.	65
3.11	Tiempos de vida característicos de los discos para las síntesis con fotoevaporación. Los distintos símbolos representan los criterios utilizados para medir el tiempo de disipación: cuadrado: criterio de emisión infrarroja; triángulo: criterio de acreción; círculo: criterio de densidad superficial.	66
3.12	Fracción de estrellas con disco en función de la edad de la población para las síntesis con fotoevaporación, con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$ (arriba) y $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}$ (abajo).	67
3.13	Fracción de estrellas con disco en función de la edad para las síntesis sin fotoevaporación, con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$	68
3.14	Fracción de estrellas con disco en función de la edad para distintos rangos de masas estelares, en el caso WD.	69

3.15	Distribución acumulativa de polvo para diferentes edades de la población, para las simulaciones sin vientos (izquierda) y con vientos (derecha), en el caso SD3. Las síntesis se comparan con distribuciones inferidas de observaciones de poblaciones jóvenes, asumiendo un tiempo de vida característico de 8Myr (Appelgren et al., 2023).	71
3.16	Masa de polvo (en masas terrestres) en función del tiempo para los discos de las síntesis SD3 (azul) y sin vientos de disco (rojo).	72
3.17	Radio interno (izquierda) y externo (derecha) para distintas edades de la población WD3.	73
3.18	Radio interno vs. masa estelar, para nuestras simulaciones y para los discos observados por algunos trabajos previos (Lestrade et al., 2012; Adam et al., 2021; Pawellek et al., 2014; Esposito et al., 2020; Plavchan et al., 2009)	74
4.1	Ejemplo de imagen sin reducir en modo de polarimetría (izquierda) y las imágenes resultantes de calcular la polarización a partir de los puntos de polarización (derecha). En el centro de la imagen se observa la sombra producida por el coronógrafo, y en las esquinas cuatro imágenes de difracción de la estrella central (satélites) que se utilizan como referencia para la estimación de su posición y flujo.	79
4.2	Arriba: intensidades Q y U para el disco CE Ant. Abajo: intensidades Q_r y U_r .	84
4.3	Izquierda: imagen Q_r para CE Ant. Medio: mejor modelo obtenido con MCFOST. Derecha: residuo entre la imagen Q_r y el modelo.	86
4.4	Igual que la figura 4.3 pero con valores calculados de inclinación y ángulo de posición. Los círculos indican la región de la máscara.	87
4.5	Izquierda: perfil del modelo (línea continua azul) y la imagen (puntos azules) de CE Ant tomando como ángulo de posición $PA=91^\circ$. Derecha: lo mismo pero con $PA=129^\circ$. Se muestra también la diferencia entre la imagen y el modelo.	88
4.6	HD 191089 con los límites de la máscara utilizada para el modelado.	89
4.7		90
4.8	Perfiles de densidad superficial de polvo para el modelado de CE Ant (línea continua negra) y los mejores resultados de PLANETALP. Arriba: caso de vientos fuertes. Abajo: caso de vientos débiles.	92
A.1	Tasas de acreción en función de la masa estelar para todos los casos considerados, a una edad de 11Myr. Se utilizó un tiempo característico para la tasa de formación estelar de 5Myr.	106

A.2	Tasas de acreción en función de la masa estelar para todos los casos considerados, sin fotoevaporación, a una edad de 11Myr. Se utilizó un tiempo característico para la tasa de formación estelar de 5Myr.	107
B.1	Cadenas para CE Ant con la inclinación y ángulo de posición fijos. . . .	108
B.2	Densidad de probabilidad para cada parámetro para el disco CE Ant con la inclinación y ángulo de posición fijos.	109
C.1	Cadenas para HD191089.	110
C.2	Densidad de probabilidad para cada parámetro para el disco HD191089.	111

Índice de tablas

2.1	Características del disco de ejemplo y la estrella central utilizadas para explorar cualitativamente la evolución de los discos.	40
4.1	Características de la estrella CE Ant. Ver Esposito et al. (2020) y referencias en el mismo.	83
4.2	Parámetros variables y fijos de los modelos MCFOST.	85
4.3	Mejores ajustes para los parámetros del disco CE Ant.	85
4.4	Características de la estrella HD 191089 (ver Ren et al. (2019) y referencias en el mismo).	89
4.5	Parámetros variables y fijos de los modelos MCFOST para HD 191089. .	90
4.6	Mejores ajustes para los parámetros del disco HD 191089.	91
4.7	Parámetros utilizados en las simulaciones de PLANETALP para comparar con CE Ant y HD 191089.	91

Introducción

Las primeras etapas de la vida de los discos protoplanetarios acompañan la formación estelar, constituyendo el material remanente del colapso que permanece orbitando la nueva estrella almacenando la mayor parte del momento angular del sistema. Las últimas etapas de la vida de los discos dan lugar a los sistemas planetarios, a partir del crecimiento del polvo desde partículas submicrométricas hasta formar planetas, asteroides y todos los demás objetos que conforman la gran diversidad observada dentro y fuera del Sistema Solar. Entender los procesos que ocurren desde la formación estelar hasta los sistemas planetarios es un desafío que la comunidad científica ha estado tratando de descifrar desde que se preguntó por primera vez sobre la formación del Sistema Solar. Con los avances en las técnicas instrumentales que han permitido observar en detalle estructuras y estudiar propiedades físicas de los discos, así como con la aplicación de métodos numéricos y modelos cada vez más complejos gracias a las crecientes capacidades de cómputo, en las últimas décadas se han dado pasos importantes hacia la comprensión de cómo ocurre esta transición. Sin embargo, muchas preguntas importantes aún siguen abiertas, como ¿cuáles son los procesos físicos más relevantes que están actuando en los discos, haciendo que *cambien*? Estos procesos, ¿son comunes a todas las estrellas, o existen distintos paradigmas? ¿Cuánto tiempo demora un planeta en formarse? ¿Cómo es la transición entre discos protoplanetarios y discos de escombros? ¿Qué tanto influyen las condiciones iniciales en el estado final de los sistemas resultantes de la evolución de los discos? Los procesos que permiten la disipación de los discos protoplanetarios, ¿son los mismos que moldean la estructura de los discos de escombros?

En este trabajo exploramos algunas de estas cuestiones, en particular, la relación que existe entre los distintos procesos físicos que ocurren durante la etapa de disco protoplanetario y la configuración final del disco de escombros que surge de dicho sistema. El objetivo es evaluar si con los modelos actuales es posible explicar las propiedades de los discos, tanto desde el punto de vista cuantitativo como cualitativo, trabajando en la evolución de discos individuales así como de poblaciones de un gran número de miembros.

Para lograr estos objetivos utilizamos la técnica de síntesis poblacional, para poner a prueba los modelos y contrastarlos con parámetros observados de los discos. Las síntesis son realizadas a partir de modelos magnetohidrodinámicos implementados en un código

go semianalítico utilizando condiciones iniciales derivadas empíricamente, explorando un amplio rango de parámetros libres. Por otro lado, realizamos un estudio de imágenes polarimétricas de discos de escombros, y mediante imágenes sintéticas obtenidas a partir de modelos de transferencia radiativa modelamos su estructura y composición, para determinar si dicho sistema estrella-disco puede ser replicado con los modelos de evolución y para qué tipo de condiciones iniciales.

El trabajo se organiza como sigue:

- En el capítulo 1 presentamos los conceptos clave para el desarrollo del trabajo, y hacemos una revisión bibliográfica de la disciplina.
- En el capítulo 2 describimos el modelo numérico utilizado y presentamos resultados cualitativos sobre la evolución de los discos considerando los distintos procesos.
- En el capítulo 3 mostramos los resultados de las síntesis poblacionales de discos con gas y polvo.
- En el capítulo 4 realizamos modelados de discos de escombros, y discutimos sobre la posibilidad de producir dichos discos a partir de los modelos de evolución utilizados.
- En el capítulo 5 presentamos las conclusiones y limitaciones del trabajo realizado.

Capítulo 1

Fundamentos

En este capítulo introducimos los conocimientos actuales sobre discos protoplanetarios y discos de escombros, a partir de las observaciones y modelos de estructura y evolución. En la sección 1.1 describimos las propiedades observacionales de los mismos y los métodos utilizados para determinarlas, en la sección 1.2 introducimos modelos de estructura y evolución que intentan explicar las observaciones y en 1.3 introducimos los discos de escombros y su vínculo con los discos protoplanetarios.

1.1 Características observacionales

La observación de discos protoplanetarios se beneficia de una variedad de técnicas complementarias que permiten determinar sus características. La medición de la distribución de energía espectral (*Spectral Energy Distribution*, SED) proporciona información sobre la masa y distribución del polvo en el disco, aunque con un alto grado de degeneración en estas propiedades. En particular, el exceso de emisión infrarroja permite clasificar los objetos según el estado evolutivo de los discos (ver siguiente sección). Las imágenes en alta resolución obtenidas en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas con ALMA (e.g. Ansdell et al., 2016; Pinilla et al., 2018), correspondientes a la emisión de partículas de polvo más grandes ($\sim$ mm), han permitido observar estructuras como anillos, huecos y espirales, proporcionando información crucial sobre los procesos de formación planetaria y la dinámica del material. En longitudes de onda más cortas, correspondientes a la luz dispersada por el material del disco, instrumentos como VLT/SPHERE (Beuzit et al., 2019), Gemini/GPI (Macintosh et al., 2014) y, más recientemente, JWST/NIRCam (e.g. Lawson et al., 2024) permiten lograr mediciones importantes sobre las partículas más pequeñas ($\sim \mu$ m). Además, la técnica de polarimetría, junto con modelos de transferencia radiativa, ha permitido revelar propiedades físicas del polvo en discos de transición y discos de escombros (ahondamos en esto en el capítulo 4).

El gas se estudia a partir de ciertas líneas de emisión de moléculas abundantes que

permiten su detección en algunos casos, y el exceso de emisión $H\alpha$ es también signo de gas siendo acretado por la estrella central, que produce zonas de alta temperatura en la fotosfera estelar (Lynden-Bell & Pringle, 1974).

La acumulación de observaciones en los últimos años ha permitido identificar tendencias estadísticas en las propiedades de los discos, restringiendo así los modelos de evolución. En las siguientes secciones, resumiremos algunos resultados importantes que serán la base del estudio de esta tesis.

Clasificación

Los discos protoplanetarios forman parte de lo que se conoce como *objetos estelares jóvenes* (*Young Stellar Objects*, YSO). Los YSOs son protoestrellas y estrellas de pre-secuencia principal, y se clasifican en clases según las características de su espectro (e.g. Lada, 1987; Greene et al., 1994), que reflejan diferencias en la distribución de materia a su alrededor, es decir, la presencia de envoltente, disco protoplanetario o disco de transición.

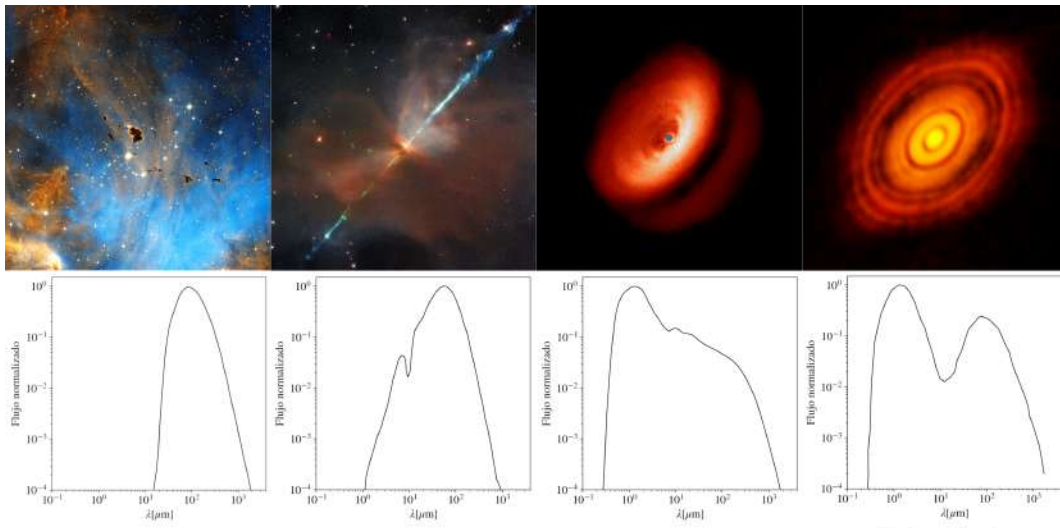


Figura 1.1: Clasificación de los objetos estelares jóvenes. Arriba: ejemplos de estos objetos.

Abajo: representación esquemática de los espectros. De izquierda a derecha: detalle de IC2944 (créditos: Dale Smalley); HH111 (créditos: NASA/ESA/Hubble/B. Nisini); IM Lupi (créditos: ESO/H. Avenhaus et al.); HL Tau (créditos: ALMA (NRAO/ESO/NAOJ), C. Brogan, B. Saxton (NRAO/AUI/NSF))

Esta clasificación también refleja las distintas etapas en la vida de las estrellas y los discos. Cuando una región de una nube molecular comienza a colapsar, se forman núcleos de gas y polvo que darán lugar a una o varias estrellas, correspondiendo a objetos clase 0. El material continúa el colapso, conservando el momento angular de forma que parte del material de la nube no se incorpora a la estrella, que comienza a fusionar

hidrógeno y por lo tanto a emitir radiación. A medida que la estrella alcanza su masa final, este material restante forma una envoltente que lentamente se irá asentando en el plano perpendicular al momento angular del sistema, dando lugar al disco. Esta etapa, en donde aun existe una envoltente que intercepta la mayor parte de la luz emitida por la estrella, es la correspondiente a los objetos clase I. Los objetos clase II consisten en una estrella y un disco continuo ubicado en un plano. De aquí en adelante, este momento se considerará el *tiempo cero* en la vida de los discos protoplanetarios. Estos discos evolucionan y se dispersan a través de procesos físicos, pasando por una etapa de transición hasta formar sistemas planetarios y discos de escombros. Los objetos que no presentan discos continuos y extendidos se clasifican como objetos clase III (o discos de transición). Suelen estar compuestos principalmente por polvo y escombros, y muy probablemente planetas, presentando diversas estructuras, huecos y, en algunos casos, asimetrías causadas por perturbaciones externas o del mismo sistema.

Los objetos clase III luego pueden evolucionar a discos de escombros, que rodean algunas estrellas de más de 10Myr y cuentan con escaso gas. Los discos de escombros serán presentados en la sección 1.3.

Tiempos de vida

Uno de los primeros indicadores que proporcionaron evidencia de la evolución de los discos fue el descubrimiento de que la abundancia de estrellas con discos disminuye con la edad de la población estudiada. Utilizando distintos criterios de evidencia de discos (exceso de emisión infrarroja como evidencia de emisión del polvo, y exceso de emisión $H\alpha$ como evidencia de acreción de gas), se determina la fracción de estrellas con discos en distintas poblaciones de edades conocidas, y se encuentra que la fracción de estrellas con discos para las poblaciones más jóvenes es mayor, decayendo con la edad en forma exponencial. La fracción de estrellas con disco en función de la edad de la población se ha convertido en uno de los observables fundamentales en el contexto de los discos, dando una idea de las escalas de tiempo a las que los mismos se disipan.

Las primeras mediciones de esta variable dieron un tiempo de vida medio de hasta 3Myr (Haisch et al., 2001; Mamajek, 2009; Fedele et al., 2010). Hoy en día, con un mayor número de observaciones en un amplio rango de edades, el valor se acerca a los 8Myr (Ribas et al., 2015; Michel et al., 2021; Pfalzner et al., 2022). Además, no se observa gran diferencia entre los tiempos de vida hallados con los distintos criterios, lo que sugiere que el polvo y el gas evolucionan de forma conjunta con tiempos de vida similares.

El tiempo de vida medio de los discos medido de esta forma puede no ser representativo del tiempo de vida real de los discos. Por un lado, se ha observado que objetos más masivos tienden a disipar más rápidamente sus discos en comparación a objetos de baja masa (Ribas et al., 2015). Esto significa que es importante abarcar una muestra representativa de todas las masas estelares en las poblaciones; por ejemplo, los tiempos

de vida medios derivados de poblaciones lejanas ($>200\text{pc}$) tienden a ser menores ya que detectamos principalmente estrellas masivas (Pfalzner et al., 2022, figura 1.2). Por otra parte, debido a que las estrellas en los cúmulos no se forman todas a la misma vez sino que siguen ciertas funciones de tasas de formación que pueden abarcar millones de años (e.g. Hartmann et al., 2012; Getman et al., 2014), mientras una estrella ya disipó su disco otra estrella puede estar apenas formándolo, por lo que la presencia de discos en poblaciones relativamente viejas no significaría necesariamente que los discos vivan tanto tiempo. Mientras no se cuente con un método preciso para determinar edades estelares individualmente para un gran rango de masas, estos problemas en la interpretación de este tipo de variables seguirán presentes y deberán ser tenidos en cuenta en los análisis.

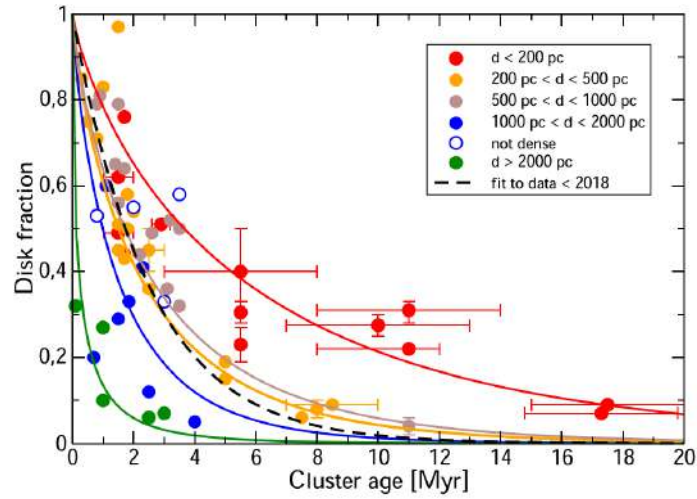


Figura 1.2: Fracción de estrellas con discos en función de la edad de cúmulos estelares jóvenes según la distancia a los mismos (la distancia representada por los diferentes colores). Extraído de Pfalzner et al. (2022).

Masas y radios

La masa de los discos se estima a partir de modelos de emisión de las distintas partículas y moléculas presentes en el mismo. Para el gas, usualmente se recurre al muy abundante CO como trazador de masa, aunque solamente algunos, poco abundantes, isotopólogos emiten radiación para la cual los discos son transparentes. Además, en regiones densas y frías del plano medio de los discos, éstos no emiten por lo que se vuelven inobservables, dificultando en gran medida la estimación de la masa de gas (e.g. Molyarova et al., 2017).

Para el polvo, es posible observar la emisión en el continuo, ya que en longitudes milimétricas y submilimétricas el disco siempre es ópticamente delgado, de forma que el flujo emitido es proporcional a la masa (Beckwith et al., 1990; Dutrey et al., 1996).

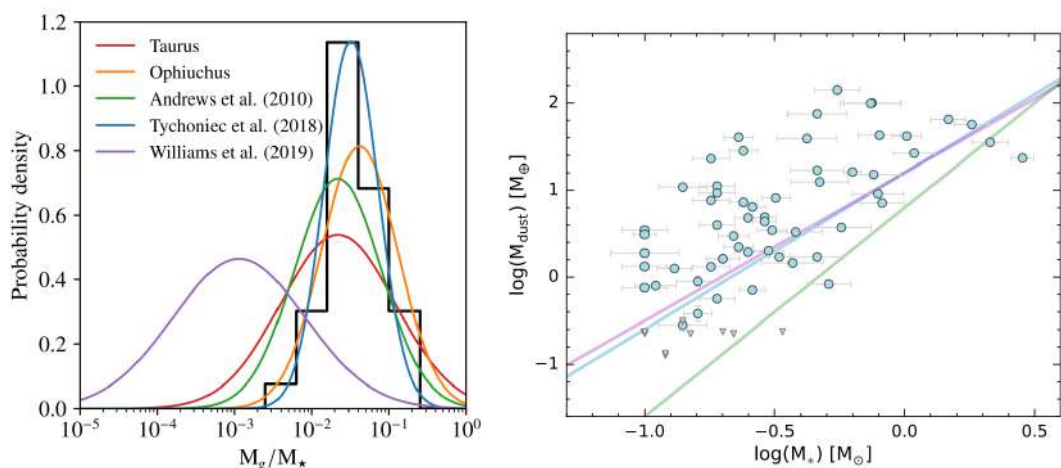


Figura 1.3: Izquierda: distribución de masas de gas de los discos en función de la masa estelar para distintos trabajos. Extraído de [Emsenhuber et al. \(2021\)](#). Derecha: relación $M_d - M_\star$ (masa de polvo) para estrellas en la población Lupus. Extraído de [Ansdell et al. \(2016\)](#).

Si bien esto requiere asumir propiedades del polvo presente en los discos, suele ser más preciso que los trazadores de gas.

Ya que se estima que la masa de gas conforma la mayor parte de la masa total del disco, las grandes incertidumbres existentes en las masas calculadas directamente del gas suponen un problema para su estudio. Cuando no está determinada directamente, se suele estimar la masa de gas a partir de la de polvo asumiendo una razón polvo-gas de 0.01 heredada del medio interestelar ([Bohlin et al., 1978](#)), que debería aproximar bien las primeras etapas de la formación de los discos. Sin embargo se ha mostrado que la relación entre la masa del gas y el polvo puede abarcar varios órdenes de magnitud ([Ansdell et al., 2016](#)), por lo que esta aproximación podría ser inexacta en muchos discos.

En general se estima que la masa de los discos es del orden de $0.01M_\star$, aunque pueden llegar a ser de $0.2M_\star$ (figura 1.3) (e.g. [Andrews et al., 2010](#); [Ansdell et al., 2016](#); [Tychoniec et al., 2018](#)), y siguen una relación directa con la masa estelar, en donde estrellas más masivas poseen discos más masivos (figura 1.3).

El tamaño de los discos es también una variable importante para los modelos de evolución. Se puede inferir a través de ajustes de las distribuciones de energía espectral o de imágenes directas. Distintos trabajos han reportado una relación directa entre la masa y el tamaño de los discos ([Andrews et al., 2010](#); [Tobin et al., 2020](#)), indicando que estrellas masivas forman discos masivos y extendidos, mientras que estrellas poco masivas forman discos poco masivos y más pequeños.

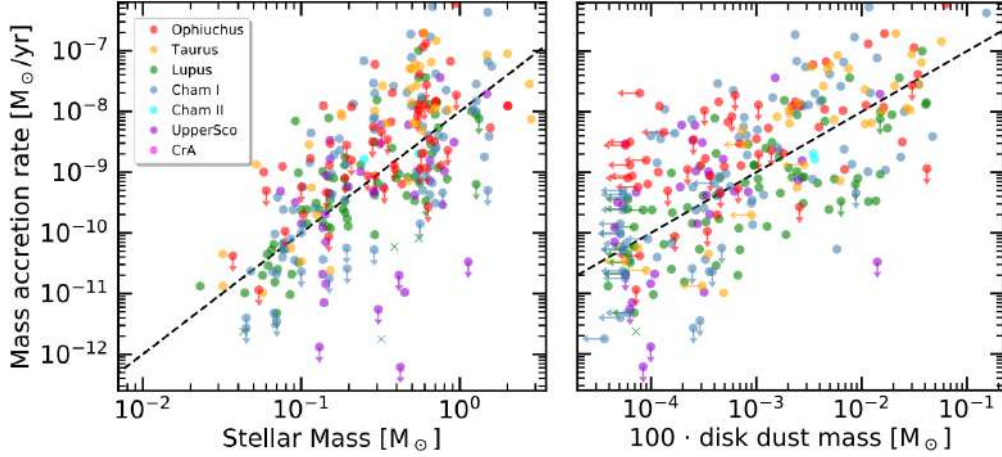


Figura 1.4: Izquierda: Tasas de acreción en función de la masa estelar para algunas poblaciones jóvenes. Derecha: Tasas de acreción en función de la masa del disco (calculada como $100M_p$) para las mismas poblaciones. Extraído de [Manara et al. \(2023\)](#).

Tasas de acreción

A partir del exceso de emisión $H\alpha$ se puede estimar la cantidad de masa del disco que está siendo acretada por la estrella por unidad de tiempo. Las tasas de acreción alcanzan valores de más de $10^{-7}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$, con una clara correlación con la masa estelar que sigue aproximadamente la relación $\dot{M}_{acc} \propto M_{\star}^2$ (e.g. [Calvet et al., 2004](#); [Natta et al., 2006](#); [Manara et al., 2023](#), figura 1.4). Además, se observa una relación similar entre las tasas de acreción y las masas de los discos. Dicha relación, no obstante, cuenta con una mayor incertidumbre por el hecho que ya mencionamos respecto a las dificultades técnicas en la medición de la masa total de los discos. El origen de esta correlación aun no es bien comprendido, pero es uno de los indicios más utilizados para comprobar modelos de evolución mediante la técnica de síntesis poblacional (e.g. [Mulders et al., 2017](#); [Shadmehri & Ghoreyshi, 2019](#); [Tabone et al., 2022b](#); [Weder et al., 2023](#)).

Subestructuras I

Los objetos clase III presentan una gran diversidad en cuanto a la distribución de su masa de gas y de polvo, mostrando subestructuras en formas de anillos, brechas, cavidades, arcos y espirales (ver [Andrews, 2020](#)) que se distribuyen prácticamente a cualquier distancia de la estrella central, lo que hace difícil establecer vínculos con las propiedades estelares. Intentos de asociar las distintas morfologías a tipos estelares y edades son difíciles ya que, a pesar de contar con una gran muestra respecto a algunos años atrás, ésta cuenta con fuertes bias observacionales, favoreciendo la detección de discos extendidos alrededor de estrellas brillantes ([Garufi et al., 2018](#)).

El origen de estas subestructuras no está determinado con certeza. Es probable

que existan varios procesos ocurriendo simultáneamente o en diferentes etapas de la evolución de los discos que produzcan la diversidad de estructuras observadas, entre ellos procesos asociados a la la dinámica del gas y el polvo, a la presencia de planetas gigantes o a cambios en la composición del disco a diferentes distancias de la estrella central. En la siguiente sección se introducirán los conceptos clave para comprender los posibles orígenes de estas subestructuras (ver también [Andrews, 2020](#)).

1.2 Modelos de estructura y evolución

Un disco protoplanetario es un fluido, de gas y polvo, sujeto a la influencia gravitacional de la estrella central. Se puede mostrar analíticamente que, ante la presencia de una viscosidad molecular típica, estos discos tienden a disiparse (principalmente mediante la redistribución del momento angular que produce la acreción del material por la estrella central) en escalas de tiempo de varios órdenes de magnitud mayores que los tiempos de vida de los discos, lo que significa que debe haber distintos procesos que expliquen su rápida disipación además de la viscosidad molecular ([Armitage, 2010](#)). Se han propuesto varios mecanismos que permiten explicar, en mayor o menor medida, estos observables, pero aun no existe evidencia clara y contundente sobre el impacto de cada uno de ellos.

Como la evolución del polvo y el gas están reguladas por procesos distintos gracias a las cualidades físicas diferentes de cada uno, y como inicialmente la proporción de gas es mucho mayor que la de polvo, podemos dividir el estudio entre la evolución de la componente gaseosa del disco y la componente de sólidos (polvo).

1.2.1 Componente gaseosa

La evolución del gas en los discos protoplanetarios está determinada por su interacción con los campos magnéticos de la estrella central y del entorno, así como por la radiación recibida de la estrella central y otras estrellas cercanas. En esta sección introducimos los procesos más importantes que hacen que el gas evolucione, y evidencias observacionales para cada uno de ellos.

Estructura

La distribución de masa para un fluido distribuido simétricamente alrededor de una estrella, asumiendo que se encuentra en equilibrio hidrostático y es verticalmente isotérmico, es (e.g. [Armitage, 2010](#)):

$$\rho_g(z) = \rho_g^0(r) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H_g(r)} \right)^2}, \quad (1.1)$$

donde ρ_g^0 es la densidad en el plano medio del disco, $H_g(r)$ es la escala de altura, definida como $H_g(r) = c_s/\Omega$ donde c_s es la velocidad del sonido en el disco y Ω la velocidad

angular kepleriana ($\Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}}$). Debido a que $H_g(r) \propto c_s$, y como $c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}}$, podríamos asumir que $c_s \propto r^{-\beta}$ debido a que la temperatura de irradiación de la estrella central cae con la distancia, entonces $H_g(r) \propto r^{-\beta+3/2}$. En la figura 1.5 se muestra, en forma esquemática, la distribución de densidad de gas para un ejemplo como el descrito, donde se observa una forma acampanada consecuencia del gradiente radial de temperatura.

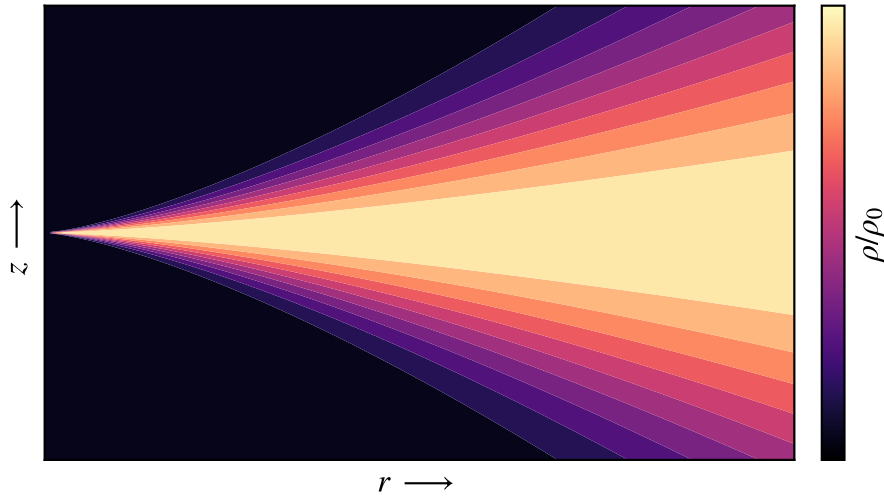


Figura 1.5: Distribución de densidad volumétrica siguiendo el modelo de equilibrio hidrostático y verticalmente isotérmico. La estrella se encuentra a la izquierda de la figura.

El hecho de que la superficie del disco tenga un ancho que varía con la distancia a la estrella tiene consecuencias en el perfil radial de temperatura del disco, el perfil vertical y en los procesos de extracción de masa (que se describen en las secciones siguientes), ya que éstos dependen de la intensidad de la radiación estelar incidente en el disco, que depende del ángulo con que el disco se disponga respecto a la estrella.

Como tratar de describir con precisión la distribución de densidad volumétrica a lo largo del disco y el tiempo requiere modelos magnetohidrodinámicos de muy alto costo computacional, se define la densidad superficial de gas Σ_g , que es la densidad integrada en la dirección vertical $\Sigma_g(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_g(r, z) dz$. En el capítulo 2 se describe la estructura radial de la densidad superficial utilizada en el trabajo.

Inestabilidad magneto-rotacional (MRI)

Un mecanismo capaz de producir la disipación de los discos es la presencia de turbulencia que aumenta la viscosidad cinemática en los mismos. Dado que los discos con rotación diferencial kepleriana son estables frente a perturbaciones hidrodinámicas (e.g.

(Armitage, 2010), dichas turbulencias deben tener origen en la interacción del gas ionizado del disco con el campo magnético externo. Se ha demostrado (Balbus & Hawley, 1991) que la presencia de un campo magnético con intensidad moderada efectivamente introduce turbulencia en discos con rotación diferencial, en el proceso conocido como inestabilidad magneto-rotacional (*Magneto-Rotational Instability*, MRI). Este proceso surge debido a la tendencia del campo magnético de acelerar partículas que son perturbadas hacia radios mayores, y desacelerar a las que son perturbadas hacia radios menores. Si el campo es demasiado intenso, el resultado son oscilaciones alrededor de las líneas de campo, pero si la tensión magnética es moderada el efecto es de potenciar las perturbaciones, conduciendo a la turbulencia.

Asumiendo axisimetría y equilibrio hidrostático se pueden escribir las ecuaciones de Navier-Stokes, lo que resulta en una ecuación de difusión para la densidad superficial:

$$\frac{d\Sigma_g}{dt} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma_g r^{1/2}) \right], \quad (1.2)$$

donde ν es la viscosidad cinemática (o viscosidad turbulenta).

La viscosidad turbulenta ν suele implementarse en modelos numéricos utilizando la parametrización de Shakura & Sunyaev (1973), que consiste en elegir una constante α definida como:

$$\nu = \alpha c_s H_g,$$

donde c_s es la velocidad del sonido y H_g la escala de altura del gas.

La definición de α tiene origen puramente dimensional. La velocidad de la turbulencia no puede superar la velocidad del sonido, ya que de lo contrario existirían ondas de choque que disiparían la energía, hasta que el movimiento se vuelve subsónico. Por otro lado, las fluctuaciones están confinadas en el espesor del disco, limitadas por lo tanto por la escala de altura H_g . α por lo tanto debe ser menor que 1. En la mayoría de los casos, $\alpha \sim 0.001 - 0.01$ reproducen correctamente las tasas de acreción y los tiempos de vida de los discos, y es el valor más frecuentemente adoptado en modelos de evolución viscosa de discos protoplanetarios.

Es posible estimar los valores de α de manera observacional. Por ejemplo, la medición del ensanchamiento de las líneas espectrales es indicativo de una dispersión de velocidades dentro de los discos, que corresponden a un fluido turbulento (e.g. Hughes et al., 2011). Otro indicativo de turbulencias es la distribución vertical de polvo, ya que en discos poco turbulentos se espera que éste se encuentre restringido a un plano fino rodeado por el gas (Dubrulle et al., 1995). Algunos estudios recientes sugieren que los valores de α son menores al valor de 0.01 estipulado anteriormente (e.g. Rosotti, 2023; Pizzati et al., 2023), por lo que este proceso por sí solo no sería suficiente para explicar la evolución de los discos. Además, la necesidad de material ionizado y campos magnéticos para la efectividad de la MRI, hacen que en zonas frías e interiores del disco donde

la resistividad es mayor por la mayor presencia de polvo, así como en regiones alejadas donde la ionización es baja, los efectos no ideales detenga la formación de turbulencias, suprimiendo la acreción. A esta zona del disco se la conoce como zona muerta (Gammie, 1996), y es otro de los problemas para los modelos que se basan en este mecanismo.

Fotoevaporación

La radiación de altas energías proveniente de la estrella central, así como de estrellas externas cercanas al disco, puede acelerar al gas a velocidades mayores que la de escape. Esto sucede para regiones donde el disco no se encuentra fuertemente ligado a la estrella por atracción gravitacional, pero donde la radiación llega con intensidad suficiente. Como consecuencia, en el caso de la fotoevaporación interna (producida por la radiación de la estrella central) este proceso extrae material dentro de una región acotada radialmente, mientras que en el caso de la fotoevaporación externa (producida por estrellas externas al sistema) los efectos pueden ser de truncamiento del disco o producir asimetrías en el mismo.

La radiación capaz de producir la fotoevaporación del disco puede ser de tres tipos: FUV (*Far Ultra Violet*), EUV (*Extreme Ultra Violet*) y rayos X, el tipo más energético. Modelos sugieren que la radiación de rayos X domina la fotoevaporación en estrellas jóvenes de baja masa ($M_{\star} < 1.4M_{\odot}$) (Ercolano et al., 2009; Owen et al., 2011; Kunitomo et al., 2021).

Procesos de fotoevaporación en discos protoplanetarios han sido confirmados para el caso de fotoevaporación externa, a partir de observaciones de estructuras de tipo cometarias en discos que están siendo fotoevaporados por estrellas cercanas masivas (figura 1.6).

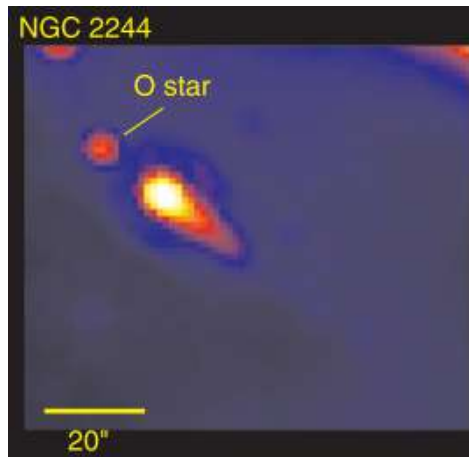


Figura 1.6: Fotoevaporación externa de un disco protoplanetario debido a la cercanía de una estrella tipo O. Adaptado de Balog et al. (2006).

Vientos magnetohidrodinámicos (MHD Winds)

Blandford & Payne (1982) propusieron la posibilidad de que un campo magnético que atraviesa el disco sea capaz de extraer masa en forma de vientos. En presencia de un campo magnético poloidal, podemos asumir que, cerca del disco, las líneas del campo magnético se comportan como alambres rígidos, a través de los cuales las partículas de gas se mueven. Si las líneas del campo están lo suficientemente inclinadas, las partículas pueden vencer la atracción gravitacional y son aceleradas por la fuerza centrífuga. Mientras las líneas de campo son rígidas, las partículas que son despedidas por la fuerza centrífuga están en rotación sólida respecto al disco, por lo que extraen momento angular, produciendo el transporte del material del disco hacia radios menores y por tanto induciendo acreción sobre la estrella central.

Esta visión simplificada de los vientos no es estrictamente precisa, ya que en la realidad los campos magnéticos no se comportan como alambres rígidos, y el motivo por el que las partículas son aceleradas verticalmente no es la fuerza centrífuga sino la presión magnética producida por una variación de la componente toroidal del campo magnético con la altura (Lesur, 2021). Por este motivo se prefiere el término *magnetically driven disk winds* y no *centrifugally driven disk winds*, como fue llamado inicialmente. En la literatura, se puede encontrar este fenómeno bajo los términos *magnetically driven disk winds*, *MHD winds* y *disk winds*.

Es evidente que la intensidad y estructura del campo magnético a lo largo de los discos es una variable determinante en el proceso de los vientos. Sin embargo, es muy poco lo que se sabe al respecto observacionalmente. A partir de análisis de meteoritos en el Sistema Solar, se estiman campos magnéticos con intensidad decreciente con la distancia al Sol, de hasta 0.1G en el interior y 30mG en el exterior, valores suficientes para producir tanto turbulencias como vientos (ver Lesur, 2021, y referencias en el mismo).

Existen fuertes evidencias de la presencia de vientos magnetohidrodinámicos en estrellas jóvenes. En los casos en que es posible resolver el disco espacialmente se observan estructuras de vientos complejas, con varias componentes de velocidad anidadas (ver figura 1.7). En general, en estos casos se observan flujos de alta velocidad ($> 100 \text{ km s}^{-1}$) colimados cerca de la estrella, y componentes de menor velocidad ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) que se extienden a radios mayores con grandes ángulos de apertura. Los primeros se asocian a los jets, que ocurren en objetos de clase 0 y I principalmente, y los segundos a vientos. Estimaciones de la tasa de pérdida de masa por cada una de estas componentes revelan que los vientos transportan masas hasta 50 veces mayores que los jets (ver Pascucci et al., 2023, y referencias en el mismo).

En los casos donde no se ha resuelto espacialmente el espectro, se estudian los corrimientos de las líneas espectrales, que se observa en la mayoría de las estrellas T Tauri clásicas. Distintos surveys han mostrado la alta ocurrencia de componentes de baja velocidad ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$), que a su vez está directamente asociada con las tasas

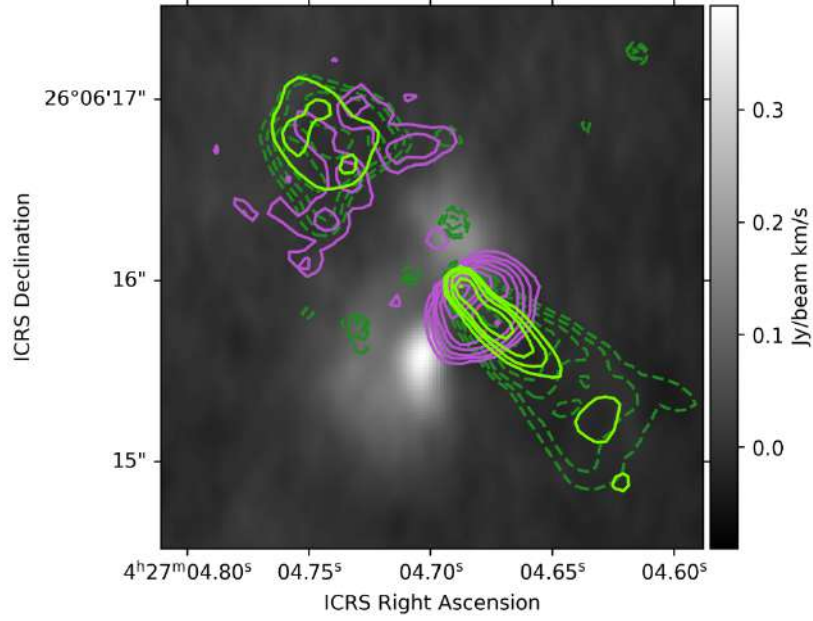


Figura 1.7: Diferentes componentes de velocidad observadas en un objeto clase II. Verde sólido, verde discontinuo y violeta: componente de alta velocidad, con velocidades de entre 100 y 160 km s^{-1} . Escala de grises: componente de baja velocidad ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$), asociada a vientos. Ver [Pascucci et al. \(2023\)](#) y referencias en el mismo.

de acreción estelar (e.g. [Nisini et al., 2018](#)). Mientras tanto, una componente de alta velocidad (hasta 300 km s^{-1}) se observa en el 30 % de las estrellas de hasta 5 Myr ([Nisini et al., 2018](#)), y solo en el 10 % de estrellas de hasta 10 Myr ([Fang et al., 2023](#)). La ubicuidad de la componente de baja velocidad en diversos entornos a distintas edades apoya la posibilidad de que se debe a procesos comunes a la mayoría de las masas y entornos estelares, lo que significaría que es un proceso importante en la evolución general de los discos, y su independencia respecto a la luminosidad de rayos X de la estrella permite pensar que no se trata de material fotoevaporado (e.g. [Fang et al., 2018](#); [McGinnis et al., 2018](#)).

1.2.2 Componente de polvo

La estructura inicial y posterior evolución de la componente de polvo en los discos difiere significativamente de la del gas, por varios motivos:

- El polvo no es directamente afectado por los campos magnéticos en el disco (aunque modifica el nivel de ionización del gas afectando la dinámica del mismo),
- mientras el gas, que se comporta como un fluido, está soportado por el potencial gravitacional y el gradiente de presión, el polvo (en particular las partículas más grandes) solamente está afectado por el potencial gravitacional,

- el polvo tiene la capacidad de crecer en tamaño, cambiando sus propiedades físicas a lo largo del tiempo, lo que finalmente conduce a la formación de sistemas planetarios.

Por lo tanto, para estudiar el polvo tenemos que tener en cuenta tanto las interacciones entre las partículas del polvo así como con el gas.

Asentamiento

En ausencia de gas, cada grano de polvo seguirá una órbita kepleriana, con cierta excentricidad, inclinación y velocidad orbital dada por:

$$\frac{v_p^2}{r} = \frac{GM_\star}{r^2} \quad (1.3)$$

De esta manera, cada partícula de polvo estaría oscilando verticalmente (por la inclinación orbital) y radialmente (debido a la excentricidad) en torno a la órbita circular de radio r . Sin embargo, al estar inmerso en un disco de gas, estas oscilaciones son atenuadas por las fuerzas de fricción con el mismo, efectivamente restringiendo a las partículas a órbitas circulares en el plano medio del disco. Se puede mostrar que la mayoría de las partículas de polvo alcanzan este equilibrio en tiempos del orden de un periodo orbital (e.g. [Birnstiel, 2023](#)).

Como se mostró en la sección anterior, el gas se encuentra en régimen turbulento, lo que introduce un término difusivo en la evolución vertical del polvo, que depende tanto de la intensidad de las turbulencias así como del tamaño de las partículas de polvo. Resolviendo el equilibrio vertical considerando el efecto de asentamiento y el término difusivo de las turbulencias, se puede mostrar que la componente de polvo sigue una distribución vertical similar a la del gas (ver ecuación 1.1):

$$\rho_p(z) = \rho_p^0 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H_p(r)} \right)^2}, \quad (1.4)$$

donde la escala de altura del polvo será (e.g. [Binkert, 2023](#)):

$$H_p(r) = H_g(r) \sqrt{\frac{\alpha}{St + \alpha}}, \quad (1.5)$$

donde St es el número de Stokes, parámetro adimensional definido como $St = \frac{d_{\text{stop}}}{d_{\text{char}}}$, donde d_{stop} es la distancia de frenado de la partícula debido a fuerzas de fricción con el fluido, y d_{char} es la distancia característica del fluido. En el contexto de un grano de polvo inmerso en un disco de gas, el número de Stokes queda: $St = t_{\text{stop}}\Omega$, donde t_{stop} es el tiempo de frenado del polvo. Para partículas pequeñas en el régimen de Epstein¹ t_{stop} es proporcional al radio de las partículas ([Owen et al., 2012](#)).

¹El régimen de Epstein aplica cuando el polvo se mueve afectado por las colisiones moleculares con el gas, ya que el tamaño de las partículas es menor que el camino libre medio de las mismas.

De la ecuación 1.5 se deduce que las partículas más grandes (con números de Stokes grandes) se encuentran confinadas más cerca del plano medio del disco ya que no son afectadas en gran medida por las turbulencias, mientras que las partículas pequeñas se distribuyen a lo alto de todo el disco, bien acopladas a la dinámica del gas. La ecuación 1.5 se utiliza a la hora de estimar observacionalmente el grado de turbulencias de los discos, como se mencionó en la sección anterior, a partir de la relación entre la escala de altura del polvo y la del gas.

Decaimiento orbital

Mientras que la velocidad acimutal del polvo es kepleriana (por la ecuación 1.3), el gas, además de sentir el potencial gravitacional, está siendo soportado por un gradiente de presión:

$$\frac{v_g^2}{r} = \frac{GM_\star}{r^2} + \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial P_g}{\partial r} \quad (1.6)$$

En discos protoplanetarios típicos, en donde la densidad y temperatura decae a medida que nos alejamos de la estrella central, el gradiente de presión es negativo, por lo tanto la velocidad del gas es levemente subkepleriana. Esta diferencia de velocidades produce una fuerza de arrastre sobre el polvo que le quita momento angular continuamente, haciendo que adopte una trayectoria en espiral hacia radios menores, y, finalmente, sea acretado por la estrella.

El fenómeno del decaimiento orbital es un problema en las teorías de formación planetaria ya que puede hacer que todo el polvo sea rápidamente acretado por la estrella, imposibilitando la formación de planetesimales y planetas. Sin embargo existen varios mecanismos que pueden reducir este efecto e incluso invertirlo.

- Si existe una región en el disco donde el gradiente de presión es cero o positivo, el polvo no migrará o incluso aumentará su radio orbital, produciendo acumulaciones del polvo. A la acumulación del polvo en máximos de presión se lo conoce como trampas de polvo (Pinilla et al., 2012).
- Un aumento de la razón polvo-gas a valores cercanos a la unidad produce que el efecto de retroacción del polvo sobre el gas sea dominante, haciendo que no sea el gas quien desacelere el polvo, sino que es el polvo el que acelera el gas (e.g. Dipierro et al., 2018; Gárate et al., 2020), por lo que el polvo deja de migrar hacia la estrella y se producen zonas de acumulación.

Crecimiento

El movimiento acimutal, radial y vertical del polvo hace que sean frecuentes las colisiones, dando lugar al crecimiento del polvo o a su fragmentación, dependiendo de las

velocidades relativas. A grandes rasgos, en una colisión, las partículas pueden:

- adherirse, lo que genera una nueva partícula de mayor masa,
- rebotar, lo que resulta en un intercambio de cantidad de movimiento pero no de masa,
- fragmentarse, lo que produce la pérdida de masa de una de las partículas (o ambas) y la producción de más partículas pequeñas.

La probabilidad de que se de cada uno de los resultados producto de una colisión depende principalmente de la velocidad relativa de las partículas y de la composición de las mismas. En general, una mayor velocidad relativa favorece la fragmentación.

La velocidad radial asociada al decaimiento orbital del polvo debido al gas depende del número de Stokes. En partículas pequeñas, la velocidad radial aumenta con el tamaño. Debido a velocidades relativas más altas para partículas con mayores números de Stokes, el crecimiento del polvo deja de ser efectivo a medida que el tamaño de las partículas aumenta, impidiendo el crecimiento posterior, lo que impone un límite máximo para el tamaño de las partículas que se pueden formar por este mecanismo. Esto agrega un problema para la formación de planetas, además del decaimiento orbital, conocido como barrera de fragmentación.

Sin embargo existen algunos mecanismos que podrían permitir el crecimiento de estas partículas, el más aceptado siendo el colapso gravitacional de parte del disco cuando la razón polvo-gas aumenta hasta valores cercanos a la unidad en zonas de gran acumulación, debido a, por ejemplo, máximos de presión como ya se mencionó. En estas zonas de gran acumulación de polvo pueden darse regiones de altas densidades, desencadenando la *streaming instability* (Youdin & Goodman, 2005; Johansen et al., 2007), que da lugar a la formación de planetesimales (objetos de tamaños kilométricos que dan lugar a la formación de planetas) por colapso gravitacional.

Subestructuras II

Entendiendo cómo el polvo es transportado a lo largo del disco y su vínculo con la distribución del gas, podemos explorar los posibles mecanismos que explican la presencia de zonas de concentración del polvo en objetos clase III, mencionados previamente cuando introdujimos las observaciones de subestructuras. Entre los procesos que permiten producir estructuras se encuentran:

- vaciamiento del gas debido a vientos de fotoevaporación o magnetohidrodinámicos (e.g. Ercolano & Pascucci, 2017; Takahashi & Muto, 2018), que disminuyen la densidad de gas en la región interna de los discos produciendo un máximo de presión entre 10 y 100 ua,

-
- variaciones espaciales en la viscosidad turbulenta, en particular en la zona muerta del disco, modifican el flujo del gas y producen máximos de presión en regiones con bajos α de viscosidad (e.g. [Dzyurkevich et al., 2013](#)),
 - inestabilidades gravitacionales en zonas frías y densas en discos masivos, capaces de producir estructuras en forma de espiral (e.g. [Kratte & Lodato, 2016](#)),
 - la presencia de planetas, en particular planetas gigantes, produce perturbaciones gravitacionales que pueden llegar a abrir una brecha, dependiendo de la masa y las propiedades locales del disco, atrapando polvo en el exterior de dicha brecha (e.g. [Goldreich & Tremaine, 1980](#); [Paardekooper & Mellema, 2006](#)),
 - frentes de condensación, en las líneas de hielo, cambian las propiedades que determinan la tasa de fragmentación de los sólidos. En el caso del H_2O , fuera de la línea de hielo la velocidad límite de fragmentación (la velocidad a partir de la que toda colisión deriva en fragmentación) es mayor, por lo que los tamaños de las partículas son mayores y su decaimiento orbital es más efectivo. Dentro de la línea de hielo, la velocidad límite de fragmentación es menor, por lo que las partículas son más pequeñas, más acopladas al gas, y por tanto su decaimiento orbital es menos efectivo. Esto produce un embotellamiento del polvo cerca de la línea de hielo (e.g. [Drażkowska & Alibert, 2017](#)).

1.3 Discos de escombros

Una vez que el disco, inicialmente de gas y polvo, se ha disipado, lo que resta es un sistema planetario y un disco de escombros, análogo del cinturón de Kuiper. Los discos de escombros están compuestos de cuerpos que van desde tamaños micrométricos hasta planetesimales de tamaños kilométricos. Las observaciones de la emisión y dispersión del polvo, sin embargo, solamente permiten detectar las partículas más pequeñas, por lo que las propiedades que se suelen estudiar de estos discos corresponde a esta población, que es solamente una fracción de la masa total.

La fundamental distinción entre los discos protoplanetarios y los discos de escombros es la masa de polvo presente en los mismos. La figura 1.8 muestra la masa de polvo en los discos en función de la edad, donde se observa una discontinuidad cerca de los 10Myr, característica que se utiliza para definir el límite entre discos protoplanetarios y discos de escombros (e.g. [Wyatt et al., 2011](#)).

Cuando el gas se disipa por completo, la vida del polvo es muy corta debido a fenómenos como la presión de radiación y el efecto Poynting-Robertson, y dado que se observa una masa que no depende de la edad de la estrella a partir de los 10Myr (ver figura 1.8), éste no puede ser primordial para los discos más viejos. Se teoriza que el polvo proviene de colisiones entre objetos que fueron formados en la etapa de disco de

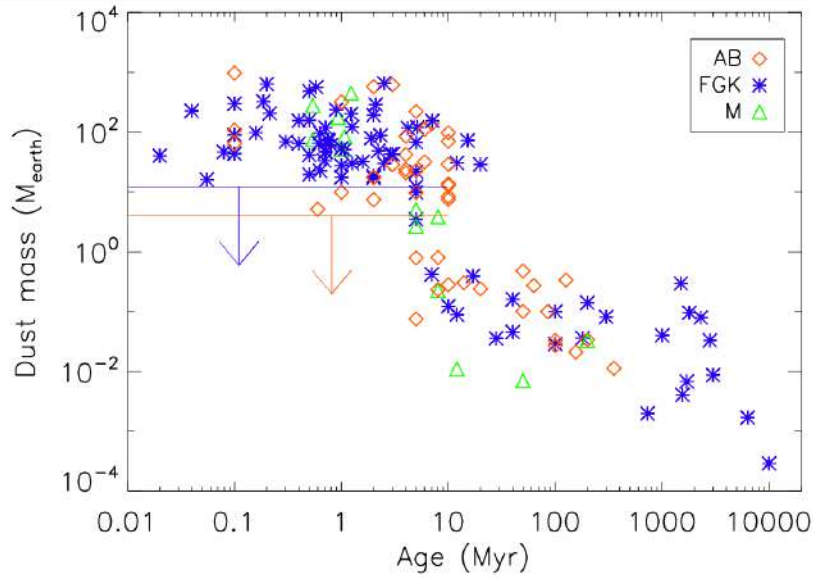


Figura 1.8: Masa de polvo en función de la edad para estrellas con discos protoplanetarios o discos de escombros. Extraído de [Panić et al. \(2013\)](#).

transición ([Wyatt, 2008](#)). Estas colisiones producen partículas pequeñas, de forma que la distribución de tamaños consecuencia de la misma sigue una ley de potencia, llamada cascada colisional:

$$dN \propto a^{-q} da, \quad (1.7)$$

donde a es el tamaño de los granos y q es cercano a 3.5 (e.g. [Dohnanyi, 1969](#); [Wyatt et al., 2011](#)). Simulaciones numéricas e inferencias observacionales indican que q se acerca a dicho valor en discos de escombros (e.g. [Pan & Schlichting, 2012](#)), por lo tanto, la sola existencia de discos de escombros indica que ocurrieron procesos de formación planetaria, por lo menos exitosos en formar objetos desde cientos hasta miles de kilómetros de diámetro.

Los discos de escombros que se detectan alrededor de otras estrellas son mucho más masivos que el correspondiente al Sistema Solar, lo que sugiere que, por limitaciones instrumentales, los discos en realidad sean más comunes de lo que se detecta. Actualmente, la tasa de detección de discos de escombros ronda el 20 %, aunque depende del tipo estelar ([Sibthorpe et al., 2018](#)).

La morfología de los discos puede inferirse a partir de imágenes, ya sea a partir de la emisión del polvo (lo que además permite caracterizar al polvo utilizando la SED), así como con la luz dispersada del disco. Este último también contiene información sobre los ángulos en los que dispersa preferencialmente el disco, y la polarización, permitiendo caracterizarlo (se profundizará en esto en el capítulo 4).

1.3.1 De discos protoplanetarios a discos de escombros

A pesar de que el polvo de los discos de escombros no es primordial, el hecho de que surja de colisiones entre planetesimales ubicados en una región acotada del sistema implica que su formación está vinculada a la formación planetaria, y, por tanto, a la evolución de los discos protoplanetarios en donde se da dicha formación. Entonces las condiciones impuestas por los discos para la formación de sistemas planetarios también imponen las condiciones para la formación de discos de escombros. No obstante, existen estudios sobre la posibilidad de que algunos discos de escombros jóvenes (incluso con edades menores a 10Myr) contengan polvo y gas primordiales, aunque no es el caso para la mayoría de los discos (e.g. [Cataldi et al., 2023](#)).

El pasaje de disco protoplanetario a disco de escombros es un proceso poco entendido. Es probable que diversos factores entren en juego para determinar el estado final de los discos protoplanetarios, incluyendo la presencia de planetas que pudieron haberse formado durante la etapa de transición. [Najita et al. \(2022\)](#) estudian una posible conexión entre los discos estructurados con anillos a grandes distancias de la estrella central ($>40\text{ua}$) y discos de escombros. En dicho trabajo, encuentran que el porcentaje de discos protoplanetarios con anillos a $>40\text{ua}$ es similar al porcentaje de discos de escombros detectados, lo que podría ser un indicador de que los discos de escombros observados provienen de discos protoplanetarios con subestructuras a distancias similares de la estrella central, mientras que estrellas con estructuras más cercanas a la estrella producirían discos de escombros que no son detectables con los instrumentos actuales.

[Michel et al. \(2021\)](#) proponen un escenario en donde los discos de escombros son producto directo de los discos de transición, y son formados a partir de trampas de polvo existentes en la etapa de disco protoplanetario. Argumentan además la posibilidad de la coexistencia de dos vías de evolución, en la que en discos donde no se forman estas trampas de polvo que detengan el rápido decaimiento no se formarían discos de escombros, explicando por tanto la población de estrellas en regiones jóvenes que no presentan este tipo de discos. Además, la consistencia en la posición de los anillos (con semiejes de decenas de unidades astronómicas) indica un posible origen en común para los discos, que implicaría la formación de trampas de polvo en discos protoplanetarios cerca de esa región. Algunas proposiciones estudiadas para la conexión entre discos protoplanetarios y discos de escombros son la presencia de planetas (e.g. [Najita et al., 2022](#)) y la fotoevaporación, en particular para explicar la presencia de gas en algunos discos de escombros (e.g. [Ercolano & Pascucci, 2017](#); [Nakatani et al., 2023](#)).

En este trabajo seguiremos esta línea de investigación considerando la formación de discos de escombros a partir de subestructuras producidas por el efecto conjunto de la fotoevaporación por rayos X y vientos magnetohidrodinámicos, además de la acreción por viscosidad turbulenta y por torque magnético.

Capítulo 2

Simulaciones numéricas

En este capítulo describimos y ponemos a prueba el modelo numérico de evolución de discos de gas y polvo. En 2.1 describimos el modelo adoptado y el método numérico utilizado en su implementación. En 2.3 analizamos las características cualitativas de la evolución de los discos y cómo esta depende de la elección de los parámetros libres y condiciones iniciales.

2.1 Modelo

Utilizamos el código de formación y evolución planetaria en discos de gas y polvo PLANETALP (Guilera & Sándor, 2017; Ronco et al., 2017; Guilera et al., 2019, 2020), tomando como punto de partida el módulo que implementa el proceso de vientos de disco desarrollado en el trabajo de licenciatura (Castro Martínez, 2021). En este trabajo solamente utilizamos los módulos de evolución de gas y polvo, ya que no se estudiará formación planetaria. El esquema de implementación del modelo se muestra en la figura 2.1.

El código resuelve la evolución de densidad superficial de gas y polvo y el perfil de temperatura del disco, partiendo de condiciones iniciales para el perfil de densidad y las características de la estrella central. Los parámetros de entrada describen las características de la estrella central, la distribución inicial de masa del disco y los parámetros físicos que dominarán su evolución. PLANETALP toma esos parámetros para generar el estado inicial del sistema, y luego computa la evolución del gas, las cantidades termodinámicas y la evolución del polvo.

2.1.1 Evolución temporal del disco

Como ya se mencionó en el capítulo 1, la evolución del polvo está condicionada principalmente por su interacción con el gas. En este modelo no tenemos en cuenta los efectos de retroacción del polvo sobre el gas, por lo que para cada paso temporal se resuelve

la evolución del gas y a partir de ella posteriormente se computa la del polvo. Esto permite resolver las ecuaciones separadas, simplificando la implementación del modelo.

Evolución del gas: Se resuelve la ecuación 2.1, que surge de las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (ecuaciones de Navier-Stokes combinadas con las ecuaciones de Maxwell para contemplar la interacción del gas ionizado con el campo magnético en el disco), para discos axisimétricos en equilibrio hidrostático y en presencia de campos magnéticos (la deducción detallada se encuentra en el trabajo de licenciatura, [Castro Martínez \(2021\)](#)). Ver también [Suzuki et al. \(2016\)](#)):

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{3}{r \Omega} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma_g \alpha_{r\phi} c_s^2) \right]}_{(1)} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{\Omega} r \alpha_{\phi z} (\rho_g c_s^2)_{mid} \right]}_{(2)} - \underbrace{C_w (\rho_g c_s)_{mid}}_{(3)} - \underbrace{\dot{\Sigma}_X}_{(4)}, \quad (2.1)$$

① **Acreción viscosa.** Término difusivo que determina la acreción por viscosidad y redistribución de momento angular. Usamos la parametrización estándar de Shakura-Sunyaev: $\nu = \alpha_{r\phi} c_s H_g$ ([Shakura & Sunyaev, 1973](#)), donde $\alpha_{r\phi}$ es el parámetro α presentado previamente.

② **Acreción por torque magnético.** Término advectivo que representa la pérdida de momento angular por el campo magnético, determinado por el parámetro $\alpha_{\phi z}$, que depende de las características y evolución del campo magnético en el disco. Simulaciones magnetohidrodinámicas locales por [Bai \(2013\)](#) mostraron que $10^{-5} < \alpha_{\phi z} < 10^{-3}$ y es proporcional a $\beta^{-0.66}$, donde β es el parámetro beta del plasma¹, es decir:

$$\alpha_{\phi z} \propto \left(\frac{B_z^2}{(\rho_g c_s^2)_{mid}} \right)^{0.66}. \quad (2.2)$$

Esto significa que debemos realizar alguna suposición acerca de la intensidad y evolución del campo magnético. Siguiendo el procedimiento de [Suzuki et al. \(2016\)](#), implementamos dos posibles comportamientos para el campo.

B_z se mantiene constante: En este caso, por la ecuación 2.2, el torque magnético es más efectivo a medida que el disco se dispersa. Como $\rho_g \propto \Sigma_g$, asumiendo un valor inicial para $\alpha_{\phi z}$, se tiene:

$$\alpha_{\phi z} = \min \left(\alpha_{\phi z,0} \left(\frac{\Sigma_g}{\Sigma_{g,0}} \right)^{-0.66}, 1 \right), \quad (2.3)$$

¹El parámetro β se define como la razón entre la presión térmica del fluido y la presión magnética: $\beta \equiv \frac{P}{P_{mag}}$. Como $P \propto \rho_g c_s^2$ y $P_{mag} = \frac{B^2}{8\pi}$, se tiene que $\beta \propto \frac{\rho_g c_s^2}{B^2}$. En los discos se espera que la presión hidrodinámica domine frente a la magnética, esto implica $\beta \gg 1$.

donde $\Sigma_{g,0}$ es la densidad superficial inicial del gas, y $\alpha_{\phi z,0}$ es el valor inicial de $\alpha_{\phi z}$. Este es el escenario que llamaremos “torque dependiente de Σ_g ”.

B_z disminuye a medida que el disco se dispersa: En este caso el torque del campo magnético no aumenta demasiado con la disipación del disco. Podemos suponer como una aproximación que $\alpha_{\phi z}$ se mantiene constante a medida que Σ_g y B_z disminuyen con el tiempo. Este es el escenario “torque constante”.

③ **Pérdida de masa por vientos de disco.** Este término está dominado por el flujo adimensionado C_w . Nuevamente utilizamos la prescripción de [Suzuki et al. \(2016\)](#), donde diferenciamos en dos casos, según cómo sea destinada la energía del disco:

Vientos fuertes (“Strong disk wind”): Este es el límite superior para la pérdida de masa por los vientos, en donde toda la energía gravitacional liberada por la acreción es transferida a los vientos. Realizando el balance energético, se llega a la siguiente prescripción para el parámetro C_w :

$$C_w = \max \left[\frac{3}{r^3 \Omega (\rho_g c_s)_{mid}} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma_g \alpha_{r\phi} c_s^2) + \frac{2c_s}{r\Omega} \alpha_{\phi z}, 0 \right]. \quad (2.4)$$

Vientos débiles (“Weak disk wind”): Para estudiar el límite opuesto, consideramos el límite inferior para el flujo de los vientos, donde solamente el 10 % de la energía es transmitida a los vientos, mientras que el resto es liberada en forma de radiación, calentando el disco.

$$C_w = 0.1 \left[\frac{9\sqrt{2\pi} c_s^2}{2r^2 \Omega^2} \alpha_{r\phi} + \frac{2c_s}{r\Omega} \alpha_{\phi z} \right] \quad (2.5)$$

Estas suposiciones sobre la inversión de la energía en distintos aspectos del disco también tienen implicaciones en la temperatura, que se discutirá en la sección siguiente.

④ **Fotoevaporación por rayos X.** Utilizamos el modelo de fotoevaporación por rayos X de [Owen et al. \(2012\)](#) para estrellas de menos de $2M_\odot$, en donde domina la fotoevaporación por rayos X ([Kunitomo et al., 2021](#)). Este modelo distingue dos regímenes:

Disco primordial: Inicialmente, la radiación de rayos X de la estrella es efectiva provocando un viento en una región limitada del disco, en algunos casos abriendo una brecha y dominando la posterior disipación del disco externo. La tasa de pérdida de masa se escribe:

$$\dot{M}_X = 6.25 \times 10^{-9} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-0.068} \left(\frac{L_X}{10^{30} [\text{erg s}^{-1}]} \right)^{1.14} M_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (2.6)$$

donde L_X es la luminosidad de rayos X de la estrella, que calculamos siguiendo [Bae et al. \(2013\)](#), que escribe $L_X(M_\star)$ como:

$$\log_{10} (L_X [\text{erg s}^{-1}]) = 30.37 + 1.44 \log_{10} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right), \quad (2.7)$$

a partir de mediciones para estrellas de baja masa de [Preibisch & Feigelson \(2005\)](#) y enanas marrones de [Preibisch et al. \(2005\)](#).

Una vez que la parte interna del disco se dispersa, el régimen pasa a ser:

Disco con agujero interno: En este régimen la fotoevaporación alcanza su máximo en el borde interno del disco, donde es recibida la radiación. La tasa de pérdida de masa total es menor respecto al régimen de disco primordial:

$$\dot{M}_X = 4.8 \times 10^9 \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-0.148} \left(\frac{L_X}{10^{-30} [\text{erg s}^{-1}]} \right)^{1.14} M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (2.8)$$

Definimos la creación de un agujero cuando, para todo $r < R_g$, se verifica que $\Sigma_g < 10^{-5} \text{ g cm}^{-2}$, donde R_g es la distancia al gap formado por la fotoevaporación.

La distribución radial del flujo es descrita en detalle en el apéndice B de [Owen et al. \(2012\)](#), y se obtienen a partir de ajustes a los resultados de simulaciones numéricas.

Evolución del polvo: La evolución del polvo está fuertemente acoplada a la del gas, por lo que está determinada por la ecuación de advección-difusión (e.g. [Birnstiel, 2023](#)):

$$\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} = \underbrace{\dot{\Sigma}_p}_{\textcircled{1}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{v}_{\text{drift}} \Sigma_p)}_{\textcircled{2}} + \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r D^* \Sigma_g \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\Sigma_p}{\Sigma_g} \right) \right]}_{\textcircled{3}} \quad (2.9)$$

① Pérdida de masa por formación planetaria y por sublimación del polvo al cruzar la línea del hielo. No estamos estudiando formación planetaria, por lo que solamente tenemos en cuenta la pérdida de masa por sublimación. Consideramos que las partículas que cruzan la línea de hielo desde la parte externa del disco pierden el 50 % de su masa.

② Transporte de masa por decaimiento orbital. La interacción del polvo con el gas produce una migración del mismo hacia el centro del sistema, lo que termina provocando la acreción del polvo. Esto está incluido en el término advectivo, en donde $\bar{v}_{\text{drift}}$ es la velocidad radial media causada por el gas (ver apéndice A de [Drażkowska et al. \(2016\)](#)). El efecto depende del tamaño de las partículas de polvo y de la razón gas-polvo. Utilizamos el modelo de [Weidenschilling \(1977\)](#), donde la velocidad para la especie (tamaño) i es:

$$v_{\text{drift}}^i = \eta v_k \frac{2\text{St}_i}{1 + \text{St}_i^2}, \quad (2.10)$$

donde ηv_k es la diferencia entre la velocidad orbital del polvo y la del gas, y St_i es el número de Stokes de la especie i , calculado mediante la ecuación (Birnstiel et al., 2012):

$$\text{St}_i = \frac{\rho'_p \pi a_i}{2\Sigma_g}, \quad (2.11)$$

donde ρ'_p es la densidad de las partículas de polvo (diferente a la densidad de la distribución de polvo ρ_p), y a_i es el radio de la especie i . La velocidad media es entonces:

$$\bar{v}_{\text{drift}} = \frac{\sum_i \epsilon_i v_{\text{drift}}^i}{\sum_i \epsilon_i}, \quad (2.12)$$

donde ϵ_i es la razón polvo-gas para la especie i .

③ **Difusión del polvo.** Este término está dominado por el coeficiente de difusividad del polvo D^* , que es función de la viscosidad y del número de Stokes:

$$D^* = \frac{\nu}{1 + \overline{\text{St}}^2}, \quad (2.13)$$

donde $\overline{\text{St}}$ es el número de Stokes ponderado por la masa para la distribución de partículas en el disco:

$$\overline{\text{St}} = \frac{\rho'_p \pi \bar{a}_i}{2\Sigma_g}, \quad (2.14)$$

con

$$\bar{a}_i = \frac{\sum_i \epsilon_i a_i}{\sum_i \epsilon_i} \quad (2.15)$$

Para hallar $\overline{\text{St}}$ y $\bar{v}_{\text{drift}}$ se debe calcular la distribución de tamaños de partículas. Esto se realiza teniendo en cuenta el tamaño máximo, que está limitado por la fragmentación debido al decaimiento orbital diferenciado según el tamaño de la partícula y fragmentación por colisiones debidas a movimientos turbulentos y radiales (ver siguiente ítem).

Crecimiento del polvo: La evolución de la densidad superficial del polvo depende de la distribución de tamaños, que está dada por los procesos de crecimiento y fragmentación que fueron presentados en el capítulo introductorio. En este trabajo utilizamos la prescripción descrita en Guilera et al. (2020), a partir de modelos de Drażkowska et al. (2016) y Drażkowska & Alibert (2017). En dicho planteo se considera una distribución de tamaños dada por el aporte de cada tamaño de polvo a la masa total, dado por

el equilibrio entre la coagulación y la fragmentación. La distribución de masa sigue la relación (Birnstiel et al., 2011; Drażkowska et al., 2016):

$$n(m) = C m^{-5/6}, \quad (2.16)$$

con C una constante. Asumiendo una densidad del polvo de 1 g cm^{-3} y de 3 g cm^{-3} fuera y dentro de la línea de hielo respectivamente, la distribución de masas implica una distribución de tamaños entre el tamaño mínimo asumido de $1 \mu\text{m}$ y el tamaño máximo, dado por los límites correspondientes a la fragmentación por colisiones debido a las diferentes velocidades, al decaimiento orbital que afecta de forma diferente a los distintos tamaños del polvo y al crecimiento por coagulación. El tamaño máximo está dado entonces por:

$$a_{\text{max}} = \min(a_{\text{crec}}, a_{\text{frag}}, a_{\text{drift}}, a_{\text{ddf}}) \quad (2.17)$$

donde a_{crec} representa el tamaño máximo dado por el crecimiento del polvo, a_{frag} el tamaño máximo dado por la barrera de fragmentación por movimientos turbulentos del disco, a_{drift} el tamaño máximo dado por la migración de polvo, y a_{ddf} la barrera de fragmentación por diferencia de velocidades radiales, producidas también por la migración diferenciada por cada tamaño.

Crecimiento: El crecimiento por coagulación está regulado por el tamaño inicial ($1 \mu\text{m}$), y la escala de tiempo de crecimiento colisional (Drażkowska et al., 2016):

$$\tau = \frac{1}{z\Omega}, \quad (2.18)$$

donde z es la razón polvo-gas. El tamaño máximo alcanzado por coagulación es:

$$a_{\text{crec}} = r_0 \exp(t/\tau) \quad (2.19)$$

Fragmentación: La fragmentación por el movimiento turbulento del polvo es inversamente proporcional al coeficiente de viscosidad turbulenta, de la forma:

$$a_{\text{frag}} = f_f \frac{2\Sigma_g v_{\text{th}}^2}{3\pi\rho'_p \alpha_{r\phi} c_s^2}, \quad (2.20)$$

donde $f_f = 0.37$ (Birnstiel et al., 2011), y v_{th} es la velocidad umbral de fragmentación del polvo, que es 1 m s^{-1} para el polvo de silicatos, y 10 m s^{-1} para el polvo rico en hielos de agua (50 % silicatos y 50 % hielo).

Decaimiento orbital: La migración del polvo hacia la estrella central depende del gradiente de presión en el disco, ya que de eso depende la velocidad radial del polvo. El tamaño máximo a_{drift} es:

$$a_{\text{drift}} = f_d \frac{2\Sigma_g v_k^2}{\pi \rho'_p c_s^2} \left| \frac{d \ln P_g}{d \ln r} \right|^{-1}, \quad (2.21)$$

donde $f_d = 0.55$ (Birnstiel et al., 2012) y v_k es la velocidad kepleriana.

Fragmentación por decaimiento orbital diferencial: Cuando las turbulencias en el disco son bajas, el límite de fragmentación no está dado por los movimientos turbulentos sino por las diferencias de velocidades radiales entre los distintos tamaños del polvo. El límite está dado por:

$$a_{\text{ddf}} = \frac{4\Sigma_g v_{\text{th}} v_k}{c_s^2 \pi \rho'_p} \left| \frac{d \ln P_g}{d \ln r} \right|^{-1}. \quad (2.22)$$

2.1.2 Temperatura

La temperatura del disco es una cantidad importante ya que define la velocidad del sonido $c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}}$, donde k_B es la constante de Boltzmann, $\mu = 2.34$ es el peso molecular medio asumiendo una composición típica de hidrógeno y helio, y m_H la unidad de masa atómica.

Asumimos que la temperatura en el plano medio del disco está determinada por tres contribuciones, que resulta de la suma de los flujos debidos a distintos procesos de calentamiento del disco:

$$T_{\text{mid}}^4 = T_{\text{irr}}^4 + T_{\text{vis}}^4 + T_{\text{ism}}^4,$$

debidas a la irradiación de la estrella central (T_{irr}), al calentamiento viscoso (T_{vis}) y a la temperatura ambiente de la nube molecular (T_{ism}).

Irradiación de la estrella central: Calculamos la temperatura de equilibrio para discos acampanados iluminados por la estrella central, como se describe en Chiang & Goldreich (1997) (ver también Armitage (2010)):

$$T_{\text{irr}} = T_\star \left[\frac{2}{3\pi} \left(\frac{R_\star}{r} \right)^3 + \frac{1}{2} \left(\frac{R_\star}{r} \right)^2 \left(\frac{H}{r} \right) \left(\frac{d \log H}{d \log r} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (2.23)$$

donde $T_\star$ y $R_\star$ son la temperatura y el radio estelar respectivamente y $\frac{d \log H}{d \log r} = 9/7$.

Calentamiento viscoso: Utilizamos la prescripción para discos ópticamente gruesos de Nakamoto & Nakagawa (1994), donde el aumento de temperatura debido a la viscosidad en el disco es:

$$T_{vis} = \left[\frac{F_{rad}}{2\sigma_{SB}} \left(\frac{3}{8}\tau_R + \frac{1}{2\tau_P} \right) \right]^{1/4}, \quad (2.24)$$

donde σ_{SB} es la constante de Stefan-Boltzmann, τ_R y τ_P las profundidades ópticas de Rosseland y Planck² y F_{rad} es el flujo radiativo a través de un lado del disco. La expresión de F_{rad} depende del régimen de los vientos:

$$F_{rad} = \max \left[-\frac{3}{2r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma_g \Omega \alpha_{r\phi} c_s^2), 0 \right] \quad (\text{Vientos fuertes}) \quad (2.25)$$

$$F_{rad} = 0.9 \left[\frac{9}{4} \Omega \Sigma_g \alpha_{r\phi} c_s^2 + r \Omega \alpha_{\phi z} (\rho_g c_s^2)_{mid} \right] \quad (\text{Vientos débiles}) \quad (2.26)$$

Ambas prescripciones surgen del balance energético en los discos con vientos (Suzuki et al., 2016). El valor de 0.9 proviene de la proporción de energía gravitacional proporcionada al flujo radiativo que calienta al disco (el otro 10% es invertido en lanzar el viento).

La profundidad óptica de Rosseland y Planck se relacionan mediante:

$$\tau_P = \max(2.4\tau_R, 0.5), \quad (2.27)$$

y $\tau_R = \kappa_R \Sigma_g$, con opacidades κ_R dadas por la ley de potencia $\kappa_R = \kappa_i \rho_g^a T^b$, con κ_i , a y b de Bell & Lin (1994). La relación entre τ_R y τ_P surge de Nakamoto & Nakagawa (1994), y el límite inferior de 0.5 para discos ópticamente delgados, de forma que en ese caso:

$$T_{vis} \rightarrow \left(\frac{F_{rad}}{2\sigma_{SB}} \right)^{1/4} \quad (2.28)$$

Temperatura ambiente de la nube molecular: Se asume una temperatura de fondo del medio interestelar:

$$T_{ism} = 10\text{K}$$

2.1.3 Perfil inicial de gas y de polvo

Siguiendo Andrews et al. (2010) utilizamos un perfil radial de densidad superficial de gas:

²La profundidad óptica de Rosseland se define como $\tau_R = \kappa_R \Sigma$, donde κ_R es la opacidad de Rosseland, y describe medios ópticamente gruesos ($\tau_R \gg 1$), donde es válida la aproximación de dispersión. La profundidad óptica de Planck es $\tau_P = \kappa_P \Sigma$, válida para medios ópticamente delgados ($\tau_R \ll 1$), donde son más significativos los procesos de emisión de las partículas de todo el disco en la radiación de la superficie.

$$\Sigma_g(r) = \Sigma_g^0 \left(\frac{r}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(r/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (2.29)$$

donde Σ_g^0 es un parámetro de normalización:

$$\Sigma_g^0 = \frac{(2 - \gamma)M_g}{2\pi R_c^2}, \quad (2.30)$$

con M_g la masa total de gas y R_c el radio característico del disco. En todos los casos se tomó $\gamma = 0.9$ ya que se comprobó que la evolución es débilmente dependiente de este parámetro, debido a que el perfil converge a $\gamma = 0.9$ en los primeros 10^5 años en un amplio rango de condiciones iniciales (Gómez, 2023). El perfil de la ecuación 2.29 se definió entre un radio interno R_{int} y un radio externo $R_{\text{ext}} = 1000\text{ua}$. El radio interno del disco se calculó como el radio de corrotación estelar, ya que el disco está truncado debido a la acreción magnetosférica. Observaciones indican que el periodo de rotación de estrellas jóvenes se encuentra entre 0.5 y 10 días (Emsenhuber et al., 2021). El radio interno lo aproximamos entonces como:

$$R_{\text{int}} = 0.1 \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{1/3}, \quad (2.31)$$

para un periodo de rotación estelar de 10 días.

Como el polvo está inicialmente bien acoplado al gas, imponemos una distribución similar, teniendo en cuenta que más allá de la línea del hielo hay más sólidos, por lo que la razón polvo-gas aumenta. La densidad de polvo inicial entonces resulta:

$$\Sigma_p(r) = \eta(r)z_0\Sigma_g(r), \quad (2.32)$$

donde z_0 es la razón polvo-gas inicial ($z_0 = 0.01$), y $\eta(r)$ es el factor que da cuenta de la sublimación de hielos, y vale:

$$\eta = \begin{cases} 1 & \text{si } r > R_{\text{ice}} \\ 1/\beta & \text{si } r < R_{\text{ice}} \end{cases}, \quad (2.33)$$

donde $\beta = 2$ (Lodders, 2003) y la posición de la línea de hielo R_{ice} se define como el radio en el que la temperatura del disco cae a menos de 170K, la temperatura de condensación del agua (e.g. Lecar et al., 2006).

2.1.4 Flujos de masa

Una de las propiedades fundamentales para estudiar la evolución de los discos es la tasa de acreción de material hacia la estrella central, y los flujos de pérdida de masa debidas a vientos. Para estudiar estas cantidades calculamos los flujos de masa en la dirección radial y vertical.

El flujo radial se calcula mediante la ecuación (Weder et al., 2023):

$$\dot{M}_{rad}(r) = \frac{6\pi}{r\Omega} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma_g \alpha_{r\phi} c_s^2) + \frac{4\pi}{\Omega} r \alpha_{\phi z} (\rho_g c_s^2)_{mid}, \quad (2.34)$$

donde el primer término corresponde a la acreción por la viscosidad y el segundo a la acreción por el torque de los vientos.

La tasa de acreción por viscosidad surge de calcular el flujo radial de masa de gas $\dot{M}_{vis} = 2\pi r \Sigma_g V_{r,vis}$, donde la velocidad radial del gas está dada por (v.g. ec. 16 en Gárate et al. (2020)):

$$V_{r,vis} = \frac{3}{\Sigma_g \sqrt{r}} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma_g \sqrt{r}) \quad (2.35)$$

Sustituyendo las definiciones correspondientes se llega a la ecuación 2.34. La tasa de acreción total se calcula como el resultado de la ecuación 2.34 evaluada en el borde interno del disco.

La tasa de acreción por torque se deduce de la misma manera, usando la velocidad radial del gas inducida por el torque magnético (ver Suzuki et al., 2016):

$$V_{r,tor} = \frac{2}{\Sigma_g \Omega} \alpha_{\phi z} (\rho_g c_s^2)_{mid} \quad (2.36)$$

Por otra parte, el flujo vertical de densidad superficial asociado a los vientos de disco y a la fotoevaporación se calcula mediante la ecuación:

$$\dot{\Sigma}_{vert}(r) = \Sigma_g c_s C_w + \dot{\Sigma}_X, \quad (2.37)$$

donde el primer término corresponde al flujo de los vientos de disco y el segundo al de la fotoevaporación, descrito en el apéndice B de Owen et al. (2012). La tasa de pérdida de masa total por los vientos es entonces la suma de $\dot{\Sigma}_{vert}$ a lo largo de todo el disco, mientras que el flujo de masa por fotoevaporación se calcula a partir de las ecuaciones 2.6 y 2.8.

2.2 Implementación numérica

El modelo 1D del disco se resuelve en un grillado logarítmico de 2000 bins, entre el radio interno R_{int} y 1000ua. La ecuación 2.1 se resuelve mediante un esquema implícito Crank-Nicolson, cuya solución se reduce a resolver una matriz tridiagonal. Se implementan las condiciones de borde de Suzuki et al. (2016), asumiendo torque cero en los bordes. El desarrollo del esquema numérico de esta ecuación se encuentra en Gómez (2023) y Castro Martínez (2021). La ecuación 2.9 se resuelve mediante un esquema implícito en diferencias finitas. Para la distribución de tamaños del polvo se utilizan 200 bins de tamaños. El perfil de temperatura se resuelve mediante el método de bisección en cada punto del disco.

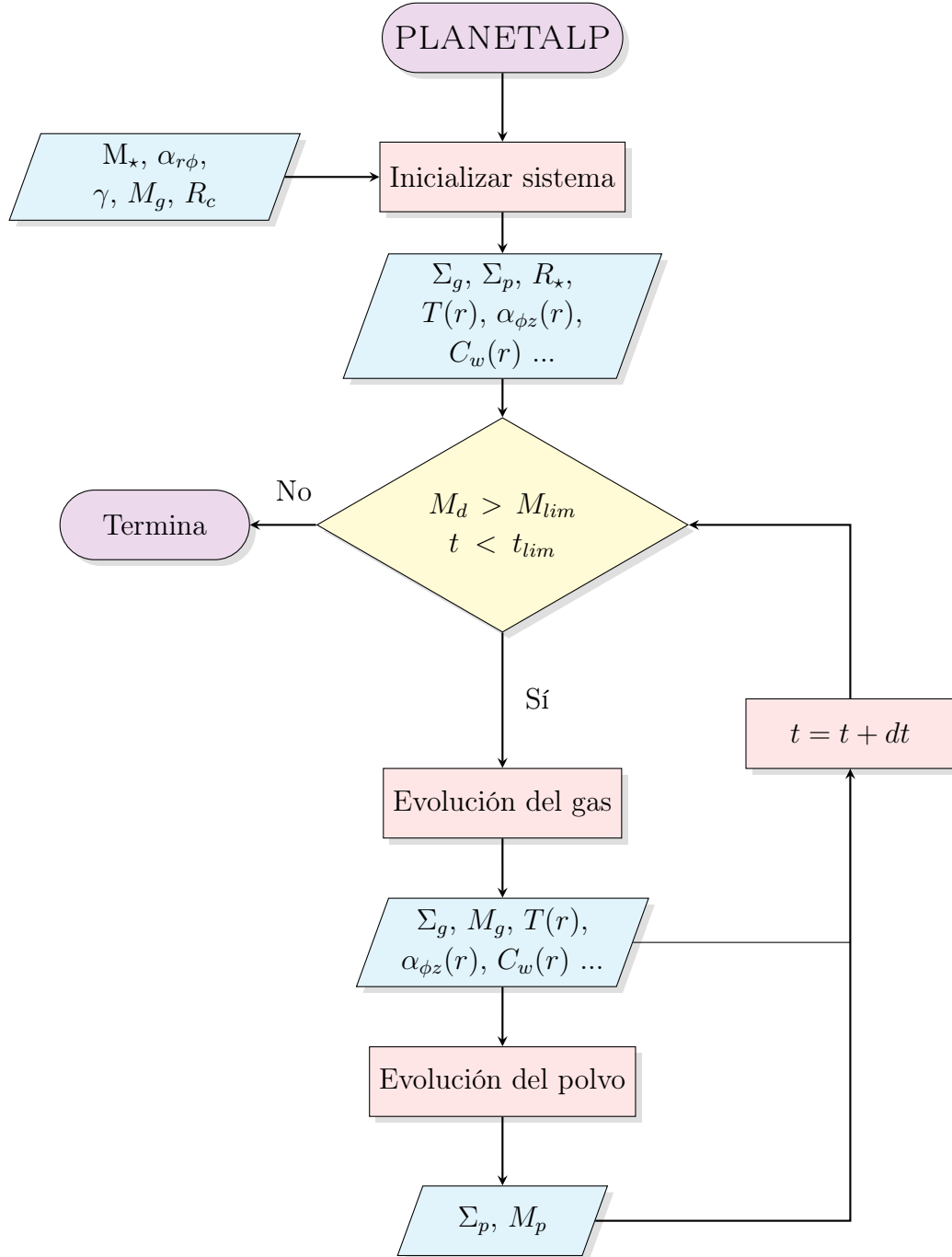


Figura 2.1: Diagrama de flujo del código PLANETALP.

2.3 Características cualitativas de la evolución

En esta sección exploramos cualitativamente la evolución de discos de gas y polvo a partir del modelo descrito, en un disco con las características detalladas en la tabla 2.1, frente a distintos procesos. En 2.3.1 estudiamos el modelo estándar de viscosidad y fotoevaporación, en 2.3.2 viscosidad y vientos de disco, y en 2.3.3 viscosidad, vientos de disco y fotoevaporación.

Propiedad	Disco de ejemplo
$M_{\star}$	$0.5 M_{\odot}$
M_g	$0.1 M_{\star}$
R_c	20 ua
γ	0.9

Cuadro 2.1: Características del disco de ejemplo y la estrella central utilizadas para explorar cualitativamente la evolución de los discos.

2.3.1 Viscosidad y fotoevaporación

Diversos trabajos previos reúnen las características de los discos de gas que evolucionan por los procesos de viscosidad y fotoevaporación, en particular, utilizando el modelo de PLANETALP (e.g. Guilera & Sándor, 2017; Venturini et al., 2020; Gómez, 2023). En general, la fotoevaporación abre un gap en la región central del disco (ver figura 2.3), induciendo la rápida acreción de la parte interna y posterior fotoevaporación de la parte externa. Esta vía de evolución se conoce como disipación de adentro hacia afuera (Chiang & Murray-Clay, 2007). A continuación resumimos los principales aspectos que la caracterizan.

Formación de brecha

La brecha (o gap) producida por la fotoevaporación se forma en los primeros millones de años, a distancias de algunas unidades astronómicas de la estrella. La posición del gap depende principalmente de la masa estelar, ya que es la que determina la luminosidad de rayos X y el campo gravitacional que define la distancia en la que la fotoevaporación extrae material. La figura 2.2 muestra el flujo de masa de fotoevaporación como función de la distancia y el tiempo para el disco de ejemplo. Durante los primeros 2Myr el perfil del flujo se mantiene inalterado (correspondiente al régimen de disco primordial), y cuando se termina de vaciar el disco interno el régimen pasa a ser de disco con

agujero, donde la zona de fotoevaporación se desplaza junto con el borde interno del disco, disminuyendo la tasa de pérdida de masa conforme el disco se aleja debido a la debilitación de la radiación recibida.

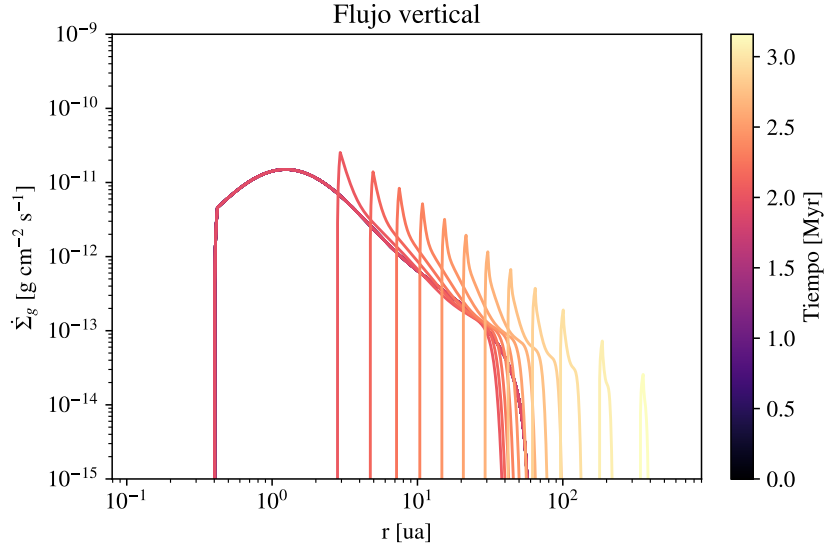


Figura 2.2: Flujo de masa debido a la fotoevaporación para el disco de ejemplo. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.

En la figura 2.3 se muestran los perfiles de densidad superficial de gas y polvo para distintos valores de $\alpha_{r\phi}$. Una vez que se abre el gap, el disco queda dividido en una parte interna (que es acretada debido a la viscosidad) y externa (que es fotoevaporada y se expande por efecto de la viscosidad). La escala de tiempo en la que desaparece la parte interna corresponde a la escala de tiempo viscosa. Si $\alpha_{r\phi}$ es muy alto, el disco interno es acretado en pocos cientos de miles de años, mientras que si $\alpha_{r\phi}$ es muy bajo el disco interno puede llegar a estar presente algunos millones de años.

Acumulación de polvo

Si bien la fotoevaporación actúa fundamentalmente en el gas, el polvo sigue una evolución similar. La diferencia más notoria es la gran acumulación de polvo en las regiones donde el gas disminuye su densidad a medida que es dispersado.

En los primeros cientos de miles de años, el polvo es transportado hacia la estrella por su interacción con el gas, produciendo una mayor densidad superficial de polvo cerca de la estrella. Esta acumulación se acentúa en los casos con viscosidad baja debido a la mayor presencia de partículas más grandes, que son más afectadas por el gas y migran más eficientemente. Una vez que la fotoevaporación abre el gap en el gas, el polvo que quedó en el disco interno es acretado junto con el gas (o crece para formar planetesimales y/o planetas en el caso que la razón polvo-gas alcance valores significativos). El polvo restante que queda en el disco externo se acumula formando picos de densidad cerca

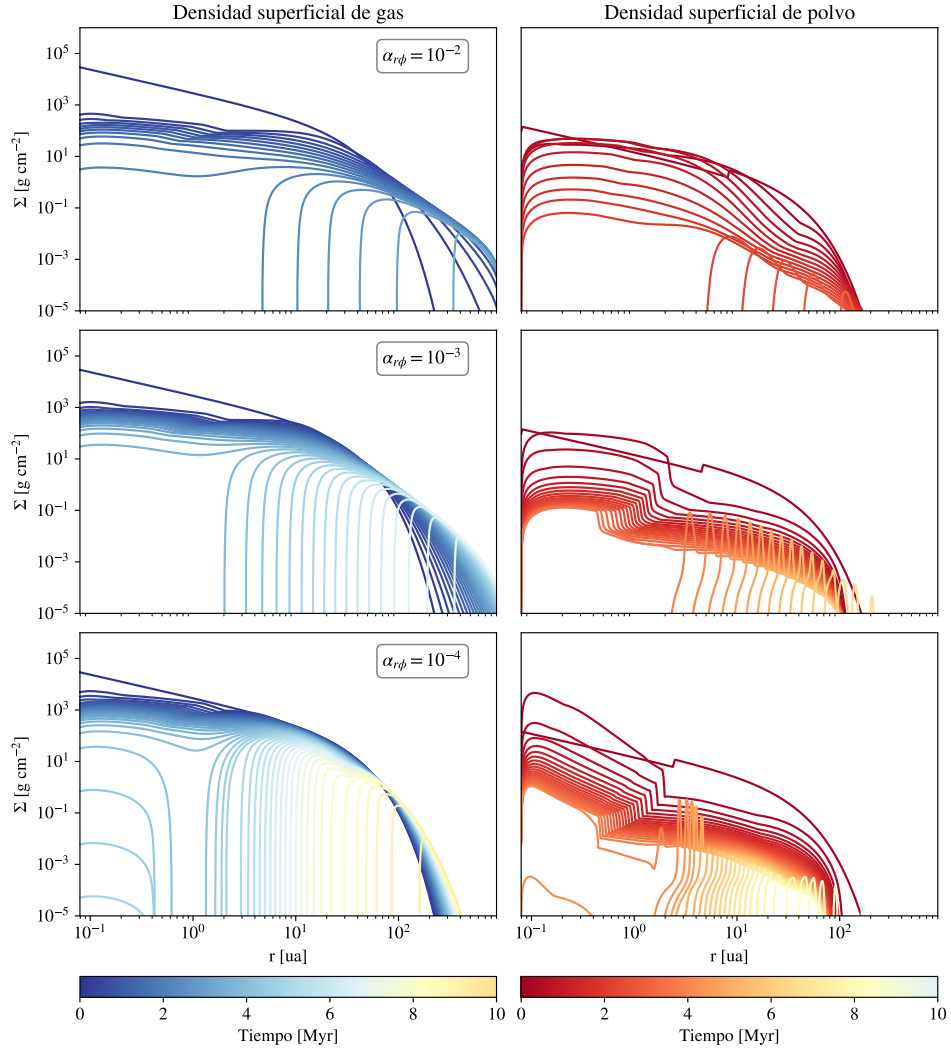


Figura 2.3: Perfiles de densidad superficial de gas (izquierda) y de polvo (derecha) para el disco de ejemplo, evolucionando exclusivamente por viscosidad y fotoevaporación, según los modelos descritos, con $\alpha_{r\phi} = 10^{-2}$ (arriba), $\alpha_{r\phi} = 10^{-3}$ (medio) y $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$ (abajo). Se grafican los perfiles cada 0.2Myr.

del gap, debido a la caída abrupta en la densidad de gas que actúa de trampa de polvo, deteniendo su migración. El polvo adopta entonces un perfil en forma de anillo con una alta densidad en el borde interno y una caída suave hacia el exterior, siendo el pico de densidad más pronunciado cuando el coeficiente viscoso es menor debido a su proporcionalidad con el coeficiente difusivo del polvo D^* .

Radio externo

Debido al intercambio de momento angular en el gas, si $\alpha_{r\phi}$ es alto el tamaño del disco aumenta significativamente con el tiempo. Esto no solo afecta a la extensión del gas (que

puede llegar a ~ 1000 ua para el disco del ejemplo), sino que también define la posición del anillo de polvo. Sin embargo, se observa que la máxima distancia al anillo es similar para todo $\alpha_{r\phi}$, ya que si bien el caso con $\alpha_{r\phi}$ alto se expande más rápido, también se disipa más rápido, mientras que el caso con $\alpha_{r\phi}$ bajo se expande más lentamente pero por un tiempo más prolongado. Para un tiempo dado, el anillo de polvo con la viscosidad más alta alcanza distancias de dos órdenes de magnitud mayor que el correspondiente a menor viscosidad.

2.3.2 Viscosidad y vientos de disco

El modelo utilizado de vientos de disco se basa en el trabajo de [Suzuki et al. \(2016\)](#), por lo que se pueden encontrar algunos resultados en dicho trabajo. En [Tabone et al. \(2022a\)](#) se realiza un estudio analítico. Ambos casos solamente muestran resultados para la evolución del gas. En esta sección mostramos una mayor cantidad de casos, incluyendo distintas viscosidades, torques y vientos, ampliando los resultados de los trabajos mencionados, incluyendo además la evolución del polvo. A partir del disco de ejemplo, tomamos viscosidades $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ y torques $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}$ (en los casos de torque constante y torque dependiente de Σ_g), en los regímenes de vientos fuertes (Strong) y débiles (Weak).

Flujos radial y vertical

A modo de ejemplo, en la figura 2.4 se muestran los flujos de masa y densidad superficial para el caso de vientos fuertes y torque constante con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}$. Se observa que la mayoría de la masa es acretada hacia la estrella, mientras que una pequeña porción del disco lejos de la estrella se desplaza hacia afuera, debido a la viscosidad. Los vientos de disco extraen masa eficientemente desde regiones internas, produciendo, en algunos casos, un perfil de densidad de gas con un gradiente positivo, en particular en los primeros cientos de miles de años. Observaciones muestran que los vientos de baja velocidad (asociados a los vientos de disco) son eyectados hasta distancias de decenas de unidades astronómicas de la estrella (e.g. [Pascucci et al., 2023](#), y referencias en el mismo). En particular, inferencias del radio máximo de origen de los vientos (en una muestra pequeña, en los que es posible inferir esta propiedad) sugieren que la zona desde la que los mismos son eyectados se acota a medida que el disco evoluciona, lo que concuerda también con los resultados de nuestras simulaciones.

Perfiles de gas y polvo

Dependencia con $\alpha_{\phi z}$. En las figuras 2.5 y 2.6 se muestran los perfiles de gas y de polvo con una viscosidad $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$, para todos los casos de vientos y torques. En los casos con torque dep. de Σ_g la parte interna del disco se disipa más rápidamente que

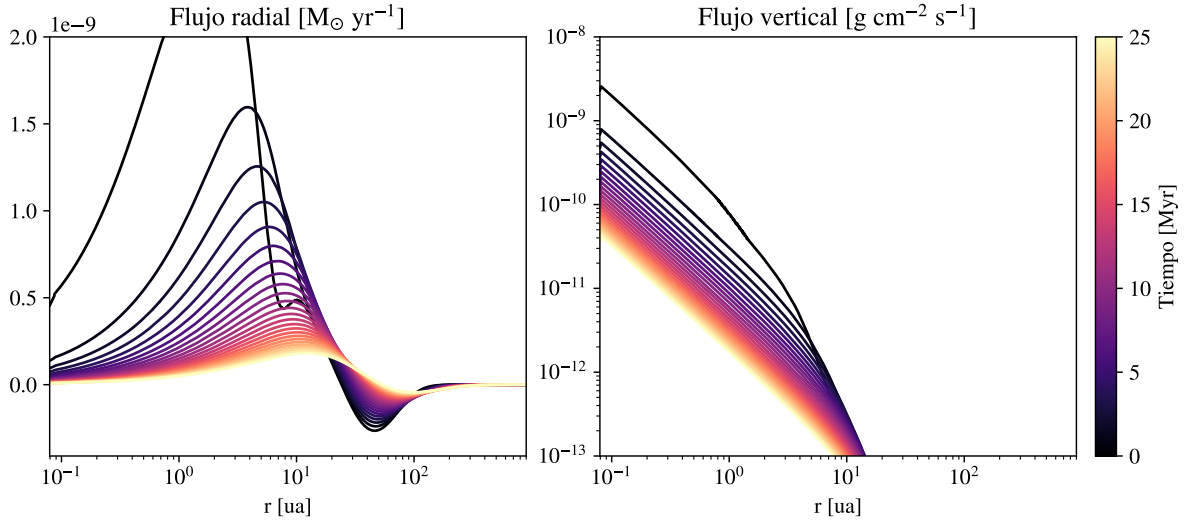


Figura 2.4: Perfiles de flujos de masa radial (izquierda), dados por la viscosidad y el torque magnético, y vertical (derecha), dado por los vientos de disco, a lo largo del tiempo, para el caso vientos fuertes, torque constante $\alpha_{\phi r} = 10^{-5}$. Se grafican los perfiles cada 1Myr.

la parte externa, formando, en algunos casos, anillos con el gas y polvo remanente a tiempos de algunos millones de años. En los casos con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-4}$, si bien se forman anillos de gas, no se forman anillos de polvo, ya que la evolución es demasiado lenta y por lo tanto cantidades significativas de gas están presentes durante el tiempo suficiente para que todo el polvo sea acretado. En el caso con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$, con vientos fuertes, tampoco se forman los anillos ya que la disipación del gas es demasiado rápida, y el perfil de polvo deja de evolucionar una vez que el gas se ha disipado. El único caso que muestra la formación de anillos de polvo es el caso con vientos débiles, torque dependiente de Σ_g y $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$. Esto indica que las condiciones para la formación de estructuras en el polvo a partir de un disco que evoluciona exclusivamente por vientos de disco y viscosidad son muy restringidas, y no es un resultado obvio de este tipo de evolución.

A diferencia de la evolución con viscosidad y fotoevaporación, en la mayoría de los casos con vientos de disco el modo de disipación es de afuera hacia adentro, en particular cuando el coeficiente de torque es alto, ya que una gran cantidad de material es transportado hacia la estrella central, haciendo que la mayor parte del material sea acretado.

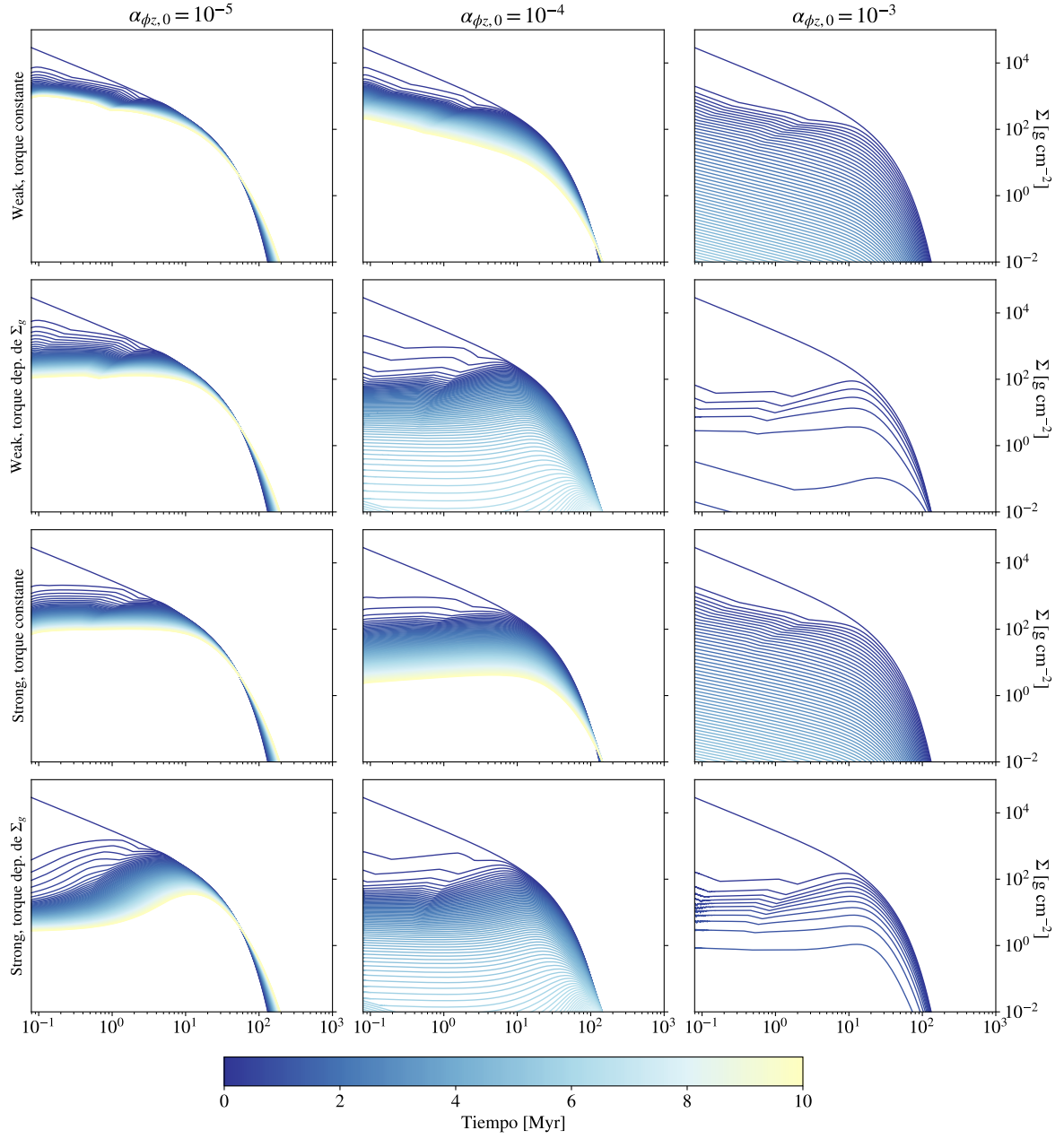


Figura 2.5: Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad fijo en $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.

Dependencia con $\alpha_{r\phi}$. En las figuras 2.7 y 2.8 se muestran los perfiles para distintos valores de viscosidad, en el caso de vientos débiles. El efecto de altos valores de viscosidad es acelerar la disipación del disco y aumentar el radio externo del gas. La evolución del polvo cambia significativamente con el parámetro de viscosidad. Debido a que la difusión es mayor, se suaviza la discontinuidad producida por la línea de hielo, y

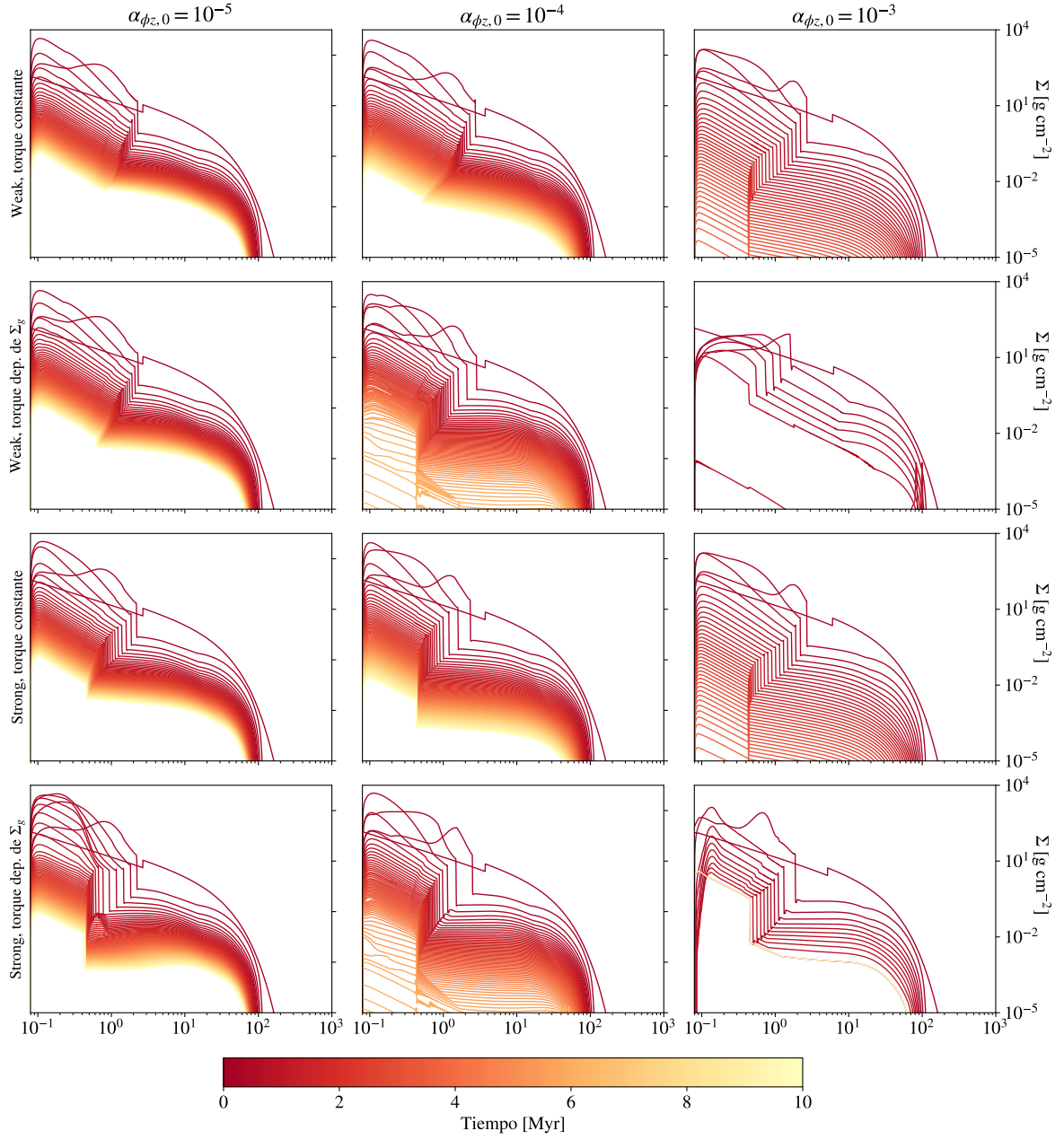


Figura 2.6: Igual que 2.5 pero con perfiles de polvo.

además una mayor velocidad turbulenta reduce el tamaño máximo definido por la fragmentación, haciendo que sean más abundantes las partículas pequeñas más acopladas al gas y por tanto migren menos hacia la estrella (notar que la baja viscosidad favorece altas concentraciones de polvo cerca de 0.1ua).

Nuevamente se observa la formación de anillos en los casos con torque dep. de Σ_g , con $\alpha_{\phi_z,0} = 10^{-3}$. La alta viscosidad acentúa este fenómeno, ya que retiene una mayor cantidad de material en el disco externo por lo tanto formando anillos más masivos.

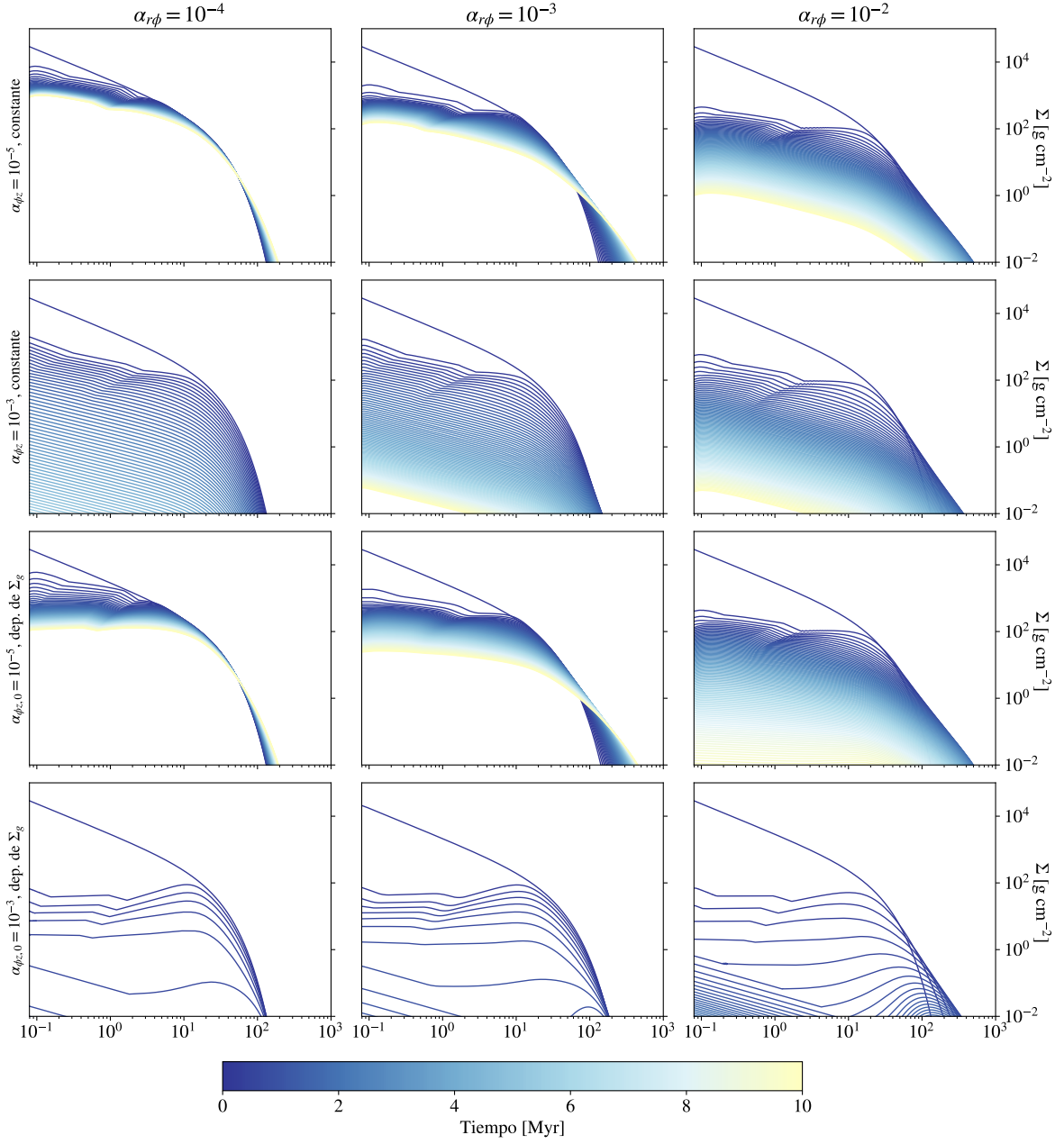


Figura 2.7: Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad variable, en el caso con vientos débiles. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.

2.3.3 Viscosidad, vientos de disco y fotoevaporación

Este caso fue implementado por [Kunitomo et al. \(2020\)](#), para un disco de gas como el de [Suzuki et al. \(2016\)](#), encontrando algunas de las cualidades de la evolución que presentamos en este trabajo. [Weder et al. \(2023\)](#) realizan un análisis de síntesis poblacional, y también presentan algunos perfiles de ejemplo, para un valor único de viscosidad. Nue-

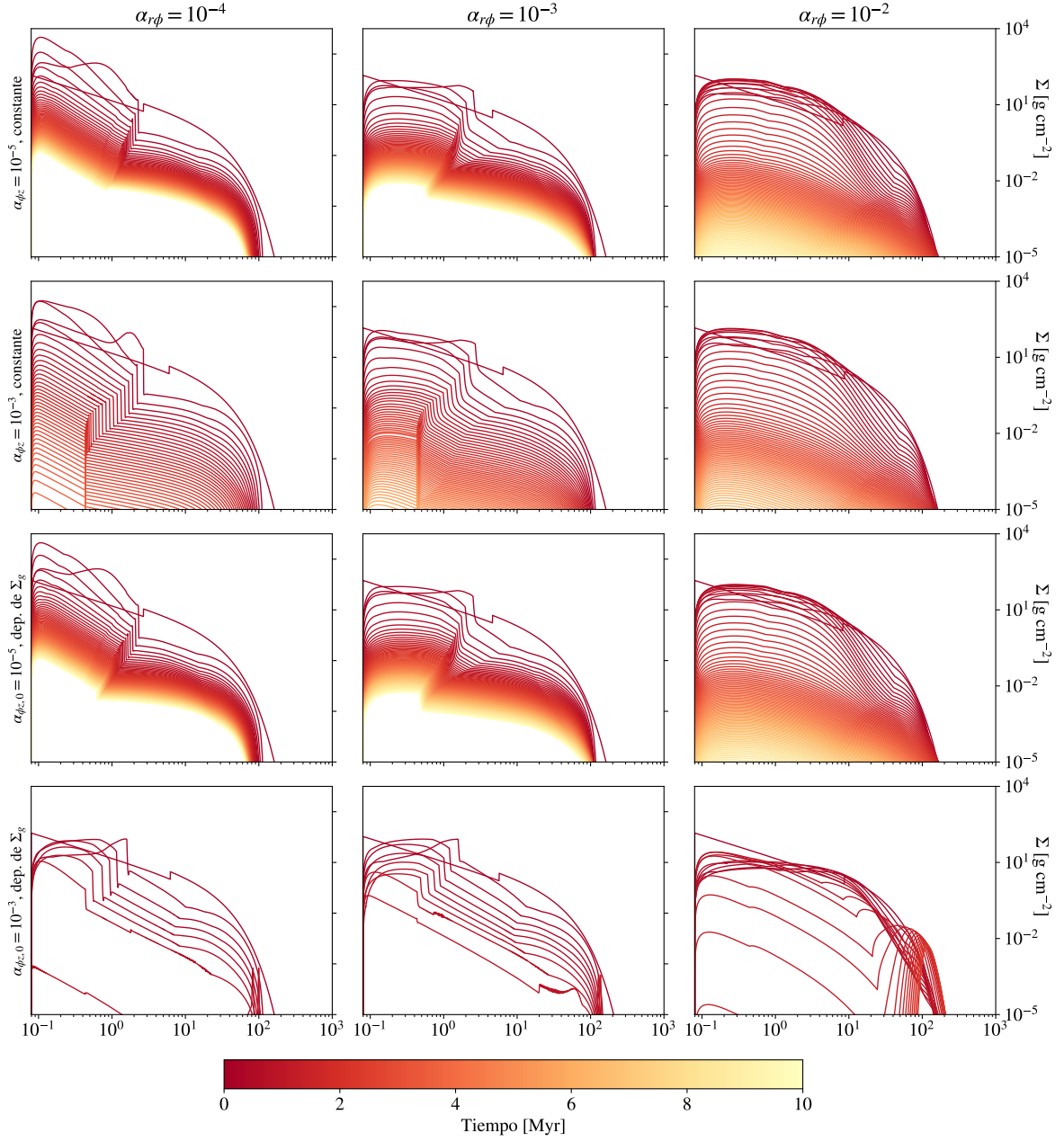


Figura 2.8: Igual que 2.7 pero con perfiles de polvo.

vamente, ampliamos la discusión a la componente de polvo y a distintos parámetros de los vientos y de la viscosidad.

Agregando la fotoevaporación, los tiempos de vida son menos dependientes del flujo de los vientos y son altamente dependientes de los parámetros de viscosidad y de torque. Esto se debe a que en nuestro modelo la fotoevaporación por rayos X actúa durante toda la vida del disco, con una tasa de pérdida de masa casi constante (ya que se asume que la luminosidad estelar no cambia), mientras que los vientos disminuyen su intensidad

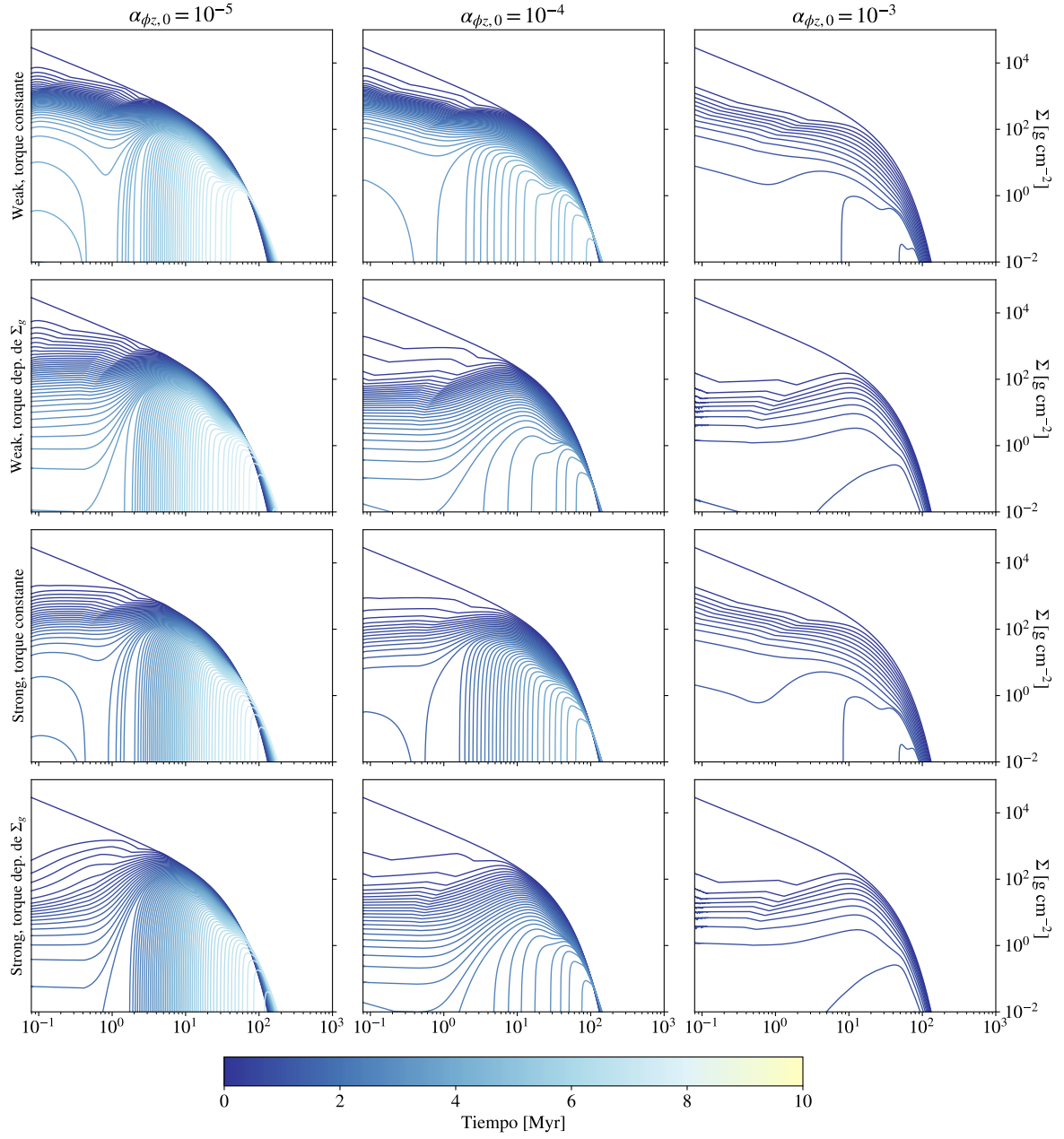


Figura 2.9: Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad fijo en $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.

con el tiempo. La acreción debida al torque y viscosidad se detiene una vez que la parte interna del disco se disipa (figura 2.13), y continúan actuando la fotoevaporación y los vientos, aunque estos últimos en mucha menor medida ya que el campo magnético es más eficiente retirando material de la parte interna del disco.

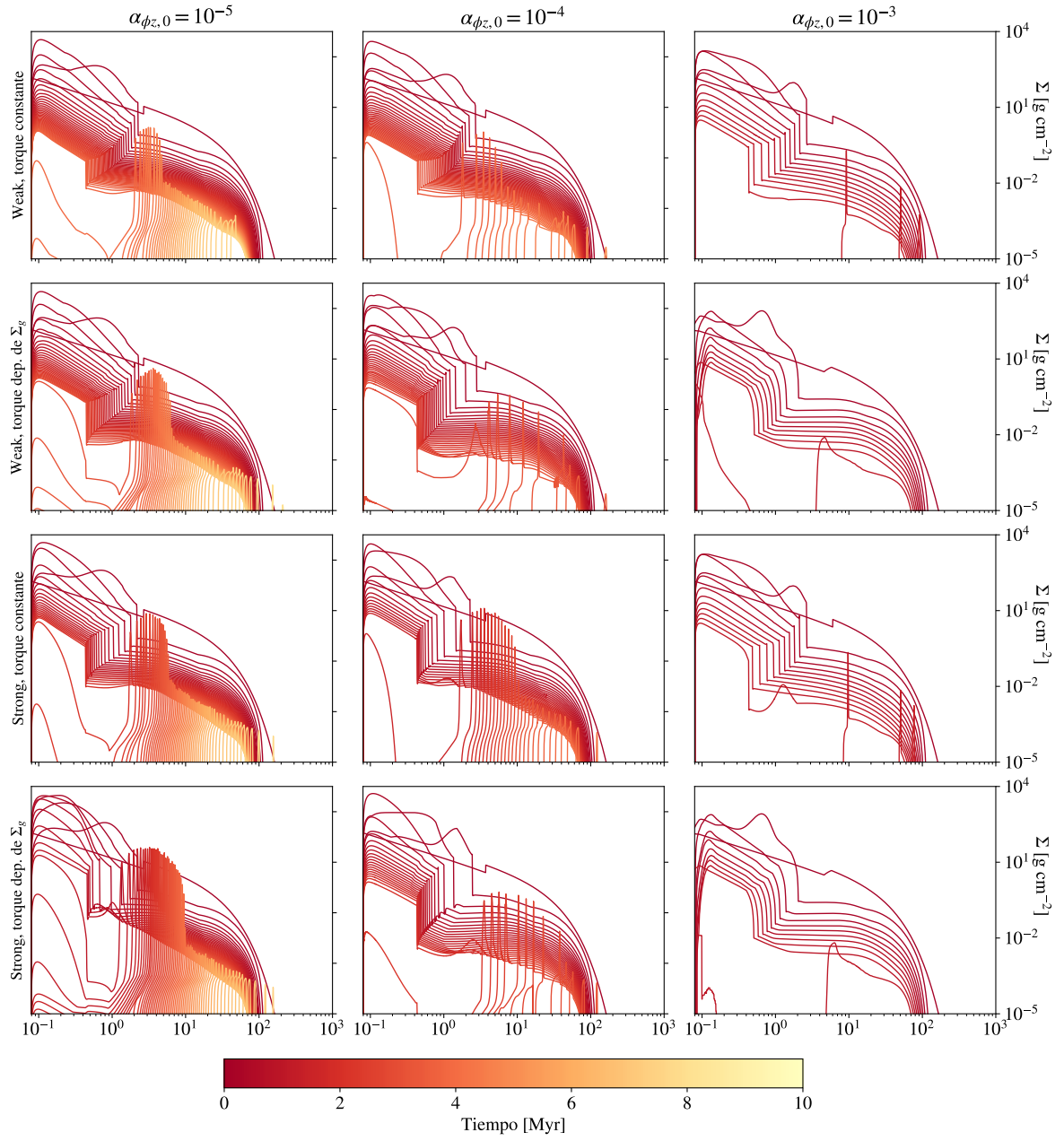


Figura 2.10: Igual que 2.9 pero con perfiles de polvo.

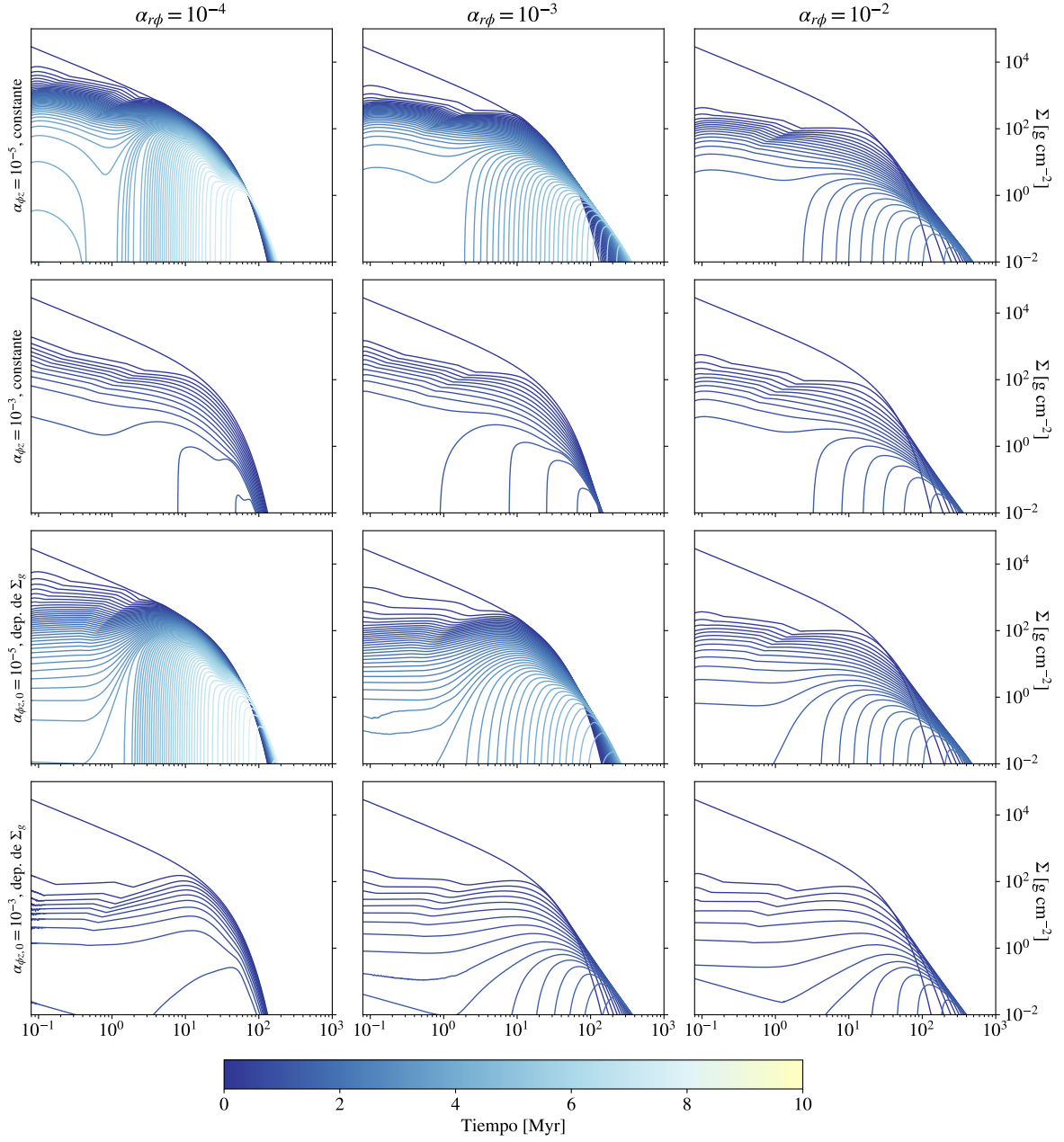


Figura 2.11: Perfiles de densidad superficial de gas para los distintos casos del ejemplo estudiado, con el coeficiente de viscosidad variable, en el caso de vientos débiles. Se grafican los perfiles cada 0.1Myr.

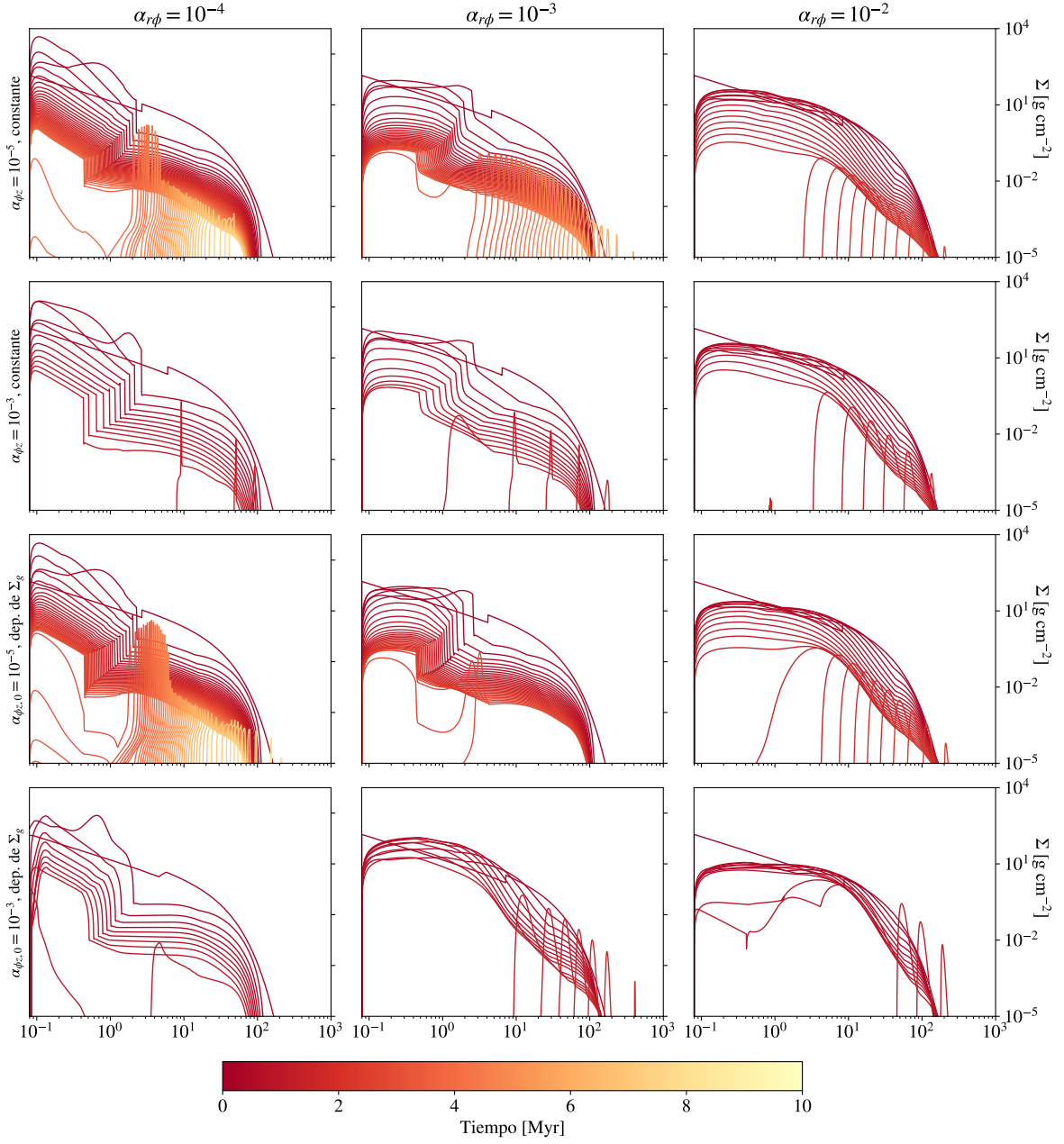


Figura 2.12: Igual que 2.11 pero con perfiles de polvo.

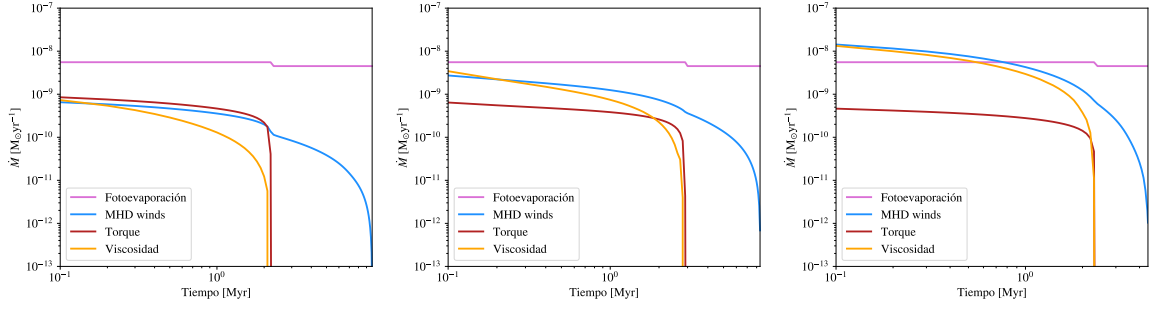


Figura 2.13: Tasas de pérdida de masa para el caso Weak, torque dep. de Σ_g , $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}$, con distintos valores de viscosidad. De izquierda a derecha: $\alpha_{r\phi} = 10^{-2}$, $\alpha_{r\phi} = 10^{-3}$, $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$. Notar que al cambiar el parámetro de viscosidad no solo la acreción viscosa cambia, sino que también lo hacen los vientos ya que dependen de la energía gravitacional liberada por la acreción (ecuación 2.5)

Capítulo 3

Síntesis poblacionales

En este capítulo presentamos los resultados de las síntesis poblacionales de discos de gas y polvo. Este tipo de estudio implica realizar un gran número de simulaciones con el objetivo de reproducir, a nivel estadístico, las propiedades observacionales de la población estudiada. La creciente cantidad de datos observacionales de discos protoplanetarios ha permitido en los últimos años establecer tendencias en varias de sus características, por lo que las síntesis poblacionales son una gran herramienta para poner a prueba la capacidad de los modelos de reproducir esas tendencias y, en última instancia, evaluar la veracidad de los mismos.

Comparamos los resultados con trabajos recientes similares, y restringimos las condiciones iniciales para reproducir los observables. Para explorar una gran cantidad de parámetros y casos (que se presentan en la sección 3.1), dividimos este estudio en dos partes. En la sección 3.2 realizamos síntesis poblacionales de discos de gas, ampliando los resultados obtenidos previamente durante una estadía de investigación en el Instituto de Astrofísica de La Plata. Si bien el objetivo final es estudiar las características del polvo, debido a los tiempos de cómputo sensiblemente menores en la realización de las síntesis de gas respecto a las síntesis con polvo (alrededor de 10h para las síntesis solo de gas, y un mes para las síntesis con polvo), el comenzar solo con gas nos permitió realizar una mayor cantidad de simulaciones con una gran cantidad de casos. Luego, en la sección 3.3 realizamos síntesis de discos de gas y polvo, a partir de los resultados de la sección previa como punto de partida para las condiciones iniciales y parámetros del modelo.

3.1 Condiciones iniciales

Estudiamos la evolución de poblaciones sintéticas compuestas por 1000 sistemas estrella-disco, en donde cada sistema evoluciona de manera independiente por los procesos estudiados (viscosidad, fotoevaporación y vientos de disco). Las condiciones iniciales (masa estelar, masa inicial de los discos y radios característicos) están dadas por distribuciones

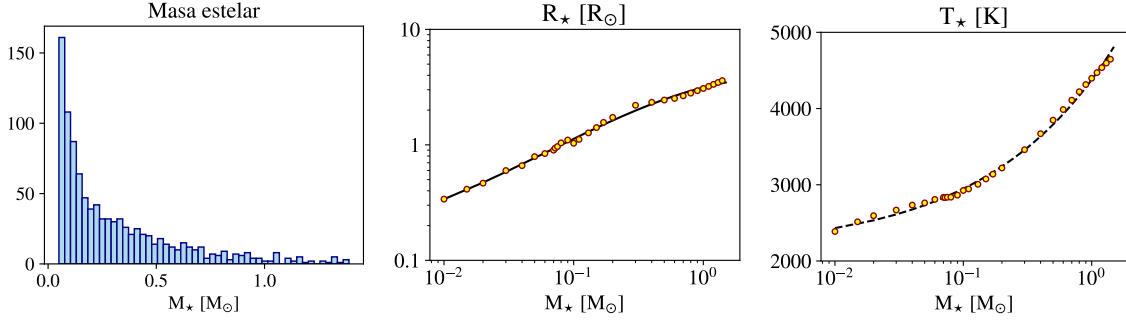


Figura 3.1: Propiedades de las estrellas centrales para las síntesis. Izquierda: masa estelar. Centro: radio estelar. Derecha: temperatura estelar.

inferidas de las observaciones. Los códigos utilizados para generar el archivo de parámetros iniciales se basaron en la tesis de licenciatura de [Gómez \(2023\)](#), con modificaciones en el cálculo de algunos parámetros debido a diferencias en los modelos utilizados.

Parámetros estelares. Para la masa del objeto central utilizamos la distribución dada por [Kroupa \(2001\)](#), para masas entre $0.04M_{\odot}$ y $1.4M_{\odot}$. En el rango de masas considerado, la evolución estelar es lenta, por lo que no se espera que cambie significativamente la temperatura superficial y el radio, parámetros importantes para la evolución de los discos. Para masas mayores, la evolución estelar debe tenerse en cuenta (e.g. [Kunitomo et al., 2021](#); [Ronco et al., 2024](#)). En el contexto de una síntesis poblacional, utilizando la distribución de masas mencionada, la fracción de estrellas con masas $M_{\star} > 1.5M_{\odot}$ es ~ 0.05 , por lo que el no considerarlas no introduciría errores significativos desde el punto de vista de la población. Sin embargo, la presencia de estrellas más masivas sí podría tener un impacto en la evolución de los discos circundantes, ya sea mediante la fotoevaporación externa del disco (e.g. [Parker et al., 2021](#)), encuentros (e.g. [Bhandare et al., 2016](#)) o por eventos puntuales como supernovas (e.g. [Williams & Gaidos, 2007](#)). Estas interacciones no son consideradas en nuestras simulaciones. Los demás parámetros que caracterizan la estrella (temperatura y radio) los calculamos a partir de la masa utilizando los modelos evolutivos de [Baraffe et al. \(2015\)](#) al tiempo 0.5Myr. La figura 3.1 muestra las condiciones iniciales para las propiedades de los objetos centrales.

Parámetros de los discos. Los radios característicos siguen la relación $R_c \propto M_d^{1/1.6}$ tomada de [Emsenhuber et al. \(2021\)](#) a partir de las observaciones de [Andrews et al. \(2010\)](#). A esta relación le aplicamos una dispersión de 0.1 dex para replicar las observaciones ([Weder et al., 2023](#)).

La masa inicial de los discos se deduce a partir de la distribución de masas obtenida por [Tychoniec et al. \(2018\)](#), para objetos clase I (figura 1.3). La figura 3.2 muestra las distribuciones para la masa del disco y radio característico. En el caso de las síntesis

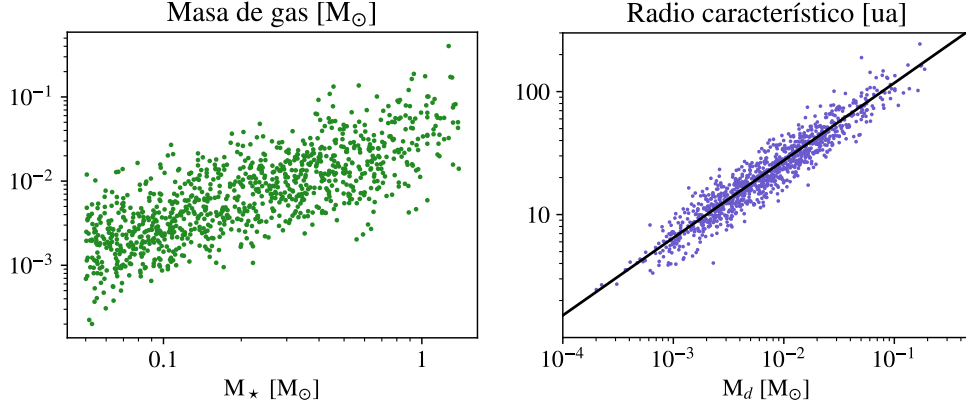


Figura 3.2: Condiciones iniciales de los discos de gas para las síntesis. Izquierda: masa de gas vs. masa estelar. Derecha: radio característico vs. masa de gas.

con polvo, consideramos en todos los casos una razón polvo-gas inicial de 0.01.

En el caso de las síntesis con polvo, el perfil inicial del mismo lo calculamos a partir del perfil del gas (ecuación 2.32), por lo que el archivo de parámetros iniciales es el mismo tanto en las síntesis solo de gas así como en las síntesis de gas y polvo.

Tasa de formación estelar. Se ha observado que los resultados de las síntesis difieren significativamente cuando se considera una tasa de formación estelar (e.g. Coleman & Haworth, 2022). En las observaciones de poblaciones jóvenes esto cobra importancia ya que en una población de algunos millones de años podrían estar coexistiendo objetos en estados evolutivos muy dispares, especialmente en referencia a los discos. Es por esto que implementamos en nuestras síntesis una tasa de formación estelar (*Star Formation Rate*, SFR), dada por Coleman & Haworth (2022), en donde durante 1Myr la tasa de formación es constante y luego decae exponencialmente con un tiempo característico τ_{sfr} (ecuación 3.1), que dependerá de cada población (lo consideramos un parámetro libre).

$$\text{SFR} \propto \text{SFR}_0 \times \begin{cases} 1 & t < 1\text{Myr} \\ \exp\left[\frac{-(t-1\text{Myr})^2}{\tau_{\text{sfr}}^2}\right] & t > 1\text{Myr} \end{cases} \quad (3.1)$$

Casos de estudio. Se realizaron varias síntesis con distintas parametrizaciones de $\alpha_{\phi z}$, para los casos con vientos débiles y fuertes. Dada la gran cantidad de casos, adoptamos una denominación en donde la primera letra representa el caso Strong o Weak, la segunda el torque Constante o Dependiente de Σ_g , y un número que representa el valor del exponente de $\alpha_{\phi z,0}$. Por ejemplo, el caso WC3 es el caso Weak, torque constante, con valor inicial $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$. Como mencionamos anteriormente, para los vientos de disco se estima que la turbulencia no juega un rol relevante en la disipación de los discos y

por lo tanto suele ser baja, por ende asumimos $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}$ en todos nuestros modelos. Además asumimos que siempre actúa la fotoevaporación (salvo mención explícita), por eso no la incluimos en la notación.

El número de sistemas estrella-disco por síntesis estuvo limitado principalmente por los tiempos de cómputo de las simulaciones. Se tomó una muestra de 1000 discos por síntesis, y se realizó una síntesis por cada caso. Para estudiar los efectos de considerar una muestra donde coexistan distintos parámetros para distintos discos en la misma población, se combinaron las síntesis ya realizadas. Son los casos WC/WD y SC/SD, constituidos por 3 síntesis de 1000 discos cada una con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}$ para los casos Weak (torque constante/torque dep. de Σ_g) y Strong (torque constante/torque dep. de Σ_g) respectivamente.

3.2 Componente de gas

Los parámetros observacionales asociados al disco de gas que estudiamos en esta sección son las tasas de acreción del material sobre la estrella central como función de las masas estelares y las masas de los discos, y la fracción de estrellas con discos en función de la edad de la población, ya que son dos de los más importantes indicadores de la evolución de los discos.

3.2.1 Tasas de acreción

Comparamos los resultados de las síntesis con tasas de acreción observadas en las poblaciones jóvenes de Lupus y Chamaeleon I (de entre 1 y 3Myr), y para una población de más avanzada edad, Upper Scorpius, de 11Myr, en función de la masa estelar y la masa del disco, utilizando datos extraídos de [Manara et al. \(2023\)](#).

Proporcionalidad con $M_\star$

Al realizar síntesis en donde los parámetros α de la viscosidad y el torque son independientes de las masas estelares, encontramos que la evolución de los discos alrededor de estrellas menos masivas ($M_\star < 0.1 M_\odot$) es demasiado rápida, y a 1Myr ya no existen estrellas que se encuentren acretando material para dichas masas. Esto se contradice con el hecho observacional de que los discos alrededor de estrellas menos masivas evolucionan más lentamente (ver sección siguiente, sobre tiempos de vida). Implementando una cierta tasa de formación estelar (ver siguiente ítem) se logra mantener una cierta abundancia de estrellas de baja masa con acreción significativa a los tiempos estudiados, pero de realizar esto no se reproduce la correlación observada entre las tasas de acreción y las masas estelares $\dot{M}_{acc} \propto M_\star^2$ (e.g. [Manara et al., 2023](#)). En la figura 3.3 se muestran las tasas de acreción para síntesis en donde los coeficientes $\alpha_{r\phi}$ y $\alpha_{\phi z,0}$ son constantes, y donde se implementó una proporcionalidad con la masa estelar. Para los casos con

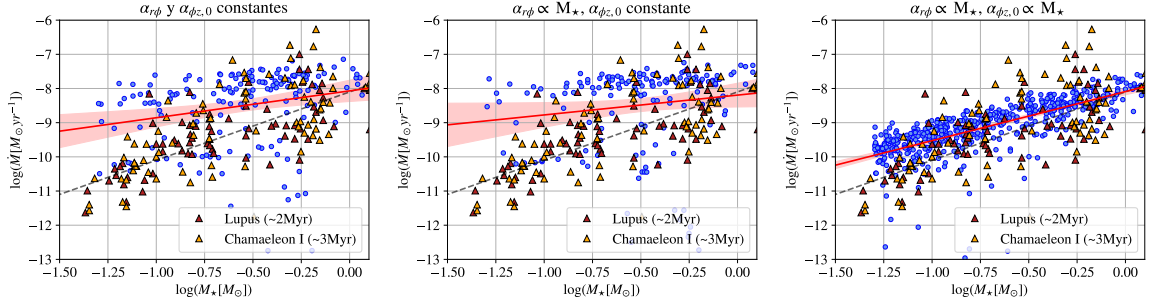


Figura 3.3: Tasa de acreción vs. masa estelar para el caso WC3, con $\alpha_{\phi z}$ y $\alpha_{r\phi}$ constantes para todas las masas (izquierda), con $\alpha_{r\phi}$ proporcional a la masa estelar y $\alpha_{\phi z}$ constante (centro) y con $\alpha_{r\phi}$ y $\alpha_{\phi z,0}$ proporcionales a M_* . Se comparan las tasas de acreción con las tasas de dos cúmulos jóvenes, Lupus y Chamaeleon I, extraídas de [Manara et al. \(2023\)](#) y la línea roja indica el ajuste para los datos de las síntesis, con el intervalo de confianza del 95 %. La línea discontinua es la correspondiente a $\dot{M} \propto M_*^2$.

coeficientes independientes de la masa estelar, obtenemos $\dot{M} \propto M_*^{-0.1-1.2}$. Siguiendo el enfoque de trabajos previos de usar $\alpha_{r\phi} \propto M_*$ (e.g. [Gorti et al., 2009](#)) pero dejando $\alpha_{\phi z,0}$ constante esto no se logra corregir. Por lo tanto implementamos una proporcionalidad entre los coeficientes $\alpha_{\phi z,0}$ y $\alpha_{r\phi}$ y la masa estelar:

$$\begin{aligned}\alpha_{r\phi} &\rightarrow \alpha_{r\phi} M_*/M_\odot \\ \alpha_{\phi z,0} &\rightarrow \alpha_{\phi z,0} M_*/M_\odot\end{aligned}$$

Con esta proporcionalidad los ajustes se acercan a $\dot{M} \propto M_*^{1.3-1.6}$.

La suposición de que $\alpha_{\phi z}$ es proporcional a la masa estelar implicaría que la intensidad del campo magnético en el entorno de las estrellas depende de la masa de la estrella, siendo mayor cuando las masas son mayores (ver ecuación 2.2). A la fecha, sin embargo, no es posible fundamentar esta hipótesis con datos observacionales ya que no se cuentan con suficientes mediciones de los campos magnéticos en las regiones de los discos protoplanetarios. Debido a que la polarización de la luz en los discos es mayormente dependiente de la orientación del disco respecto a la estrella y no de la fuerza del campo magnético, esfuerzos por medir este último a partir de la polarización lineal de la luz no resultaron exitosos (aunque sí se convirtió una gran herramienta para detectar y caracterizar discos de escombros). Estudios numéricos sobre formación estelar con campos magnéticos no han sido contundentes en revelar evidencias sobre alguna correlación entre el campo y la masa estelar, desfavoreciendo su existencia en algunos casos (e.g. [Lee & Hennebelle, 2019](#); [Wurster et al., 2019](#)). [Guilet & Ogilvie \(2014\)](#) realizaron simulaciones para estudiar la evolución del campo magnético en discos de acreción, y encontraron evidencias de que el parámetro β del plasma depende de la razón de aspecto del disco h , donde el campo magnético aumenta en el plano medio del disco en

los casos de discos con altas razones de aspecto. Como $h = H/r = c_s/\Omega$, entonces los discos alrededor de estrellas de menor masa presentarían un mayor campo magnético.

Una dependencia de la fracción de gas ionizado en los discos con la masa estelar también significaría una correlación con $\alpha_{\phi z}$, pero esto tampoco ha sido establecido. En teoría, la principal fuente de ionización en los discos es la radiación de rayos X de la estrella central (Lesur, 2021), por lo que una mayor masa estelar implicaría mayor fracción de ionización teniendo en cuenta los modelos de emisión de rayos X utilizados. Sin embargo, considerando las masas de los discos, una mayor densidad tiende a disminuir la fracción de ionización, (e.g. Rodgers-Lee et al., 2020; Lesur, 2021, y referencias en el mismo), lo que, considerando la relación $M_\star - M_d$ y asumiendo, en general, densidades mayores en discos de mayor masa, se traduce en fracciones de ionización mayores para estrellas de baja masa.

Ante la carencia de datos observacionales que permitan confirmar o rechazar la tendencia observada para los coeficientes $\alpha_{r\phi}$ y $\alpha_{\phi z}$, y a pesar de no contar con estudios numéricos o teóricos que fundamenten esta elección, asumiremos que ambos son proporcionales a la masa estelar, bajo el argumento fenomenológico de su capacidad de reproducir las tasas de acreción observadas. Sin embargo enfatizamos la necesidad de mediciones precisas de los campos magnéticos en discos jóvenes y su evolución en el tiempo para poder establecer este tipo de relaciones.

$\dot{M}$ vs $M_\star$

En la figura 3.4 se muestran las tasas de acreción en función de la masa estelar a distintas edades de la población sintética WD4, en comparación con las poblaciones Lupus y Chamaeleon I, sin implementar una tasa de formación estelar. Para poblaciones de más de 2Myr de edad, las tasas de acreción resultan demasiado bajas respecto a los datos reales (e.g. Weder et al., 2023). Sin embargo, si tenemos en cuenta que existe una cierta tasa de formación estelar, las tasas de acreción de la población mantienen valores altos, debido a estrellas que se formaron más tarde y que, al ser más jóvenes, acretan a tasas mayores.

En la figura 3.5 se muestran los resultados de todas las síntesis, a 2Myr, con una tasa de formación estelar con $\tau_{\text{dec}} = 2\text{Myr}$. Naturalmente, los casos que logran alcanzar las más altas tasas de acreción son aquellos con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$.

En los casos SC los datos muestran una dispersión significativamente mayor que en el resto. Esto indica una evolución lenta de la acreción (figura 3.6), ya que la tasa de acreción dada por la suma de la viscosidad y el torque ocupa casi dos órdenes de magnitud a lo largo de 1Myr, mientras que en el caso WD5 (el que presenta menos dispersión de todos) la tasa de acreción se mantiene prácticamente constante hasta los 2Myr, que cae abruptamente debido a la apertura del gap de fotoevaporación.

Para poblaciones más avanzadas (apéndices, figura A.2) se necesita un tiempo prolongado de formación estelar ($\tau_{\text{dec}} = 5\text{Myr}$) para que aun existan estrellas con tasas de

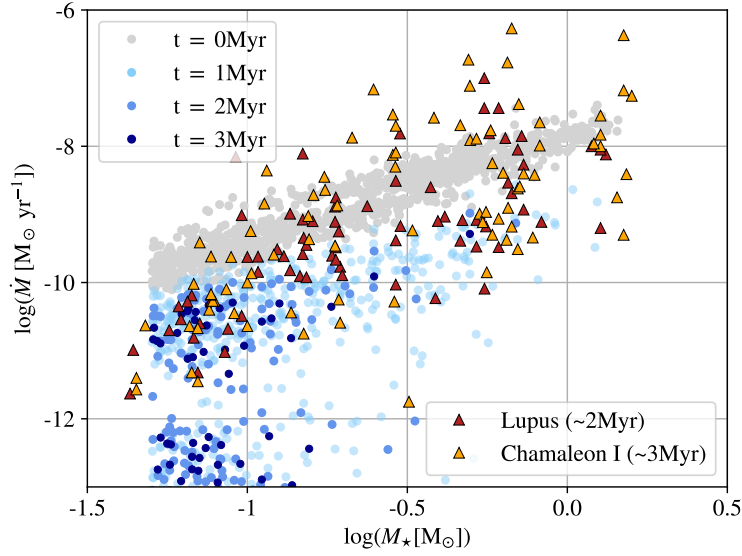


Figura 3.4: Tasas de acreción en función de la masa estelar para distintos tiempos sin considerar una tasa de formación estelar, para el caso WD4. Observar que para 3Myr ya no quedan estrellas con tasas de acreción mayores a $10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

acreción tan altas como las presentadas por Upper Scorpius. Teniendo esto en cuenta, es posible reproducir las tasas de acreción de esta población, sin recurrir a posibles discos de acreción con edades atípicamente altas. Visualizando las estrellas en un diagrama color-magnitud con datos extraídos de [Damiani et al. \(2019\)](#) no observamos una tendencia de que las estrellas acretoras sean más jóvenes que el resto de la población, por lo que queda en duda si formación estelar tan prolongada sea la responsable de la presencia de dichas tasas de acreción. Sin embargo se ha mostrado que la historia de formación estelar de Upper Scorpius es larga, pudiendo llegar a tener una dispersión de edades de hasta 10Myr ([Squicciarini et al., 2021](#)).

Los casos que mejor reproducen las tasas de acreción son el WD3 y SD3. Si bien otros valores de torque no son capaces de producir tasas de acreción tan altas (10^{-8} - $10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), sí se encuentran dentro del rango observado, por lo que sería plausible la coexistencia de valores de $\alpha_{\phi z,0}$ entre 10^{-5} y 10^{-3} , explicando también la dispersión en los datos.

$\dot{M}$ vs M_d

La figura 3.7 muestra las mismas tasas de acreción de la figura 3.5, pero en función de la masa del disco. Para convertir de masa de polvo a masa de gas en los datos de [Manara et al. \(2023\)](#), utilizamos la conversión $M_g = 100M_p$. En general, las síntesis muestran tasas de acreción bajas respecto a la masa del disco, en particular para el

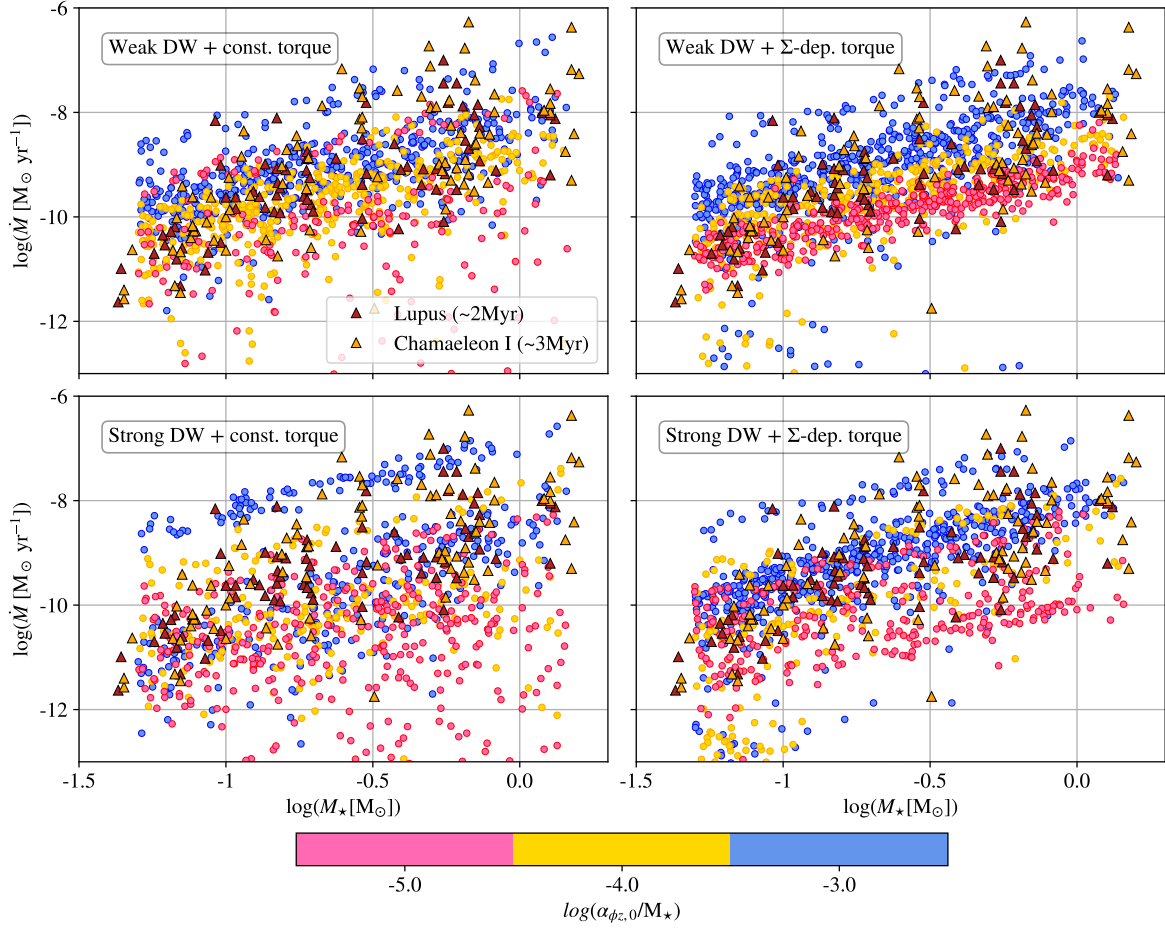


Figura 3.5: Tasas de acreción en función de la masa estelar para todos los casos considerados.

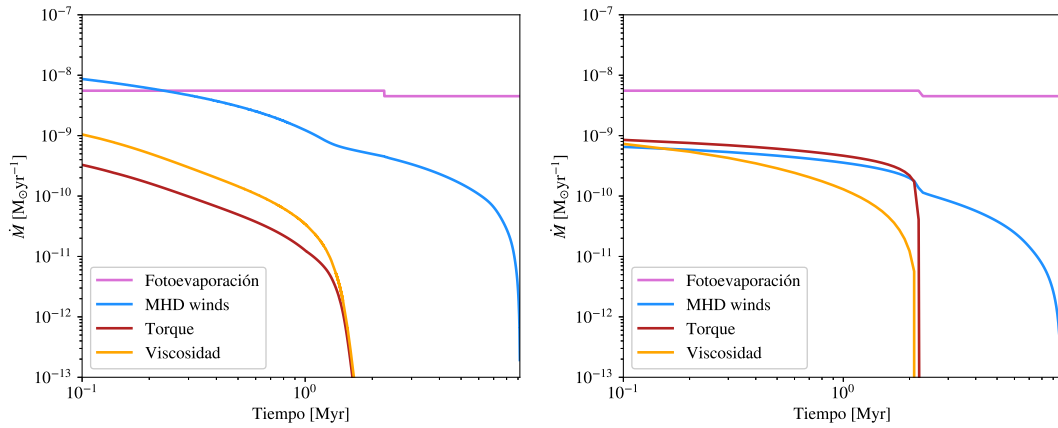


Figura 3.6: Tasas de pérdida de masa por los distintos procesos en los casos SC5 (izquierda) y WD5 (derecha), para el caso ejemplo de una estrella de $0.5M_{\odot}$ y un disco de masa $0.1M_{\star}$.

cúmulo Chamaeleon I (triángulos amarillos). El mejor ajuste se logra con el caso WD3.

Sin embargo, hay que tener en cuenta que las masas de los discos de las observaciones provienen de extrapolaciones de la masa del polvo, asumiendo una razón polvo-gas de 0.01. Esta razón podría variar significativamente, especialmente en discos evolucionados, por lo que existe cierta incertidumbre acerca de la masa total de los discos. Por otra parte, discos poco masivos con altas tasas de acreción, como los que se observan de masas $10^{-4}M_{\odot}$ con tasas de $10^{-8}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, tendrían tiempos de vida de solamente $\sim 10^4 \text{ Myr}$, por lo que sería muy improbable detectarlos en poblaciones de algunos Myr como es el caso de Lupus y Chamaeleon I, dando lugar a la posibilidad de que no se estén estimando correctamente las masas o tasas de acreción.

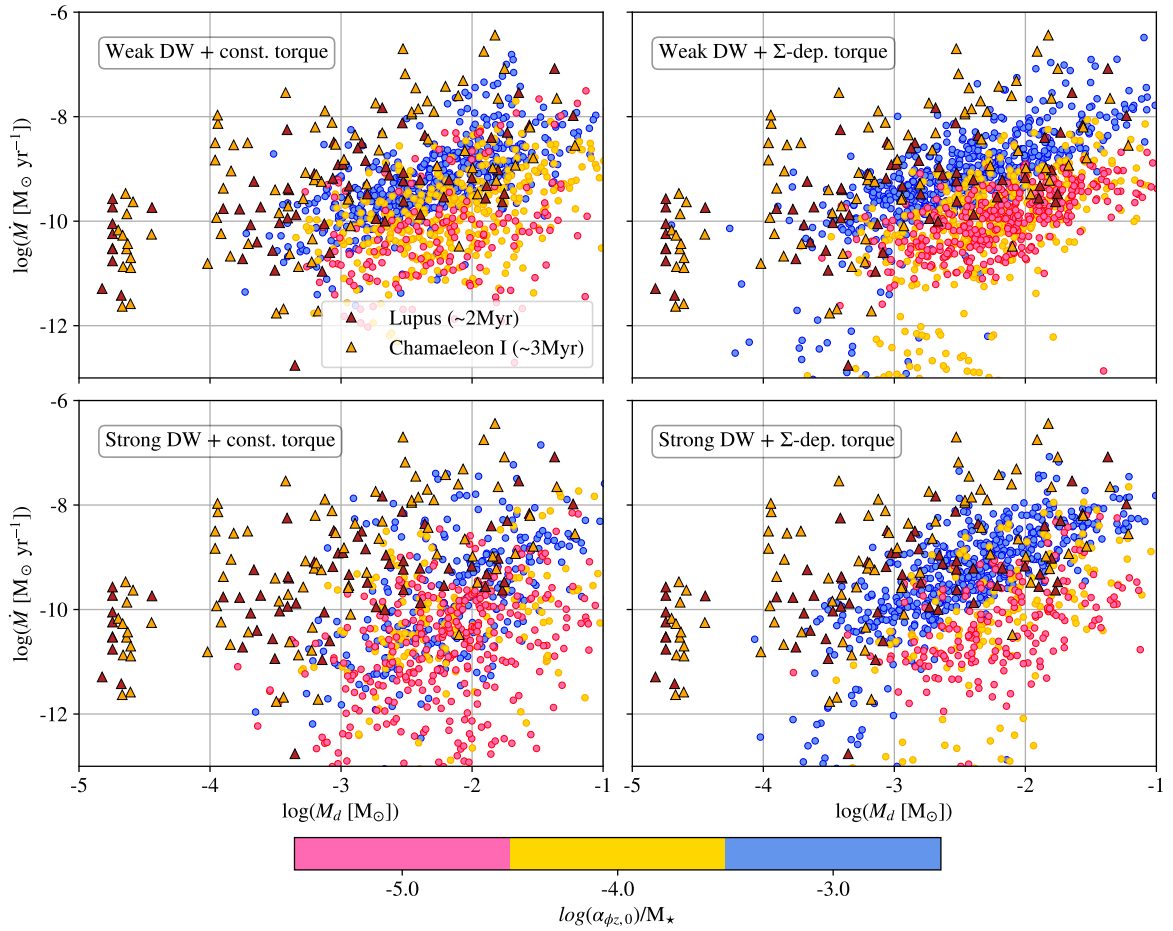


Figura 3.7: Tasas de acreción en función de la masa del disco. Para las masas de los cúmulos Lupus y Chamaeleon I se utilizó el dato de la masa de polvo y se pasó a masa total asumiendo una razón polvo-gas de 0.01.

Trabajos previos (e.g. [Tabone et al., 2022b](#); [Weder et al., 2023](#)) logran reproducir la relación $\dot{M}-M_d$ tomando valores de $\alpha_{r\phi}$ y $\alpha_{\phi z,0}$ constantes y sin considerar formación estelar, pero no conocemos trabajos que estudien simultáneamente la relación $\dot{M}-M_*$.

Si bien la relación con la masa del disco no requiere una proporcionalidad entre los coeficientes con M_* ya que naturalmente la acreción baja con la masa del disco, es del estudio de la relación con M_* de donde surge la necesidad de implementar dicha proporcionalidad, además del hecho de que constantes de viscosidad y torques iguales para todas las masas estelares implica una evolución más rápida para las estrellas menos masivas, observación que no encontramos en trabajos previos.

Casos sin fotoevaporación

Dado que la fotoevaporación enmascara muchas de las características de la evolución introducidas por los distintos casos de vientos y torques, realizamos síntesis sin fotoevaporación para $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$.

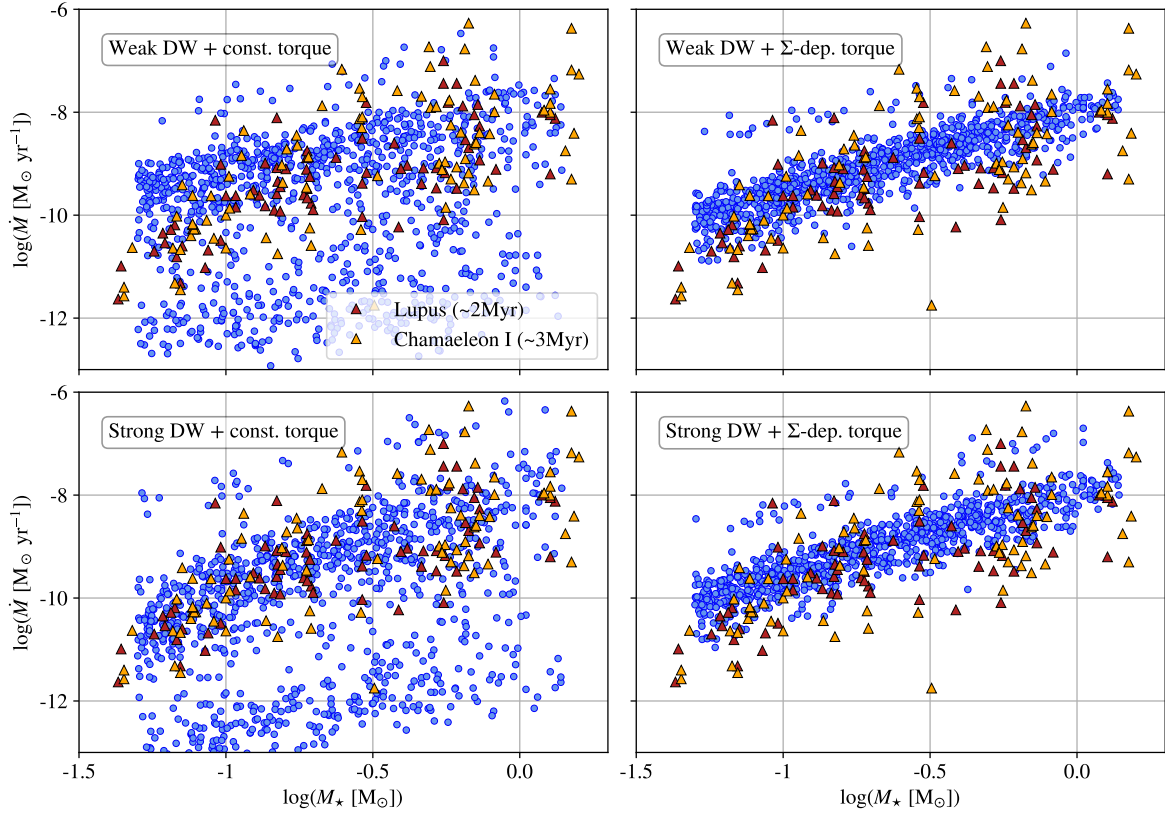


Figura 3.8: Tasas de acreción en función de la masa estelar para los casos estudiados con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$, sin fotoevaporación.

La figura 3.8 muestra las tasas de acreción en función de la masa estelar para los casos con torque $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$. Las tasas de acreción resultan similares respecto a los casos con fotoevaporación, ya que la misma no afecta directamente la acreción en el disco más allá de interrumpirla cuando se abre el gap. En los casos con torque constante se observa que la dispersión en los datos es aun mayor, ya que las tasas disminuyen gradualmente

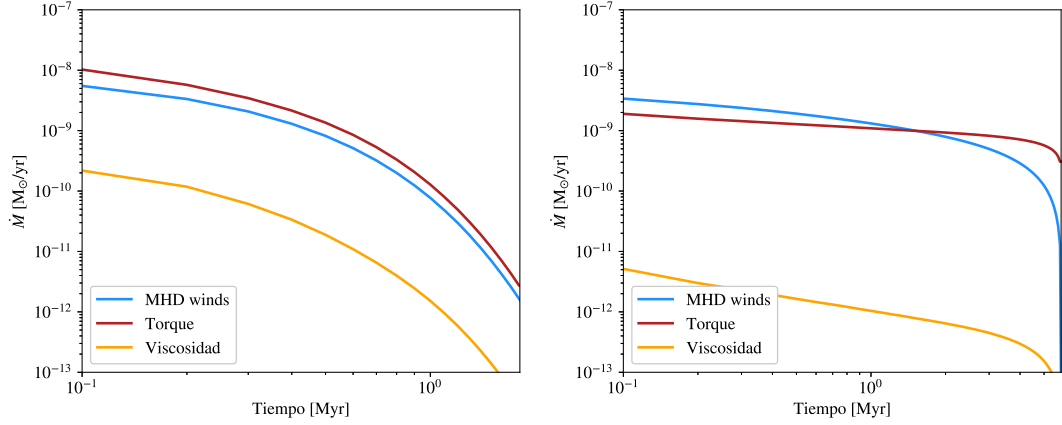


Figura 3.9: Tasas de pérdida de masa por cada proceso en dos discos tomados de las síntesis con torque constante (izquierda) y con torque dependiente de Σ_g (derecha).

hasta la completa disipación del disco, sin que en ningún momento sea interrumpida por la presencia de un gap en el disco. En el caso con torque dependiente de Σ_g esto no se observa, ya que es la propia evolución del disco la que regula la acreción, haciendo que a medida que éste se disipa las tasas de acreción se mantienen aproximadamente constantes y decaen de forma más abrupta al dispersarse el disco interno (ver figura 3.9).

En la figura 3.10 se muestran las tasas de acreción en función de la masa del disco. En los discos de menor masa se reproducen altas tasas de acreción, que corresponden con los límites de las observaciones para el extremo de menor masa. Esto se relaciona con el hecho de que al no existir fotoevaporación que abra un gap la acreción continúa hasta la disipación total del disco, permitiendo que discos con muy baja masa continúen acreciendo significativamente.

3.2.2 Tiempos de vida

Utilizamos distintos criterios para estimar el tiempo de vida medio de los discos, basados en los métodos observacionales utilizados para medirlos.

Disipación total del disco. Con este criterio asumimos como tiempo de disipación de los discos el tiempo en el que la densidad superficial en todos los puntos del disco es menor que $10^{-2} \text{ g cm}^{-2}$, o que la masa total del disco de gas sea menor que $10^{-6} M_{\odot}$.

Observabilidad en NIR (infrarrojo cercano). Seguimos el criterio utilizado por [Weder et al. \(2023\)](#), en donde se considera que el disco se disipó cuando la región del disco con temperatura $T > 300K$ tiene una profundidad óptica menor que 1, es decir, $\kappa \Sigma_g < 1$. Este criterio se basa en los métodos de observación de discos en la emisión del polvo.

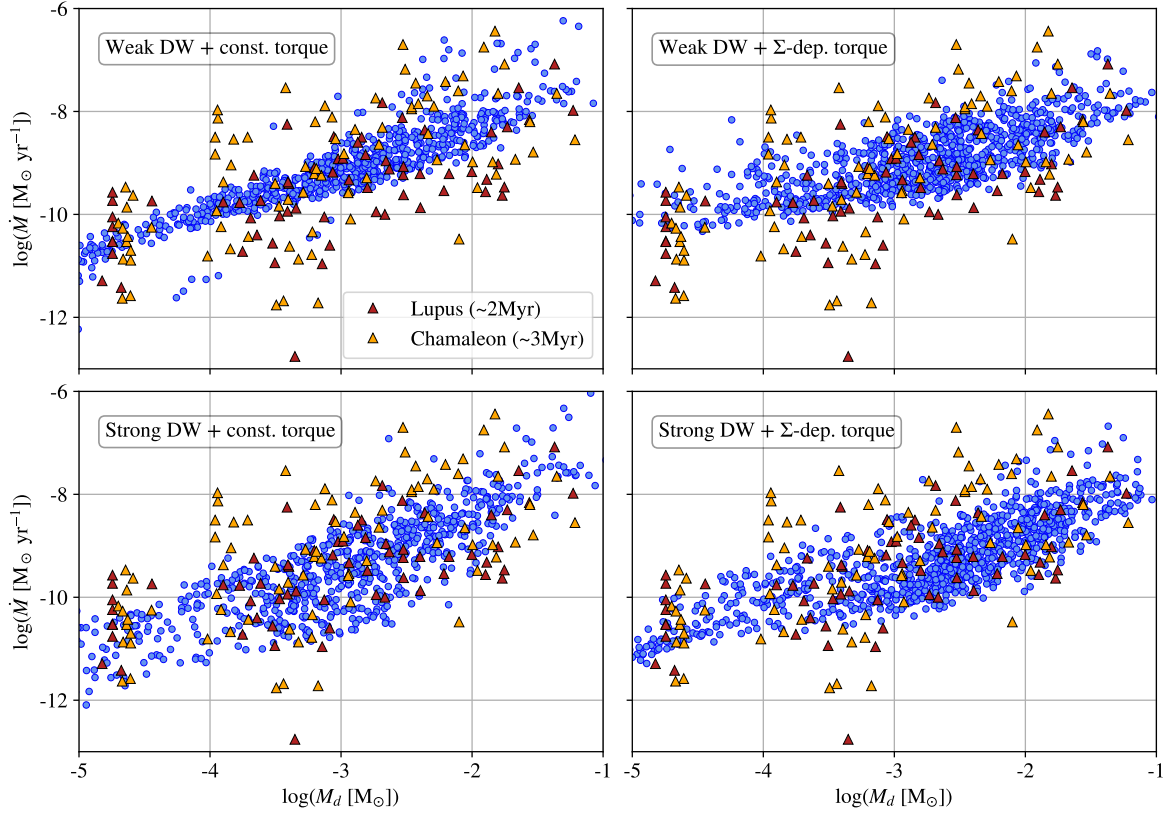


Figura 3.10: Igual que 3.7, para los casos sin fotoevaporación.

Signos de acreción. Con este criterio asumimos que los discos se disipan cuando las tasas de acreción son $\dot{M}_{acc} < 10^{-12} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, a partir del método de detección de presencia de gas mediante detección de exceso de emisión $\text{H}\alpha$ que indica acreción. El límite elegido fue motivado por las mínimas tasas de acreción detectadas en las estrellas de los datos observacionales utilizados.

El primer criterio es indicador de la vida de la parte externa del disco, mientras que los últimos dos corresponden a los tiempos de vida del disco interno.

Tiempo de vida característico

En la figura 3.11 se resumen los resultados de los tiempos de vida característicos de los discos, definidos como $\tau_{disc} = \frac{\tau_{1/2}}{\ln(2)}$, donde $\tau_{1/2}$ es el tiempo de vida medio, es decir, el tiempo para el que la mitad de los discos ya se han disipado. Se grafican los tiempos característicos como función de los parámetros $\alpha_{\phi z,0}$ utilizados, y del uso de cada método para determinar la disipación del disco.

Teniendo en cuenta los criterios de acreción y de emisión infrarroja (que corresponden a los tiempos de disipación de la parte interna del disco), los tiempos de vida característicos son sensiblemente inferiores respecto al tiempo de disipación de todo el

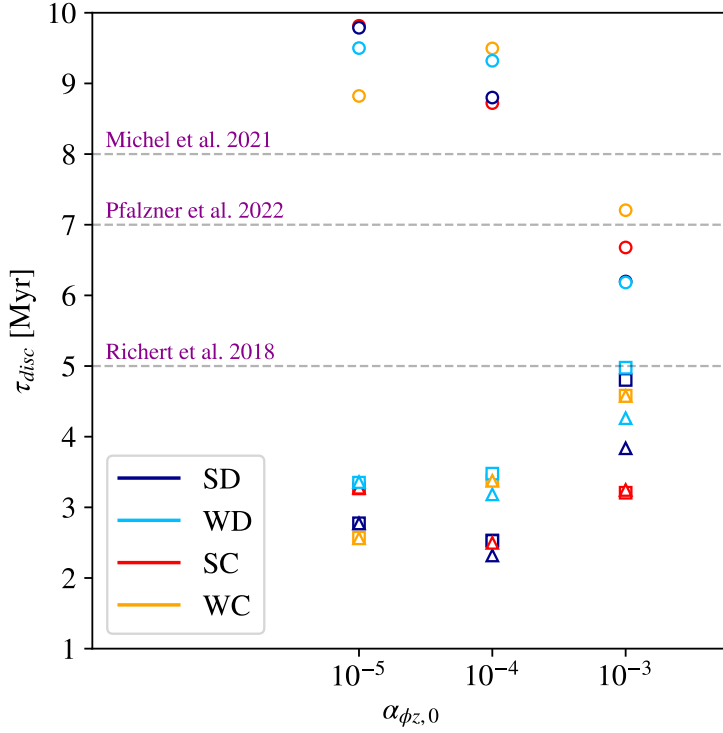


Figura 3.11: Tiempos de vida característicos de los discos para las síntesis con fotoevaporación. Los distintos símbolos representan los criterios utilizados para medir el tiempo de disipación: cuadrado: criterio de emisión infrarroja; triángulo: criterio de acreción; círculo: criterio de densidad superficial.

disco. Sin embargo, al aumentar el torque magnético en general el disco interno aumenta su tiempo de disipación, mientras que el disco externo hace lo contrario. Esto sucede porque un mayor coeficiente del torque significa mayor acreción de las partes externas del disco hacia el disco interno lo que provee de masa el disco interno e impide que la fotoevaporación abra el gap antes de un millón de años. Por otro lado, cuando el coeficiente del torque es menor, menos material del disco externo es transportado hacia la parte interna permitiendo la rápida apertura del gap y la rápida disipación del disco interno por viscosidad y torque, mientras que la parte externa se disipa lentamente aumentando el tiempo de vida. Se observa que coeficientes de torque mayores se acercan más a los tiempos de vida medidos, teniendo en cuenta todos los criterios.

Se observa que con los criterios de acreción y emisión infrarroja (cuadrados y triángulos en la figura 3.11) los tiempos característicos son muy similares, lo que significa que la parte interna del disco deja de ser observable en un tiempo similar al que deja de ser acretado. Esto es consecuencia de una rápida acreción del disco interno luego de que la fotoevaporación abrió el gap.

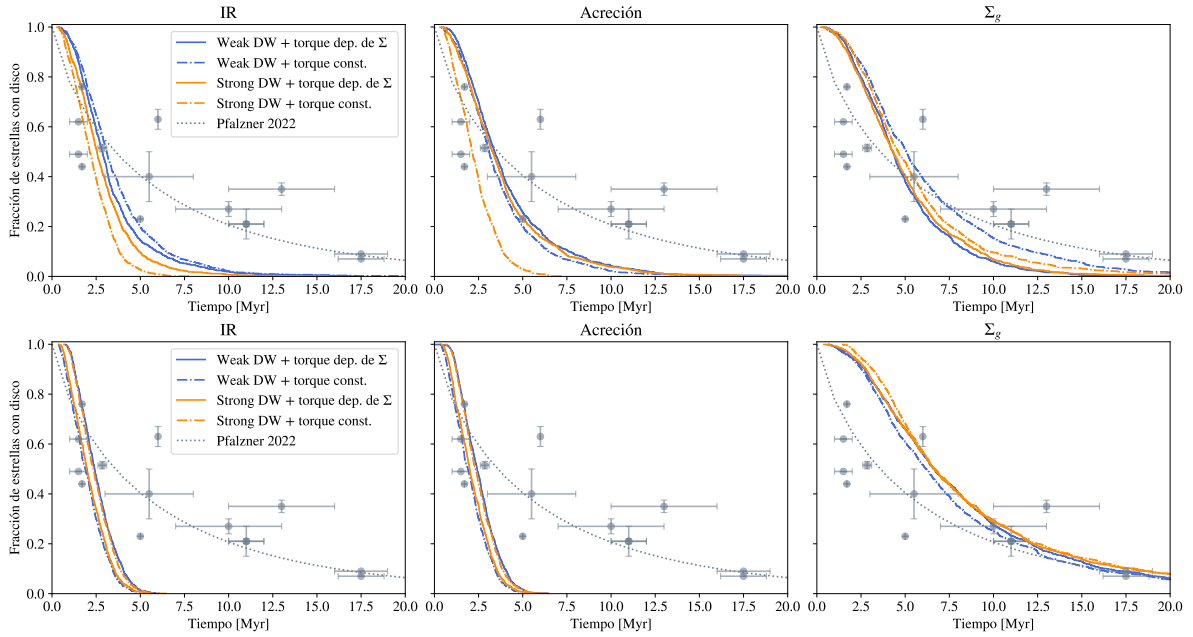


Figura 3.12: Fracción de estrellas con disco en función de la edad de la población para las síntesis con fotoevaporación, con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$ (arriba) y $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}$ (abajo).

En general, se observa que con tasas de formación estelar con $1 < \tau_{\text{sfr}} < 5\text{Myr}$ los tiempos de vida medios deducidos de la fracción de estrellas con discos varía entre 2 y 10 Myr, dentro de lo usualmente observado (Pfalzner et al., 2022).

Fracción de estrellas con disco

Las figuras 3.12 y 3.13 muestran las fracciones de estrellas con disco en función de la edad de la población, para los distintos casos estudiados, utilizando los distintos criterios para la determinación de los tiempos de disipación, en los casos con fotoevaporación y sin fotoevaporación respectivamente. En cada gráfico se presentan también datos observacionales de cúmulos extraídos de Pfalzner et al. (2022), correspondientes a los cúmulos que se encuentran a menos de 200pc. Las masas de las estrellas de dichos cúmulos parten de $0.05M_{\odot}$, por lo que la comparación con los resultados de las simulaciones es pertinente. Se observan las características de los tiempos de disipación observadas en la figura 3.11, donde los discos con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}$ disipan su disco interno más rápidamente que la población con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$, mientras que con el criterio de densidad superficial los tiempos de vida en los casos con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-5}$ se prolongan. En los casos sin fotoevaporación (figura 3.13) los criterios de exceso infrarrojo y de acreción difieren significativamente. Con la excepción del caso SC3, todas las estrellas de la población presentan signos de acreción significativa para tiempos $t > 20\text{Myr}$, cosa que tiene sentido ya que al no haber fotoevaporación la mayor parte de la masa es disipada por medio de la acreción. Esto, sin embargo, no concuerda con las observaciones, ya que,

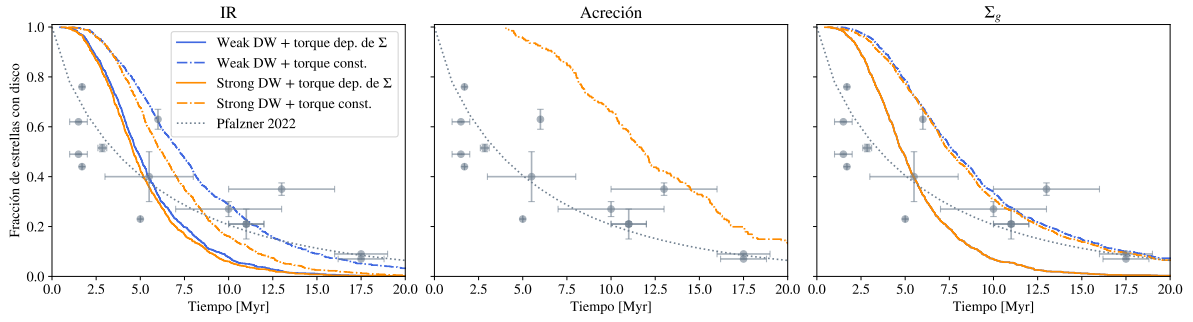


Figura 3.13: Fracción de estrellas con disco en función de la edad para las síntesis sin fotoevaporación, con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$.

a pesar de que existen discos en etapas tardías de su evolución que aun siguen acretando (e.g. [Antoniucci et al., 2014](#); [Murphy et al., 2018](#)), estos casos son la excepción y no la regla.

Cabe notar que en nuestras síntesis no obtuvimos resultados tan dispares entre el caso Strong y el caso Weak, como sí obtuvieron [Weder et al. \(2023\)](#). Esto se debe a diferencias en los modelos de fotoevaporación. En el caso de [Weder et al. \(2023\)](#), la fotoevaporación comienza a actuar luego de que el flujo de los vientos decrece a cierto valor, bajo la hipótesis de que la columna de material de los vientos bloquea la radiación que produce la fotoevaporación del disco. De esa forma, los primeros cientos de miles de años de la evolución estará dominada por los vientos de disco, y la evolución posterior por la fotoevaporación. Por lo tanto, la gran diferencia en los tiempos de disipación entre el caso Strong y Weak observada en [Weder et al. \(2023\)](#) se debe a los primeros cientos de miles de años, que es cuando el flujo de los vientos es mayor. En nuestro modelo, la fotoevaporación es independiente del flujo de los vientos, actuando durante toda la vida de los discos, dominando la disipación y enmascarando los efectos de los distintos regímenes de los vientos de disco, aunque éstos introducen diferencias en los perfiles en los primeros cientos de miles de años (ver capítulo 2). En los casos sin fotoevaporación, por otra parte, se observa una mayor dependencia con el tipo de prescripción para el torque magnético, pero no con el tipo de vientos. Esto se nota en particular en el panel de la derecha de la figura 3.13, donde la fracción de estrellas con disco en función de la edad de la población es prácticamente idéntica para los casos weak/strong, pero claramente dependiente de si se trata de un torque constante o dependiente de Σ_g . Esto es porque la parte externa del disco se disipa prácticamente independientemente del régimen de los vientos, que solamente extraen masa de la parte interna, mientras que el tipo de torque influye significativamente en la disipación (ver perfiles de la figura 2.5 en el capítulo 2).

La figura 3.14 muestra la fracción de estrellas con discos en función de la edad para tres rangos distintos de masas estelares, utilizando la población WD, replicando el análisis que realizaron [Pfalzner et al. \(2022\)](#). Encontramos que las poblaciones que contienen

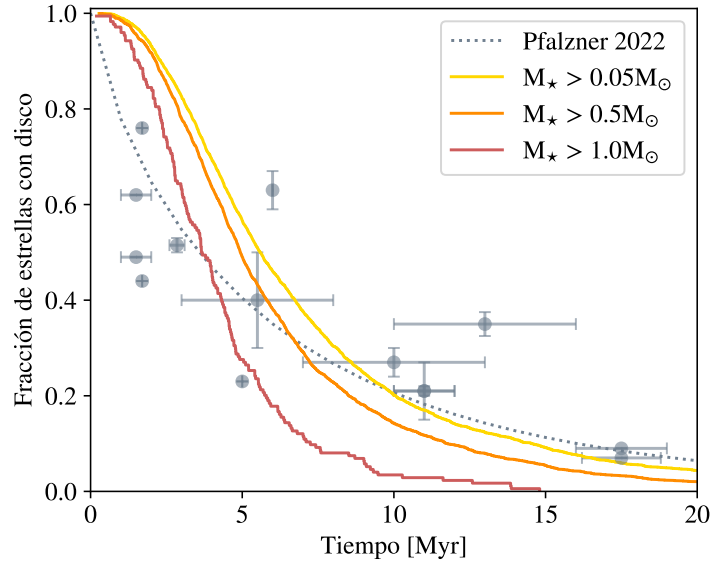


Figura 3.14: Fracción de estrellas con disco en función de la edad para distintos rangos de masas estelares, en el caso WD.

solamente estrellas de más alta masa tienen tiempos de vida menores. Nuevamente, si bien trabajos previos logran reproducir los tiempos de vida para la población, no conocemos de algún trabajo que estudie los mismos según el intervalo de masa estelar implementando viscosidad, fotoevaporación y vientos de disco. En nuestro caso, de no tomar una proporcionalidad entre los parámetros de viscosidad y torques con la masa estelar, el resultado de la figura 3.14 no se reproduce, ya que los discos alrededor de estrellas de baja masa se disipan más rápido que los de alta masa.

3.3 Componente de polvo

En esta sección estudiamos las propiedades de la componente de polvo en las síntesis. Como condiciones iniciales y parámetros de los vientos utilizamos la síntesis que mejor reprodujo las observaciones en las síntesis con gas, es decir, el caso Weak con torque dep. de Σ_g , con $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}M_{\star}/M_{\odot}$. Además se realizó una síntesis sin vientos de disco para comparar, tomando $\alpha_{r\phi} = 10^{-4}M_{\star}/M_{\odot}$.

3.3.1 Distribución acumulativa de masa

La figura 3.15 muestra la fracción acumulativa de discos según su masa de polvo, para diferentes tiempos, en comparación con observaciones para poblaciones de referencia. En ambos casos (con y sin vientos) se consideró una tasa de formación estelar con un tiempo de decaimiento de 2Myr. Las distribuciones inferidas de las observaciones fueron extraídas del trabajo de [Appelgren et al. \(2023\)](#), en donde asumen un tiempo de vida característico para las poblaciones con el objetivo de escalar las distribuciones. Aquí asumimos un tiempo de vida característico de 8Myr (ver [Appelgren et al. \(2023\)](#) para la descripción de la obtención de las distribuciones).

Las simulaciones subestiman la masa de los discos para todas las edades. En particular, considerando las masas iniciales (línea azul), la distribución de masas es menor que los objetos de clase I, lo que podría indicar que podría ser un problema de elección de condiciones iniciales. La masa de polvo es menor en los casos con vientos de disco para todas las edades, lo que indica una más rápida disipación del polvo en ese caso.

Dado que en el modelo la pérdida de masa de polvo se da a través de la acreción resultante de la interacción del polvo con el gas, la subestimación sistemática de la masa de polvo en las síntesis podría tener origen en los parámetros libres asumidos en los modelos que regulan dicha interacción, entre ellos:

- Parámetro $\alpha_{r\phi}$, que regula el nivel de turbulencia y por tanto las tasas de fragmentación que definen el tamaño máximo de partículas, modificando la velocidad de migración del polvo. Un parámetro $\alpha_{r\phi}$ más grande significaría que el polvo es más pequeño y por tanto no es acretado tan rápidamente, aunque también aceleraría la acreción del gas que determina la evolución del polvo.
- Velocidad límite de fragmentación en la línea de hielo v_{th} , que estamos tomando como 1m s^{-1} y 10m s^{-1} antes y después de la línea de hielo respectivamente. Tomar un valor más pequeño fuera de la línea de hielo permitiría la conservación de una mayor cantidad de masa de polvo en esa región.
- Consideración de generación de polvo mediante colisiones de objetos masivos, como planetesimales, responsables también de la presencia de polvo en discos de escombros.

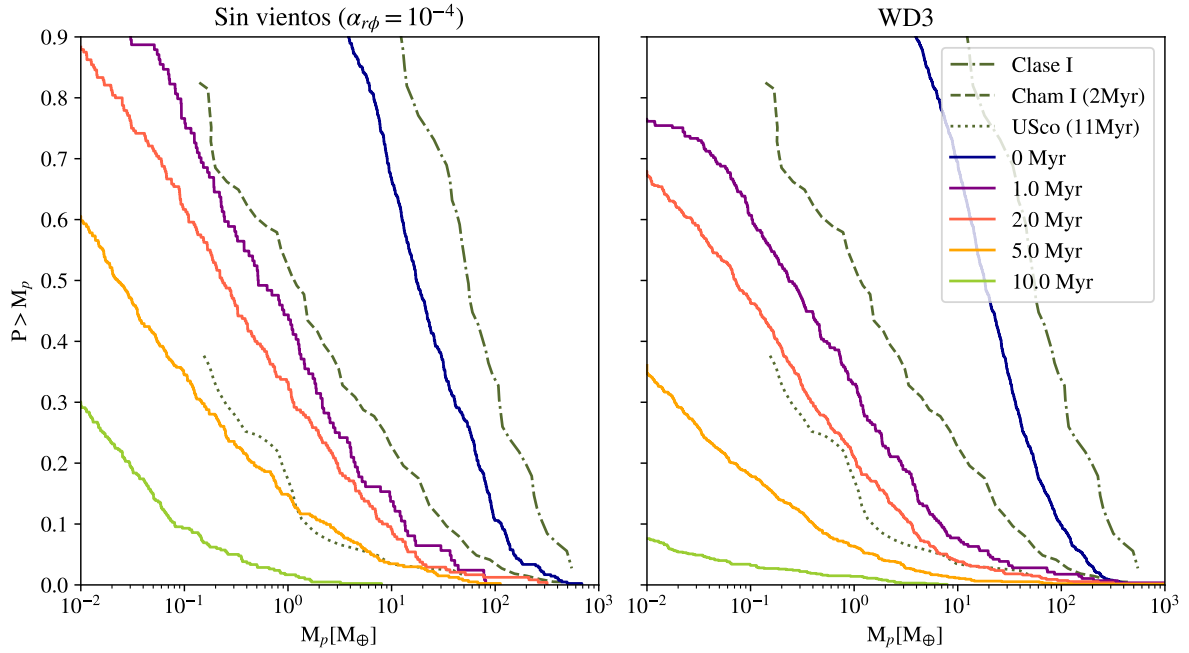


Figura 3.15: Distribución acumulativa de polvo para diferentes edades de la población, para las simulaciones sin vientos (izquierda) y con vientos (derecha), en el caso SD3. Las síntesis se comparan con distribuciones inferidas de observaciones de poblaciones jóvenes, asumiendo un tiempo de vida característico de 8 Myr (Appelgren et al., 2023).

La figura 3.16 muestra la evolución de la masa de polvo en los discos para 100 discos de cada síntesis. No se observan grandes diferencias entre la evolución en el caso con y sin vientos. A partir de los 10 Myr, en ambos casos la mayoría de los discos tienen masas de polvo menores a $10^{-2} M_\oplus$, lo que concuerda con las observaciones de discos de transición de esas edades y de discos de escombros. Sin embargo existe una cantidad de discos que permanecen con altas masas, debido a que el gas se ha disipado por completo y en las simulaciones la evolución del polvo depende principalmente de su interacción con el gas. Es de esperarse que en la realidad la masa de polvo restante sea disipada por otros procesos ya mencionados en el capítulo 1, como vientos estelares y efecto Poynting-Robertson, y posiblemente formación de planetesimales y planetas.

3.3.2 Formación de anillos de polvo

La fotoevaporación debida a la estrella central abre una brecha en el disco de gas en los primeros millones de años, efectivamente formando anillos de polvo para tiempos posteriores. Como se vio en el capítulo 2.3, la posición del anillo para una estrella dada aumenta con la edad del disco.

En la figura 3.17 se muestra la posición de los radios externos e internos de los discos en función de la edad de la población, el radio interno siendo el borde externo de la

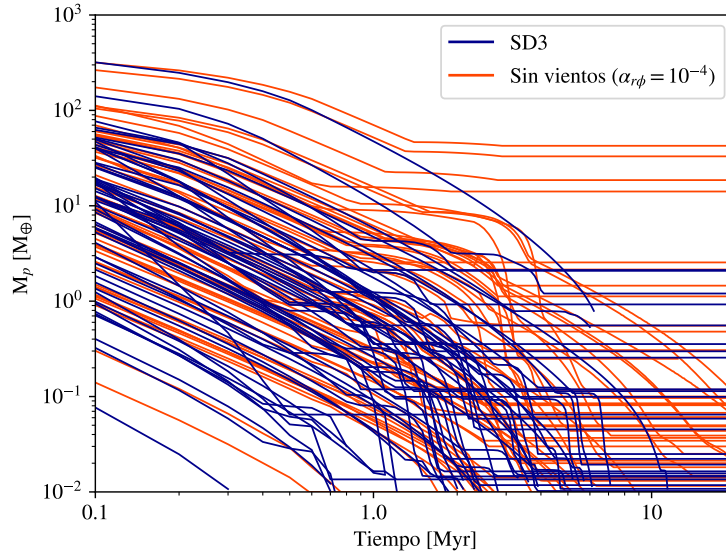


Figura 3.16: Masa de polvo (en masas terrestres) en función del tiempo para los discos de las síntesis SD3 (azul) y sin vientos de disco (rojo).

brecha de la fotoevaporación, y el radio externo del disco es el máximo radio del polvo (tomando como límite una densidad superficial de polvo de $10^{-5} \text{ g cm}^{-2}$). El número de discos en la muestra disminuye con la edad a medida que la masa es acretada y los discos son disipados. Se aplicó una tasa de formación estelar con $\tau_{\text{dec}} = 2 \text{ Myr}$.

Más allá de la disminución de la cantidad de estrellas con anillos, no se observa correlación entre el tamaño de los mismos y la edad de la población, con excepción de los discos a 10 Myr, que no presentan anillos de más de 10 ua. Esto es porque para esos tiempos las estrellas menos masivas son las que mantienen sus discos, y esto corresponde a radios menores (ver figura 3.18).

En la figura 3.18 se muestra el radio interno para distintas edades de nuestras simulaciones, en el caso WD3, junto con radios de discos de escombros observados por distintos surveys y trabajos recientes (ver descripción de la figura para las referencias). Para las simulaciones, se observa una tendencia clara entre el radio del disco y la masa estelar, que se desprende de la dependencia de la zona de fotoevaporación con la masa estelar. Esta dependencia se ajusta bien a las observaciones en el extremo superior de masas consideradas. No se cuenta con una cantidad considerable de observaciones de discos de baja masa para realizar una comparación precisa, por lo que no es posible concluir que exista la relación deducida de las síntesis.

Es importante notar también que, a pesar de que para tiempos mayores de 10 Myr la cantidad de estrellas con anillos de polvo predicha por las simulaciones es muy baja ($< 1\%$) esto no significa que no sea posible la presencia de discos de escombros en una mayor proporción, ya que parte del polvo de dichos discos (en particular los de mayores

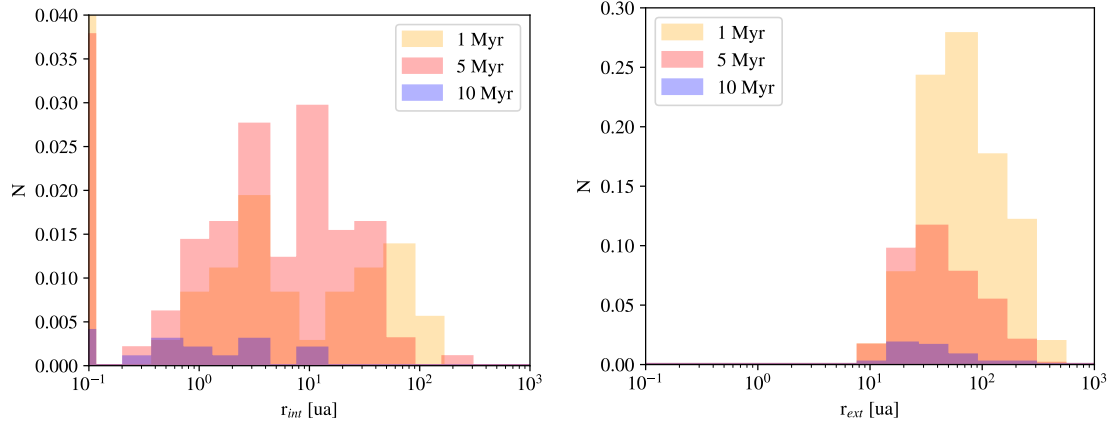


Figura 3.17: Radio interno (izquierda) y externo (derecha) para distintas edades de la población WD3.

edades) proviene de colisiones entre planetesimales. Asumiendo la evolución seguida por las simulaciones, se formarán planetesimales en los picos de densidad correspondientes a la posición del anillo, que, en caso de que no sea efectiva la formación de planetas, serán la fuente del polvo de los discos de escombros a partir de colisiones. Por lo tanto, la posición de los anillos a tiempos menores de 10Myr también serían indicador de la posición aproximada de los discos de escombros, según las hipótesis asumidas.

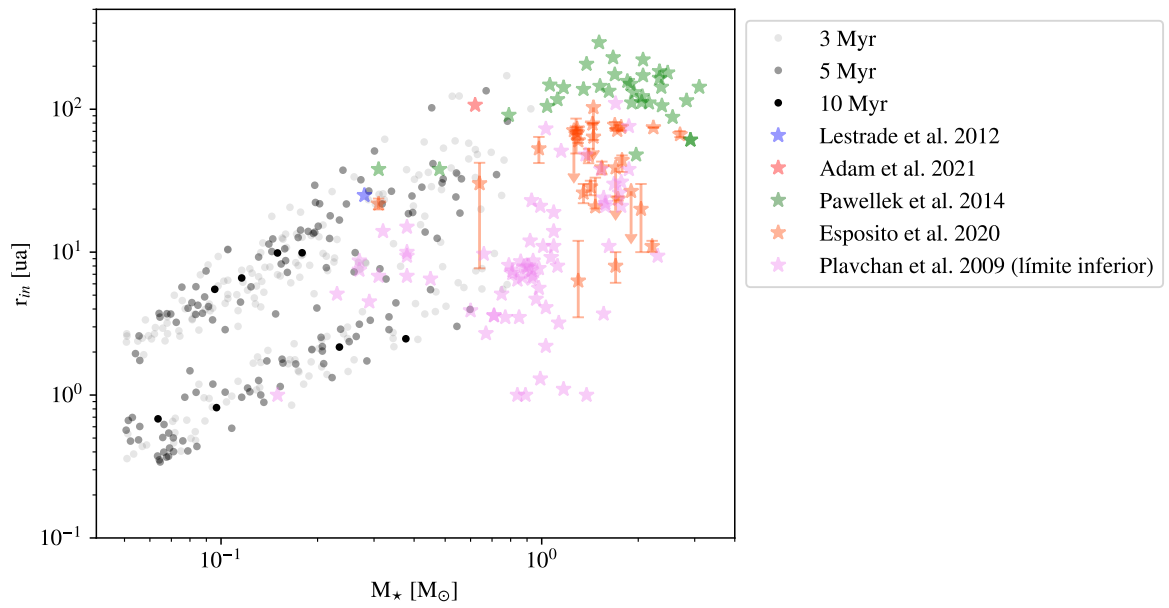


Figura 3.18: Radio interno vs. masa estelar, para nuestras simulaciones y para los discos observados por algunos trabajos previos (Lestrade et al., 2012; Adam et al., 2021; Pawellek et al., 2014; Esposito et al., 2020; Plavchan et al., 2009)

Capítulo 4

Caracterización de discos de escombros

En esta sección estudiamos discos observados en el modo de polarimetría por el *Gemini Planet Imager* (GPI, [Macintosh et al., 2014](#)) como parte de la campaña *GPI Exoplanet Survey* (GPIS, [Macintosh et al., 2018](#)). Los resultados de la detección de 29 discos fueron publicados en [Esposito et al. \(2020\)](#). El objetivo es caracterizar algunos discos seleccionados de la muestra para poder comparar con los resultados de las simulaciones con PLANETALP. En la sección 4.1 se realiza una introducción al método de polarimetría diferencial y al modo de observación del GPI. En la sección 4.2 se describe el método de reducción de imágenes y de modelización de los discos observados por GPI, y en 4.3 se muestran los resultados de la reducción y caracterización de las imágenes de los discos seleccionados, así como la comparación de los perfiles de los discos con resultados de simulaciones con PLANETALP.

4.1 Fundamentos

El polvo que forma parte de los discos de escombros dispersa la luz que recibe, polarizándola parcialmente. Esto ocurre porque los electrones de las partículas dispersoras interactúan con el campo electromagnético de la luz que reciben, oscilando en la dirección del campo eléctrico y emitiendo luz en respuesta. Al observar el disco, el campo eléctrico de la radiación dispersada se alinea con el movimiento oscilatorio proyectado de los electrones, que, para un observador externo, corresponde a la dirección tangencial respecto a la dirección de la luz incidente en la partícula, por lo que la luz detectada está polarizada en esa dirección. Por ejemplo, en un disco visto de frente, el patrón de polarización será en círculos concéntricos alrededor de la estrella (e.g. [King et al., 2024](#), y referencias en el mismo). Este distintivo aspecto en la dirección de la polarización debida a la presencia de discos lo hace una gran herramienta a la hora de estudiarlos.

Para que ocurra polarización lineal y sea posible detectar los discos es necesario que el medio dispersivo sea ópticamente fino, ya que en ese caso el proceso de dispersión ocurre mediante eventos simples de dispersión con las partículas del medio. En un

medio ópticamente grueso la dispersión ocurre mediante múltiples eventos de dispersión, haciendo que se pierda la información direccional de la luz proveniente de la estrella. Es por esto que el estudio de luz polarizada es ideal en el caso de los discos de escombros.

Dado que la luz de la estrella no está polarizada, poder detectar el estado de polarización de la luz circundante permite discriminar entre la luz que nos llega directamente de ella y la que fue dispersada por un disco. En esto se basa la técnica de polarimetría diferencial. Al restar distintas componentes de polarización obtenidas de observaciones separadas para el entorno de una estrella con un disco, la radiación no polarizada se cancela, conservando la señal que presenta un grado de polarización. Además, mediante modelos de partículas y de transferencia radiativa se pueden deducir propiedades del polvo en los discos, ya que el ángulo de dispersión y el grado de polarización dependen en gran medida de las características de las partículas (e.g. [Graham et al., 2006](#)). Esta dependencia está condicionada al modelo que se utilice para describir las partículas y su interacción con la radiación. En el caso de discos de escombros, donde los tamaños son del orden de la longitud de onda dispersada ($\sim$ micrómetros), se suele utilizar la teoría del scattering de Mie para partículas esféricas, que permite modelar la dependencia de la polarización con el ángulo de dispersión, tamaño, composición y porosidad de las partículas. Si el tamaño de los componentes del disco es mucho menor que la longitud de onda observada, la teoría de Mie no aplica y se debe utilizar el scattering de Rayleigh. Esto cobra importancia cuando se observan longitudes de ondas milimétricas, que no es nuestro caso.

4.1.1 Definición de las componentes de polarización

La polarización de la luz se mide utilizando cuatro intensidades, que conforman el vector de Stokes (o cubo de Stokes cuando hablamos de imágenes compuestas por un vector de Stokes en cada pixel):

$$\mathbf{I} = \begin{Bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{Bmatrix},$$

donde I , Q , U y V se definen:

$$\begin{cases} I = I_0^2 + I_{90}^2 \\ Q = I_0^2 - I_{90}^2 \\ U = I_{45}^2 - I_{135}^2 \\ V = I_{-45}^2 - I_{+45}^2 \end{cases}$$

I contiene información de la intensidad total recibida, Q corresponde a la diferencia entre la intensidad polarizada horizontalmente (0°) y verticalmente (90°), U se define

igual que Q pero en direcciones a 45° respecto al primero (45° y 135°), y V contiene información de la polarización circular, siendo la diferencia entre la intensidad polarizada en sentido antihorario y horario.

En el caso de los discos de escombros, como la fuente luminosa se encuentra en el centro, se espera que la polarización sea en la dirección acimutal. Por lo tanto, para observar el disco, debemos transformar el vector de Stokes de forma que contenga la información de polarización tangencial y radial respecto a la estrella. Se definen entonces las intensidades Q_r y U_r (a veces llamadas Q_ϕ , U_ϕ):

$$Q_r = I_\theta^2 - I_{\theta+90}^2 \quad (4.1)$$

$$U_r = I_{\theta+45}^2 - I_{\theta+135}^2, \quad (4.2)$$

donde θ es el ángulo entre la dirección horizontal (generalmente la dirección este-oeste) y cada punto del disco. Con esta definición, Q_r tiene información de la polarización acimutal, que incluye la luz dispersada por el disco, y U_r tiene información de la luz polarizada en direcciones a 45° de la dirección acimutal y radial, que, en el caso de discos de escombros, debería contener solamente ruido. Se puede mostrar que Q_r y U_r se obtienen a partir de los parámetros de Stokes de la siguiente forma (Schmid et al., 2006):

$$Q_r = Q \cos(2\theta) + U \sin(2\theta) \quad (4.3)$$

$$U_r = -Q \sin(2\theta) + U \cos(2\theta) \quad (4.4)$$

4.1.2 Polarimetría diferencial con GPI

Para construir el vector de Stokes se debe medir el grado de polarización en diferentes direcciones. Además, debido a la tenuidad de los discos en relación al objeto central, es preciso reducir lo más posible la contaminación de la luz directa de la estrella, que entorpece la observación del disco. En modo de polarimetría, el GPI combina el uso de coronógrafo, óptica adaptativa extrema y polarimetría diferencial para obtener las imágenes de los discos (Perrin et al., 2015).

- El uso de un coronógrafo es una práctica usual, en particular en la detección de exoplanetas y de discos protoplanetarios y discos de escombros. El coronógrafo bloquea la luz de la estrella central, aumentando el contraste con objetos tenues cercanos, permitiendo su detección. En particular, en el GPI se implementa un coronógrafo de Lyot junto con un apodizador que maximiza la eliminación de la luz difractada de la estrella (*Apodized Pupil Lyot Coronagraph*, APLC, e.g. Soummer et al., 2009). Este sistema consiste en modificar la transmisión de la luz en la entrada del telescopio, para que el perfil de la onda corresponda con el perfil de

difracción de la máscara, para optimizar de esta forma la interferencia de ambas funciones y la cancelación del patrón de difracción. El diseño del coronógrafo produce además imágenes difractadas de la estrella central, que permiten ubicar y caracterizar la estrella para realizar la calibración fotométrica y astrométrica de los datos (Macintosh et al., 2014; Wang et al., 2014; Hung et al., 2016).

- La óptica adaptativa se utiliza para reducir los efectos de la turbulencia atmosférica en la resolución obtenida. La luz que entra en el detector consiste de un frente de onda distorsionado debido al pasaje del mismo a través de la atmósfera. Diferencias en el índice de refracción a lo largo del camino óptico introducen cambios de fase espaciales y temporales en el mismo. La óptica adaptativa consiste en la medición de estas desviaciones mediante un sensor de frente de onda, utilizando una fuente brillante como referencia, para calcular las correcciones necesarias que son luego implementadas en un espejo deformable, que reconstruye el frente de onda (e.g. Davies & Kasper, 2012). La óptica adaptativa extrema del GPI corrige el frente de onda de una fuente puntual al 90 % de la PSF sin aberración (razón de Strehl de 0.9). No obstante, esta ganancia en resolución trae consigo desventajas, ya que requiere que la estrella sea muy brillante para que la óptica adaptativa sea eficiente, lo que limita la magnitud de los objetos que pueden observarse con el GPI hasta una magnitud $I = 10$ mag (Macintosh et al., 2014).
- La polarimetría diferencial tiene las ventajas que ya mencionamos en la sección previa. Su aplicación consiste en medir el ángulo de polarización en cada punto, mediante el uso de una placa retardadora y un prisma polarizador. Para lograr esto, la placa retardadora modula el estado de polarización de la luz incidente mediante la rotación controlada de la misma entre observaciones consecutivas, mientras que el prisma separa la luz correspondiente a cada punto en la imagen en dos estados de polarización ortogonales. Por cada observación se tienen dos imágenes con polarizaciones ortogonales, y se calcula la diferencia entre ambas. Como a lo largo de la secuencia de imágenes el cielo rota respecto al sistema de referencia del instrumento, cada imagen tiene información para distintos ángulos de polarización respecto al sistema de referencia del cielo. Es a partir del conjunto de todas las imágenes que se construyen los vectores de Stokes con el norte como referencia (Perrin et al., 2015).

4.2 Método

Con el objetivo de conectar las etapas de disco protoplanetario y disco de escombros, buscamos reproducir las características principales de algunos discos de escombros a partir del modelo de evolución de discos protoplanetarios PLANETALP. Para esto, se

procesaron imágenes de dos discos publicados en [Esposito et al. \(2020\)](#) de la campaña GPIES, para modelar sus propiedades a partir de un ajuste utilizando cadenas de Markov y comparar dichas propiedades con los resultados de simulaciones con PLANE-TALP. En esta sección se describe el proceso de reducción de las imágenes y el modelo matemático en el que nos basamos para describir físicamente los discos.

4.2.1 Reducción de las imágenes

Las imágenes sin reducir y de calibración fueron descargadas desde la base de datos pública del GPI en el archivo del Observatorio Gemini accesible en la dirección: <https://archive.gemini.edu/searchform>. En el modo de polarimetría, las imágenes sin procesar consisten en una grilla de puntos de polarización (ver figura 4.1), en la que cada par de puntos corresponde a dos estados de polarización ortogonales. Como ya se describió, la imagen final se logra combinando una serie de imágenes tomadas en una secuencia de observación para distintas componentes de polarización.

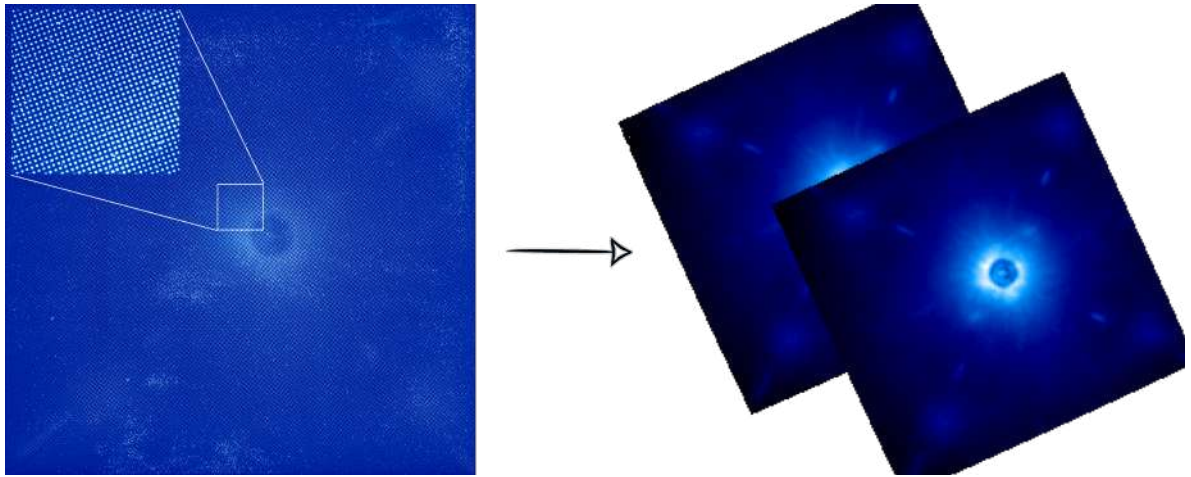


Figura 4.1: Ejemplo de imagen sin reducir en modo de polarimetría (izquierda) y las imágenes resultantes de calcular la polarización a partir de los puntos de polarización (derecha). En el centro de la imagen se observa la sombra producida por el coronógrafo, y en las esquinas cuatro imágenes de difracción de la estrella central (satélites) que se utilizan como referencia para la estimación de su posición y flujo.

La reducción de las imágenes se realizó mediante el pipeline del GPI ([Perrin et al., 2014](#)). A grandes rasgos, el proceso para pasar de las imágenes crudas al cubo de Stokes es como sigue (ver [Perrin et al., 2015](#)):

- Sustraer darks, eliminar ruido y corregir píxeles muertos en cada imagen,
- identificar los pares de polarización ortogonales mediante una grilla generada a partir de los flats, que permite localizar la posición de los puntos de polarización,

-
- sumar el flujo en cada punto de polarización dentro de un pequeño radio de apertura, generando, por cada imagen cruda individual, dos imágenes, cada una con un estado de polarización,
 - localizar la estrella en el detector en cada imagen generada, ya que está oculta tras la máscara del coronógrafo, y rotar las imágenes con el norte hacia arriba (Wang et al., 2014),
 - combinar todas las imágenes centradas en la estrella y rotadas a un Norte en común para generar el cubo de Stokes $\{I, Q, U, V\}$,
 - calcular el factor de conversión de ADU/s a Jy usando el flujo de la estrella y generar la imagen en Jy/arcsec² (Hung et al., 2016), importante si se desea deducir propiedades físicas del polvo del disco, como composición y porosidad.

Una vez obtenido el cubo de Stokes calculamos la polarización radial Q_r y U_r , mediante las ecuaciones 4.3.

4.2.2 Modelo y ajuste de parámetros con MCFOST

Para caracterizar los discos a partir de las imágenes, utilizamos el método de Monte Carlo con cadenas de Markov (MCMC), mediante el paquete `emcee` de python (Foreman-Mackey et al., 2013), utilizando el código de transferencia radiativa MCFOST (Pinte et al., 2006, 2009) para la generación de las imágenes sintéticas. El método consiste en explorar el espacio de parámetros hasta encontrar la distribución de probabilidad de los parámetros del modelo (que se describirá a continuación) para una probabilidad definida como:

$$P = \exp \left[-\frac{1}{2} \chi^2 \right], \quad (4.5)$$

$$\chi^2 = \sum_i^N \left(\frac{\text{Obs}_i - \text{Mod}_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (4.6)$$

donde Obs_i y Mod_i son los valores de cada píxel en la imagen observada y el modelo y σ_i es la incertidumbre de cada píxel. Se define también el parámetro reducido:

$$\chi_r^2 = \frac{\chi^2}{N - M}, \quad (4.7)$$

donde M es el número de parámetros libres a ajustar del modelo, y N es el número de píxeles de la imagen a ajustar. χ_r^2 se utiliza como indicador de qué tan bueno es el ajuste de los parámetros al modelo (se busca minimizar χ_r).

El método para encontrar la probabilidad posterior es a partir de cadenas de muestras, o *walkers*. Cada cadena consiste en un conjunto de parámetros que definen una

imagen, con un valor de probabilidad asociado. A cada iteración, los parámetros son modificados en forma aleatoria, de forma que el siguiente paso no debe tener una probabilidad menor que el anterior. De esta forma, inicializando una gran cantidad de cadenas independientes simultáneamente, a lo largo de una gran cantidad de iteraciones todas las cadenas convergen al valor que corresponde a la mayor probabilidad. Empleamos también la técnica de *parallel tempering*, que mejora el muestreo del espacio de parámetros. Se definen cadenas a distintas temperaturas, donde las cadenas a altas temperaturas pueden explorar los parámetros de forma más amplia, mientras que las de baja temperatura se encuentran más acotadas, centrándose en zonas de alta probabilidad. Esto es importante en los casos donde existen varios máximos locales de probabilidad, ya que alguno de ellos podría quedar no detectado por las cadenas a baja temperatura.

En cuanto a la generación de las imágenes sintéticas, MCFOST resuelve las ecuaciones de transferencia radiativa para paquetes de fotones a través de un disco o envoltente, para simular los observables (SED e imagen), incluyendo la polarización. Las características del objeto que queremos simular se introducen en un archivo de parámetros, que incluye características morfológicas del disco, cualidades físicas del gas y polvo en el disco, propiedades de la estrella central e información general de la imagen y del modelado (tamaño de la imagen en píxeles, número de paquetes de fotones a simular, longitud de onda, etc).

Los parámetros del disco se basan en modelos para el perfil de polvo, que varía en función del tipo de disco que se desee simular. En nuestro caso, utilizamos la prescripción para los discos de escombros (e.g. [Augereau et al., 1999](#)), donde la distribución vertical del polvo está dada por una exponencial:

$$Z(r, z) = \exp\left(-\frac{z}{H(r)}\right)^\gamma, \quad (4.8)$$

con $H(r) = H_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^\beta$ la escala de altura, donde R_0 es el radio de referencia, y β el parámetro de curvatura del disco. De esta forma, la densidad superficial de polvo queda:

$$\Sigma_p(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r, z) dz = \Sigma_p^0 \times R(r) \left(\frac{r}{R_0}\right)^\beta, \quad (4.9)$$

donde $\Sigma_p^0 = 2\rho(R_0, 0)H_0 \int_0^{+\infty} \exp(-x^\gamma) dx$, y $R(r)$ define la distribución radial del polvo, definida mediante dos leyes de potencia:

$$R(r) = \left[\left(\frac{r}{R_c}\right)^{-2\alpha_{in}} + \left(\frac{r}{R_c}\right)^{-2\alpha_{out}} \right]^{-1/2}, \quad (4.10)$$

donde R_c es el radio característico, y α_{in} y α_{out} definen los perfiles de la parte interna y externa del disco respectivamente. α_{out} debe ser negativo, y α_{in} positivo.

Con estas definiciones, la distancia para la que se da el máximo de densidad superficial resulta ser:

$$R_{max} = R_c \times \left(\frac{\Gamma_{in}}{-\Gamma_{out}} \right)^{(2\Gamma_{in}-2\Gamma_{out})^{-1}}, \quad (4.11)$$

con $\Gamma_{in} = \alpha_{in} + \beta$, $\Gamma_{out} = \alpha_{out} + \beta$.

Otros parámetros importantes para el modelado son el radio interno y externo (R_{in} y R_{out}), tamaño mínimo y máximo de las partículas del disco (a_{min} y a_{max}), composición y porosidad de las partículas y distribución de tamaños de las mismas, dada por el exponente q que suele ser cercano a 3.5. La orientación del disco está determinada por la inclinación i y el ángulo de posición PA.

Si bien algunas propiedades como la masa y la composición de los discos son imposibles de determinar utilizando imágenes de luz dispersada en una longitud de onda solamente, dado que el objetivo de nuestro trabajo no se centra en realizar mediciones precisas de estos parámetros en los ajustes los mantuvimos como variables, tomando valores cercanos a los encontrados en la literatura para los discos estudiados. Un análisis completo implicaría considerar imágenes en varias longitudes de onda y la distribución de energía espectral. No obstante, para la determinación de otros parámetros no asociados directamente al brillo total del disco, no es crítico contar con distintas imágenes, por lo que se espera que su medición en este trabajo sean más precisos.

4.3 Elección y modelado de discos

El criterio para la elección de los discos a modelar se basa principalmente en el rango de masas estelares utilizadas en las simulaciones de PLANETALP, que es con un máximo de $1.4M_{\odot}$. Además buscamos discos jóvenes, ya que el objetivo es estudiar las características de los discos de escombros cercanos a la disipación del gas en el mismo, ya que estamos manejando la hipótesis de que el polvo (o parte del polvo) de los discos sea primordial. Discos relativamente viejos ($>100\text{Myr}$) han estado expuestos a otros efectos significativos que no podemos predecir con las simulaciones numéricas de nuestro modelo (por ejemplo vientos estelares, presión de radiación y perturbaciones de planetas), por lo que se descartan. Con estas restricciones, escogimos los discos CE Ant (sección 4.3.1) y HD 191089 (sección 4.3.2).

4.3.1 CE Ant

Las primeras detecciones de CE Ant (o TWA 7), mediante el análisis de su distribución de energía espectral, sugirieron la presencia de un disco de escombros compuesto por dos anillos, uno cercano a 38ua y otro cercano a 75ua (Riviere-Marichalar et al., 2013). Choquet et al. (2016) mostraron las primeras imágenes en luz dispersada del disco

observado por el HST, confirmando la estructura de anillo cerca de 35ua, pero sin poder detectar el disco exterior. [Olofsson et al. \(2018\)](#) observan el disco en polarimetría con el instrumento SPHERE en las bandas H y J, logrando detectar un anillo secundario cerca de las 50ua. Gracias a la resolución mejorada respecto a trabajos previos, se logró restringir el radio del disco a unas 25ua. En el mismo trabajo realizan un ajuste de la distribución de energía espectral, concluyendo que es probable la presencia de un anillo que permanece oculto por la estrella, y además se discute la presencia de una estructura en forma de espiral en la región suroeste del disco.

CE Ant fue observado por el GPI en modo de polarimetría en dos ocasiones en el año 2018, con tiempos de exposición de 60 y 120 segundos, en la banda H (1.65nm). Las características de la estrella se encuentran en la tabla 4.1. La corta edad y la masa dentro del rango utilizado para los modelos de PLANETALP la hacen un sistema ideal para comparar con nuestras simulaciones.

Propiedad	CE Ant
$M_{\star} [M_{\odot}]$	0.31 ± 0.06
Distancia [pc]	34.03 ± 0.08
Edad [Myr]	7 – 13
Temperatura [K]	3420
Flujo en banda H (1.65 nm) [Jy]	1.48 ± 0.04

Cuadro 4.1: Características de la estrella CE Ant. Ver [Esposito et al. \(2020\)](#) y referencias en el mismo.

Modelado

Para realizar la reducción utilizamos las imágenes de 120s. Las imágenes Q , U , Q_r y U_r se muestran en la figura 4.2. Debido a que el modelado requiere la realización de un gran número de imágenes sintéticas, y para reducir el ruido de correlación en las imágenes, realizamos un bineado de las imágenes, tomando el promedio del flujo en cuadrados de 2×2 píxeles. Para hallar χ^2 definimos la incertidumbre de la imagen Q_r (imagen σ) como la desviación estándar de anillos concéntricos de ancho 2 px en la imagen U_r bineada ([Millar-Blanchaer et al., 2015](#)).

Las imágenes del GPI no permiten divisar el anillo secundario que reportan [Olofsson et al. \(2018\)](#), ya que el anillo está localizado a $1.5''$, mientras que el campo visual del GPI es de $2''.6 \times 2''.6$, extendiéndose hasta una separación de entre $1''$ y $1''.8$ de la estrella dependiendo del ángulo de posición, producto de la rotación de las imágenes

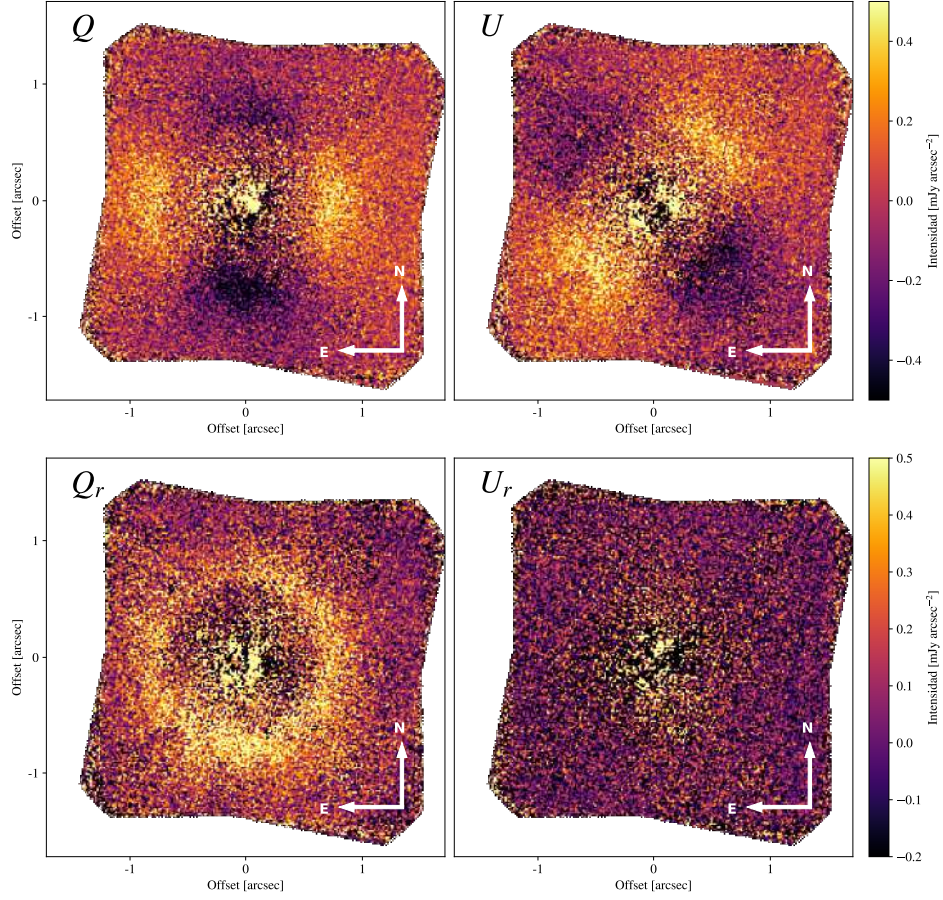


Figura 4.2: Arriba: intensidades Q y U para el disco CE Ant. Abajo: intensidades Q_r y U_r .

al realizar la combinación en el procesamiento. Por esto, solamente consideraremos el anillo principal de ~ 25 ua.

Los parámetros modelados y los intervalos elegidos se muestran en la tabla 4.2. Estos intervalos surgen a partir de los trabajos de [Esposito et al. \(2020\)](#) y [Olofsson et al. \(2018\)](#), así como de realizaciones previas que permitieron restringir el espacio de parámetros cercanos a los valores de convergencia. Los valores fijos para la inclinación i y el ángulo de posición PA se tomaron de [Olofsson et al. \(2018\)](#), quienes también habían encontrado valores para el radio interno y la masa, que mantuvimos como parámetros libres. β y γ se fijaron ambos en 1, y $a_{\max}$ también se mantuvo fijo en 1 mm, ya que las partículas más grandes no participan en la dispersión de longitudes de onda consideradas en el régimen de dispersión de Mie, que es el que estamos asumiendo. Finalmente, el radio de referencia R_0 se fijó en 30ua, por lo que el perfil vertical del disco queda únicamente definido por el parámetro libre H_0 . Para cada parámetro, se consideró una probabilidad previa uniforme, mediante una escala logarítmica para los parámetros $a_{\min}$ y M_p , y lineal para el resto. El modelado se realizó en un área de entre $0.36''$ y $1.13''$, a partir de las imágenes bineadas. La imagen Q_r bineada con el área

utilizada en el ajuste indicada se encuentra en la figura 4.3.

Parámetros variables	Intervalo	Parámetros fijos	Valor
R_{in}	5 – 20 ua	β	1
R_{out}	40 – 80 ua	γ	1
R_c	20 – 35 ua	R_0	30 ua
H_0	1 – 30	$a_{\max}$	1000 μm
α_{in}	2 – 8	i	13.1°
α_{out}	–3 – 0	PA	91°
$a_{\min}$	0.1 – 10 μm		
q	2.5 – 4.5		
Porosidad	0 – 0.9		
Masa	$1 \times 10^{-7} - 1 \times 10^{-5} M_{\odot}$		

Cuadro 4.2: Parámetros variables y fijos de los modelos MCFOST.

Parámetro	Valor de mejor ajuste
R_{in}	< 9.56 ua
R_{out}	> 44 ua
R_c	$26.68^{+0.57}_{-0.52}$ ua
H_0	$9.52^{+1.89}_{-1.81}$
α_{in}	$4.26^{+0.29}_{-0.25}$
α_{out}	$-2.09^{+0.18}_{-0.21}$
$a_{\min}$	$5.37^{+2.20}_{-1.10} \mu\text{m}$
q	$3.84^{+0.28}_{-0.29}$
Porosidad	$0.46^{+0.06}_{-0.11}$
Masa	$2.22^{+1.11}_{-0.57} \times 10^{-6} M_{\odot}$

Cuadro 4.3: Mejores ajustes para los parámetros del disco CE Ant.

Para el modelado con `emcee` se utilizaron 2 temperaturas, 50 walkers por temperatura y 4000 iteraciones. En el caso del modelado de CE Ant se observó bimodalidad en el tamaño mínimo de las partículas y la porosidad, debido a la degeneración entre el tamaño de las partículas, la porosidad y la masa (partículas más grandes pero muy porosas producen una dispersión similar que partículas pequeñas con baja porosidad,

modificando además la masa total inferida), por lo que se implementó el uso de dos temperaturas. En los apéndices B.1 se muestran las cadenas y en B.2 se muestran las densidades de probabilidad para cada parámetro.

Se logró un buen ajuste para α_{in} , α_{out} , R_c , H_0 y la porosidad, y se encontró un límite superior para el radio interno, R_{in} . El tamaño mínimo de partículas tiene una preferencia por $\log(a_{min}) \sim 0.73$, aunque existe otro máximo de probabilidad para valores bajos, $\log(a_{min}) \sim -0.9$. La masa también presenta un buen ajuste cerca de $\log(M) = -5.65$ ($2.2 \times 10^{-6} M_{\odot}$), superior a lo obtenido por Olofsson et al. (2018) ($M = 1.7 \times 10^{-6} M_{\odot}$). No se pudo restringir el valor del radio externo, encontrando solo un límite inferior de 44ua. Para determinar los intervalos de incertidumbre se utilizaron los intervalos del 68 % de confianza para cada parámetro, excepto para los que no muestran una distribución de densidad de probabilidad de tipo gaussiana (R_{in} y R_{out}).

El mejor ajuste se logró con un $\chi_r^2 = 1.118$. En la figura 4.3 se muestra la imagen bineada utilizada para el ajuste, la imagen sintética obtenida para el mejor conjunto de parámetros por MCFOST, y el residuo (diferencia entre la imagen real y la imagen sintética).

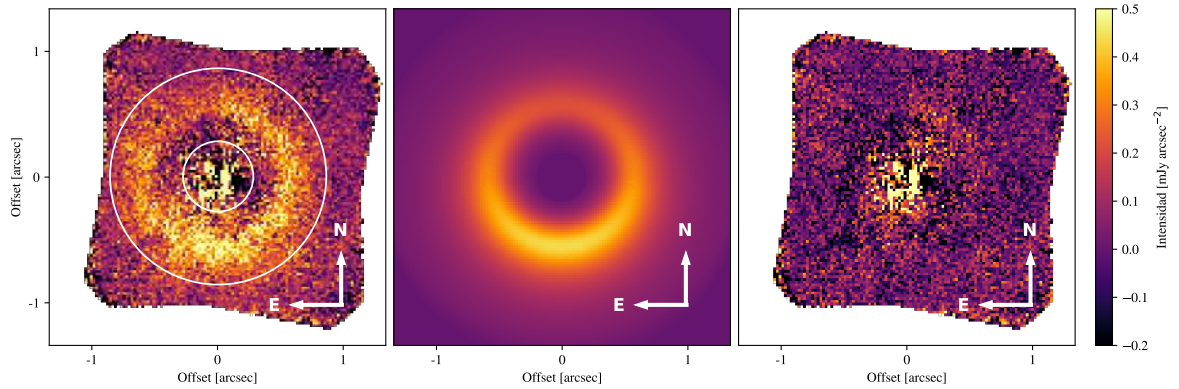


Figura 4.3: Izquierda: imagen Q_r para CE Ant. Medio: mejor modelo obtenido con MCFOST. Derecha: residuo entre la imagen Q_r y el modelo.

Sobredensidad en el sur de CE Ant

Aun en el caso del mejor ajuste generado por MCFOST existe un exceso de flujo residual en la zona NW del disco (ver figura 4.3). Este exceso también se observa en Olofsson et al. (2018). Además, en nuestros resultados, se observa que la región Este tampoco es bien ajustada ya que allí el modelo predice un mayor flujo al observado (se ve un arco oscuro en la imagen residual). Esto podría deberse a errores en el cálculo del ángulo de posición del disco, introducidos por el exceso de flujo que se observa en la parte sur del disco, asociado a un brazo espiral saliente como se discute en Olofsson et al. (2018). Esta sobredensidad alteraría la orientación hallada si se desea ajustar esa parte del disco.

Para estudiar el caso alternativo en el que la alta luminosidad de la parte sur se debe a un exceso de masa en esa región, realizamos un nuevo ajuste, con los parámetros geométricos del disco (α_{in} , α_{out} , R_{in} , R_{out} , R_c y H_0) fijos, y esta vez dejando como parámetros libres la inclinación y el ángulo de posición, agregando una máscara que descarte la región donde se encuentra la sobredensidad.

Con esta modificación, encontramos que la inclinación que mejor ajusta al disco es $I = 10.34^\circ$, y el ángulo de posición $PA = 129^\circ$. En la figura 4.4 se muestran los resultados con el residuo. Si bien aun se observa cierto flujo residual en la región NW del disco, este se redujo significativamente, mientras que la zona de la sobredensidad presenta un exceso significativo.

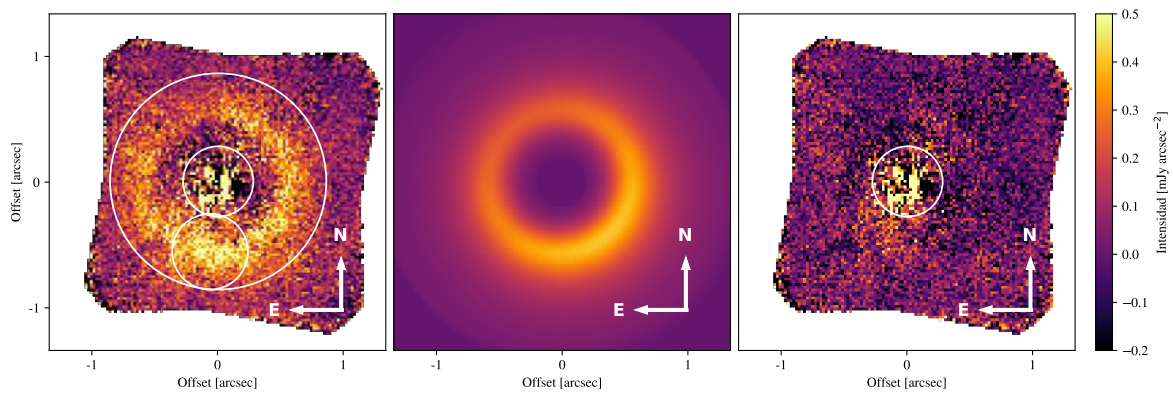


Figura 4.4: Igual que la figura 4.3 pero con valores calculados de inclinación y ángulo de posición. Los círculos indican la región de la máscara.

En la figura 4.5 se muestran los perfiles radiales para los dos modelos obtenidos, el primero usando el resultado $PA = 91^\circ$ y el segundo con $PA = 129^\circ$, calculados a partir de la suma del flujo en anillos concéntricos de las imágenes desproyectadas del modelo y de la imagen Q_r . En puntos negros se muestra el residuo. Cerca del pico de emisión a unas 32ua en ambos casos se observa que hay un exceso respecto al modelo. En el primer caso se debe al flujo residual en la zona NW del disco, y en el segundo caso se debe al residuo cerca de la sobredensidad (aunque no se logró eliminar por completo el exceso inicial, sí se redujo significativamente).

Según este análisis y siguiendo la hipótesis de [Olofsson et al. \(2018\)](#), CE Ant contaría con una estructura espiral junto a una sobredensidad en el disco. Estructuras similares ya fueron reportadas en algunos discos de transición (e.g. [van der Marel et al., 2016](#)), y en general se asocian a perturbaciones producidas por planetas gigantes cerca del anillo.

4.3.2 HD 191089

La primera imagen del disco alrededor de HD 191089 fue publicada por [Churcher et al. \(2011\)](#), obtenida para la emisión térmica del polvo. En dicho trabajo se estimó una

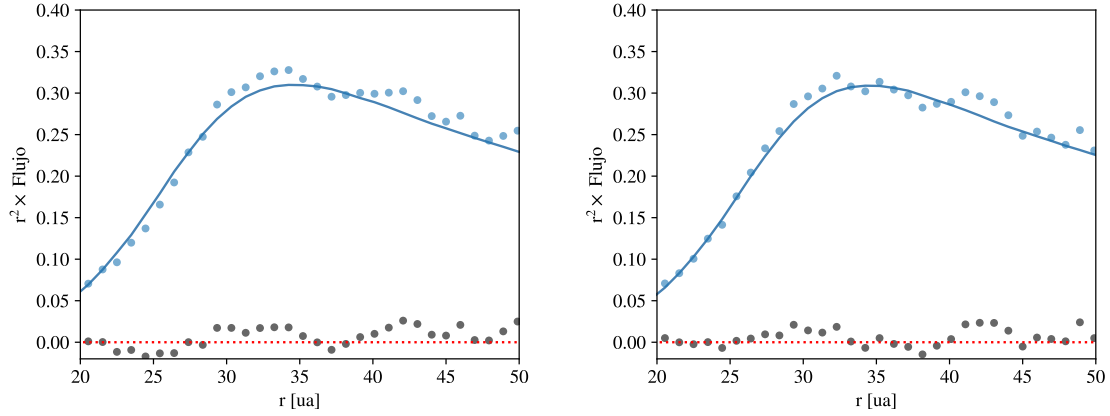


Figura 4.5: Izquierda: perfil del modelo (línea continua azul) y la imagen (puntos azules) de CE Ant tomando como ángulo de posición $PA = 91^\circ$. Derecha: lo mismo pero con $PA = 129^\circ$. Se muestra también la diferencia entre la imagen y el modelo.

extensión del disco entre 28 y 90 ua, con una cavidad interior que confirmó una estructura en forma de anillo. Posteriormente, [Soummer et al. \(2014\)](#) utilizan datos del HST, mejorando la reducción de las imágenes para revelar estructuras débiles alrededor de cinco estrellas con evidencias de discos, pero sin detecciones en luz dispersada, confirmando la presencia del disco alrededor de HD 191089. [Ren et al. \(2019\)](#) desarrollan el análisis más reciente de este disco, utilizando las observaciones del GPI (los mismos datos que utilizaremos en este trabajo) a $1.65\mu\text{m}$, y observaciones con el HST a $0.58\mu\text{m}$. Además de la observación y caracterización en gran detalle del anillo entre 26 y 78 ua de la estrella, las observaciones de mayor campo de visión del HST permitieron caracterizar un halo extendiéndose hasta más de 600ua de la estrella. Adicionalmente, calculan la inclinación y ángulo de posición del disco; tomaremos como fijos ambos valores en nuestro modelado.

Las características de HD 191089 se muestran en la tabla 4.4.

Modelado

Las imágenes de HD 191089 utilizadas cuentan con 90s de exposición cada una. Se procesaron mediante el pipeline de la misma forma que CE Ant. La figura 4.6 muestra la imagen binned y la máscara utilizada para realizar el modelado.

Los parámetros a modelar y los fijos se encuentran en la tabla 4.5. Los intervalos se eligieron para abarcar los resultados de [Ren et al. \(2019\)](#), incluyendo parámetros que no fueron modelados previamente (exponente q y escala de altura H_0).

Los resultados se encuentran en la tabla 4.6, y en los apéndices C.1 y C.2 se encuentran las cadenas y las densidades de probabilidad para cada variable. Se logró un buen ajuste para los parámetros H_0 , R_c , α_{out} y R_{out} . Los parámetros que determinan el perfil

Propiedad	HD 191089
$M_{\star} [M_{\odot}]$	1.35 ± 0.1
Distancia [pc]	50.14 ± 0.11
Edad [Myr]	16 – 28
Temperatura [K]	6450
Flujo en banda H (1.65 nm) [Jy]	3.749 ± 0.119

Cuadro 4.4: Características de la estrella HD 191089 (ver [Ren et al. \(2019\)](#) y referencias en el mismo).

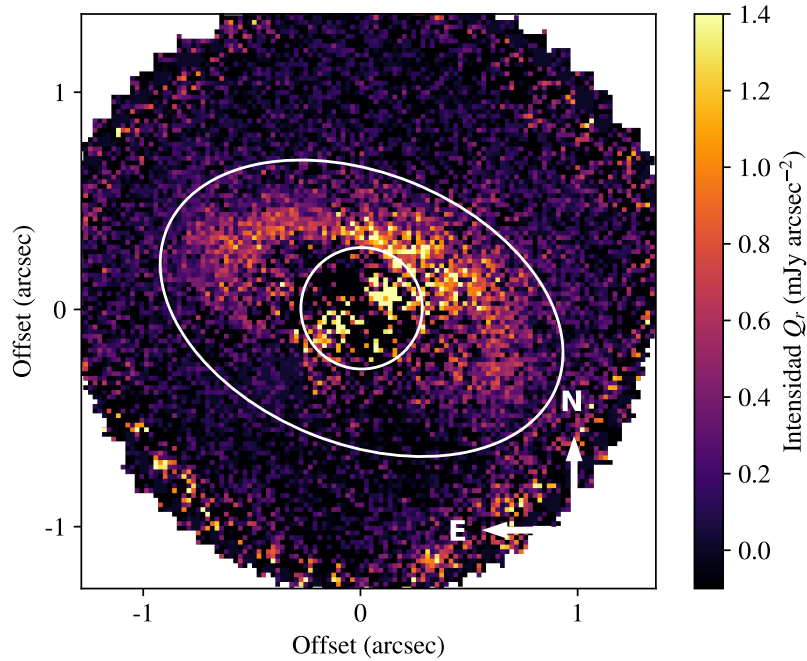


Figura 4.6: HD 191089 con los límites de la máscara utilizada para el modelado.

interno del disco, R_{in} y α_{in} presentan mayor incertidumbre, solo pudiendo determinar un límite superior para el radio interno, y el coeficiente α_{in} muestra una distribución de probabilidad más dispersa en comparación a α_{out} . Esto se debe a la alta inclinación del disco que oculta información sobre el disco interno. En cuanto a las propiedades físicas del polvo, nuestro ajuste predice partículas relativamente grandes y con muy baja porosidad. Se realizaron varias realizaciones de las cadenas, ya que se observó que el tamaño mínimo de partículas tendía a valores grandes, pero en todas ellas las cadenas rápidamente se concentraban en el máximo valor del modelado. Además, el valor del exponente q presenta una gran dispersión, con preferencias con valores bajos alejados

Parámetros variables	Intervalo	Parámetros fijos	Valor
R_{in}	10 – 60 ua	β	1
R_{out}	60 – 190 ua	γ	1
R_c	20 – 70 ua	R_0	30 ua
H_0	1 – 30	a_{max}	1000 μm
α_{in}	2 – 10	i	59.0°
α_{out}	-10 – -2	PA	70°
a_{min}	0.1 – 31.6 μm		
q	2.0 – 4.0		
Porosidad	0 – 1.0		
Masa	$1 \times 10^{-8} - 1 \times 10^{-5} M_{\odot}$		

Cuadro 4.5: Parámetros variables y fijos de los modelos MCFOST para HD 191089.

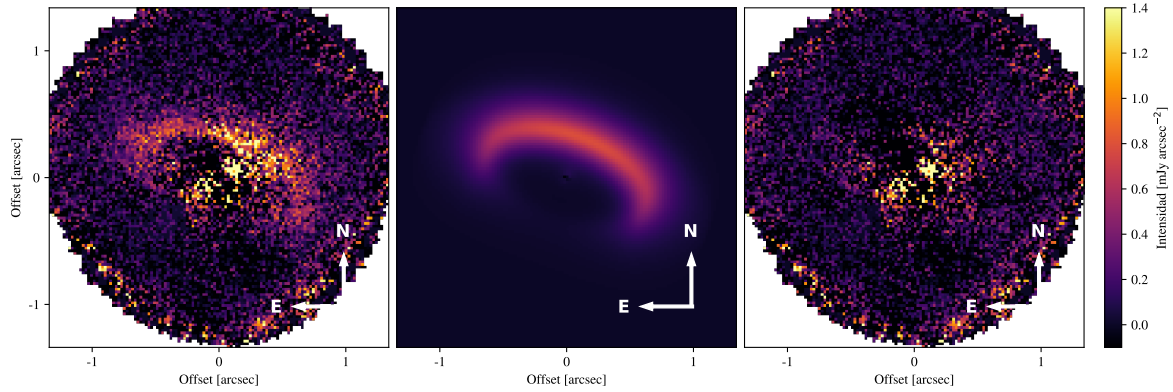


Figura 4.7

del 3.5 que se esperaría en una cascada colisional. A pesar de que estas incertidumbres son esperables ya que no contamos con más imágenes que permitan realizar mejores estimaciones, los resultados inconcluyentes y alejados además de los encontrados por [Ren et al. \(2019\)](#) refuerzan la idea presentada en dicho trabajo de que es necesario considerar una composición más compleja para este disco.

4.3.3 Comparación con PLANETALP

En esta sección comparamos los perfiles obtenidos a partir de las imágenes de los discos CE Ant y HD191089 con perfiles resultantes del modelo implementado en PLANETALP. En la tabla 4.7 se muestran los valores para las condiciones iniciales utilizadas para

Parámetro	Valor de mejor ajuste
R_{in}	> 31.18 ua
R_{out}	$76^{+6.31}_{-3.08}$ ua
R_c	$43.08^{+1.24}_{-1.16}$ ua
H_0	$6.13^{+0.54}_{-0.46}$
α_{in}	$9.19^{+2.46}_{-1.67}$
α_{out}	$-3.49^{+0.47}_{-0.55}$
a_{min}	...
q	...
Porosidad	$0.05^{+0.08}_{-0.04}$
Masa	$2.13^{+0.56}_{-0.57} \times 10^{-6} M_{\odot}$

Cuadro 4.6: Mejores ajustes para los parámetros del disco HD 191089.

explorar la posible evolución que dio lugar a los discos de escombros estudiados. La masa estelar en el caso de CE Ant es $0.31 M_{\odot}$ y en el caso de HD191089 es $1.35 M_{\odot}$.

Parámetro	Valor
R_c [ua]	$10 - 31.6 - 100(M_{\star}/M_{\odot})^{1/1.6}$
M_d [$M_{\odot}$]	$0.01 - 0.0316 - 0.1 M_{\star}$
$\alpha_{r\phi}$	$10^{-2} - 10^{-3} - 10^{-4}$
$\alpha_{\phi z,0}$	$10^{-3} - 10^{-4} - 10^{-5}$

Cuadro 4.7: Parámetros utilizados en las simulaciones de PLANETALP para comparar con CE Ant y HD 191089.

Para cada combinación de los parámetros de la tabla 4.7 se ejecutó una simulación hasta el tiempo correspondiente a la edad de cada disco. Se evaluó la cantidad de polvo y gas presente en el disco y se ajustó el perfil resultante a un perfil como el descrito en la ecuación 4.9 para encontrar los parámetros R_c , α_{in} y α_{out} que corresponden a los perfiles dados por PLANETALP.

CE Ant

La masa de polvo final depende fuertemente de las condiciones iniciales. Las masas más altas son logradas cuando se considera un disco muy masivo y extendido inicialmente, llegando a $0.1 M_{\oplus}$, mientras que para un disco inicialmente poco masivo y pequeño

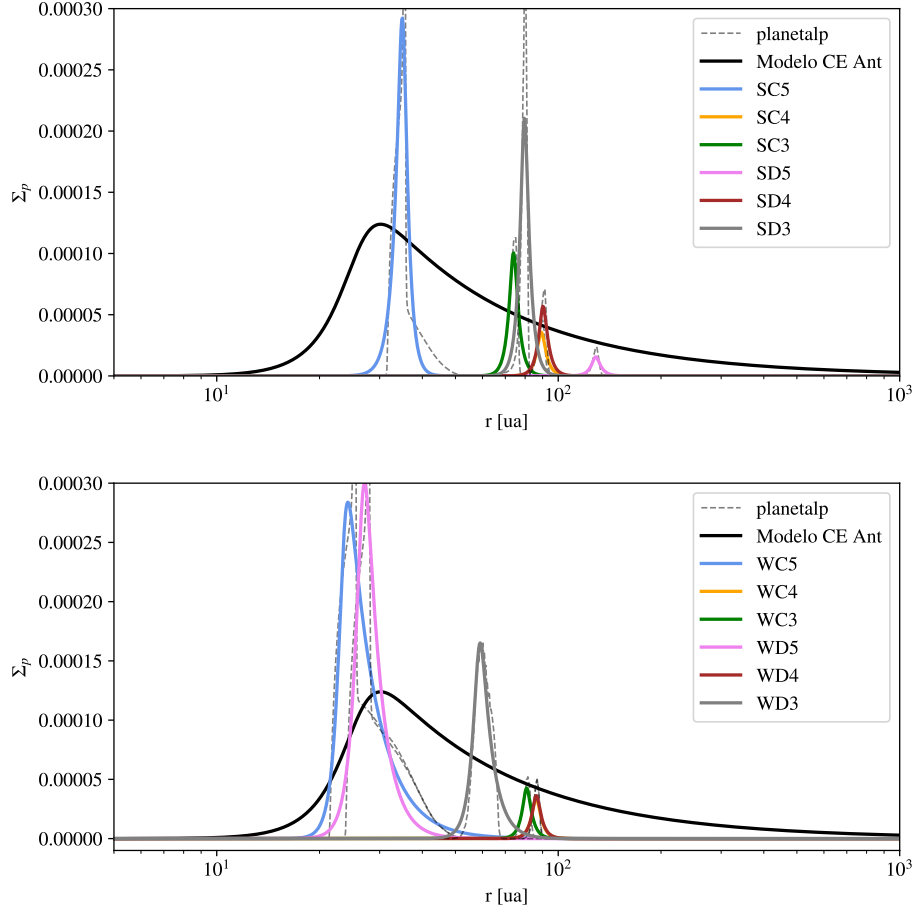


Figura 4.8: Perfiles de densidad superficial de polvo para el modelado de CE Ant (línea continua negra) y los mejores resultados de PLANETALP. Arriba: caso de vientos fuertes. Abajo: caso de vientos débiles.

las masas finales son despreciables. La masa de polvo estimada en este trabajo y en trabajos previos indica que CE Ant contiene alrededor de $0.5M_{\oplus}$. El hecho de que con las simulaciones no se alcancen masas tan altas está en concordancia con la literatura ya que es esperable que gran parte de la masa del polvo provenga de colisiones entre objetos más grandes, que no estamos considerando en las simulaciones. La masa de gas, por otra parte, en los casos más extremos llega a ser de $0.01M_{\odot}$ a los 10Myr. [Olofsson et al. \(2018\)](#) reportan una pequeña cantidad de gas en CE Ant, por lo que el valor tan alto en algunas de nuestras simulaciones no representa bien el estado de CE Ant. Sin embargo hay una gran dispersión, abarcando masas de hasta $10^{-14}M_{\odot}$. Tanto la masa de polvo como la de gas son menores para torques más altos, pero no se observa una diferencia significativa en relación al régimen de vientos fuertes o débiles.

Para los casos en los que suficiente polvo para formar un anillo sobrevive hasta 10Myr, la posición de dicho anillo depende significativamente de la parametrización

de los vientos y de las condiciones iniciales. En la figura 4.8 se muestran los perfiles de polvo resultantes de las simulaciones, junto con el perfil obtenido de CE Ant a partir de las imágenes. En colores se muestran los ajustes de los perfiles dados por las simulaciones utilizando la ecuación 4.9, para los casos que más se acercan al perfil de CE Ant. En todos los casos, el resultado de las simulaciones predice un perfil muy empinado, descritos por coeficientes $\alpha_{in} > 10$ y $\alpha_{out} < -10$. Un perfil más realista como el observado en CE Ant, con un $\alpha_{out} \sim -2$, surge del arrastre del polvo debido al viento estelar y presión de radiación que, nuevamente, no estamos considerando en nuestro modelo. Los perfiles resultantes además presentan una dependencia débil con el tipo de vientos y torques, y una fuerte dependencia con la intensidad del torque. Las condiciones iniciales que derivan en los perfiles de la figura 4.8 son variados, y no se observa una preferencia por algún conjunto de condiciones iniciales en cuanto a la geometría y posición del anillo. Esto se debe en parte a que en algunos de los casos no estamos observando el perfil final de la evolución, sino que aun existe una cantidad significativa de gas y polvo, lo que hace que estemos observando a los discos en distintas etapas de su evolución. De estudiar el estado final de los discos (es decir, en el momento en que todo el gas se ha disipado), es esperable que la distribución del polvo dependa de las condiciones iniciales.

HD 191089

Como no se obtuvieron buenos ajustes para todos los parámetros, no podemos realizar una comparación con los perfiles de PLANETALP. Sin embargo, dado que la posición del disco fue bien acotada y coincide con resultados de trabajos previos, podemos estudiar la posición de los anillos dados por la evolución del modelo.

Para todos los casos estudiados de la tabla 4.7 utilizando una masa estelar de $1.35M_{\odot}$ hasta 20Myr, se observa una diferencia significativa entre los casos con vientos fuertes y débiles. Con vientos fuertes no se obtiene en ningún caso un radio final cercano al obtenido para este disco. Todos los resultados arrojan ya sea radios menores a 10 ua, o discos completamente dispersos, sin polvo remanente. En algunos de los casos (con las mayores masas y tamaños iniciales de los discos) se forman anillos a más de 100ua de la estrella. Con vientos débiles la frecuencia de formación de anillos entre 10 y 100ua es mayor, en particular los casos con torque constante $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}$. La masa final de gas presente en los discos es despreciable en todos los casos, indicando que para todas las simulaciones el gas se ha disipado completamente y solamente resta polvo en el disco. La masa de polvo oscila varios órdenes de magnitud, llegando a ser de hasta $0.5M_{\oplus}$. Dada la masa estimada en este trabajo y en trabajos previos de HD 191089, sería posible la presencia de una cantidad significativa de polvo primordial, remanente de la evolución de los discos de transición.

Capítulo 5

Conclusiones

En la primera parte del presente trabajo se estudió la evolución de discos protoplanetarios de gas y polvo bajo la influencia de viscosidad turbulenta, vientos de disco y fotoevaporación, explorando un amplio rango de parámetros libres y condiciones iniciales. Se realizaron estudios cualitativos de la evolución de los perfiles de densidad superficial de gas y polvo, así como estudios cuantitativos mediante síntesis poblacionales. Los principales resultados de este estudio son:

- Se encontró que existe una gran dependencia en las tasas de acreción estelar con respecto al parámetro de torque de los vientos de disco cuando se asumen bajos valores de viscosidad turbulenta. El mejor ajuste a las observaciones se logra con un parámetro de torque $\alpha_{\phi z,0} = 10^{-3}M_{\star}$, siendo proporcional a la masa estelar para reproducir la relación observada entre tasas de acreción y masa estelar.
- No se encuentran grandes diferencias, tanto en las tasas de acreción como en los tiempos de vida, entre los casos con vientos fuertes y débiles.
- Cuando la acreción debida al torque magnético es mayor, el tiempo de vida medio de los discos es altamente dependiente del criterio utilizado para medirlos, ya que la parte interna del disco (medida a partir de la acreción hacia la estrella central y el exceso de emisión infrarroja) se disipa más lentamente debido a la continua renovación de la masa en esa zona por el transporte debido a la acreción, mientras que el tiempo de vida total del disco disminuye ya que la tasa neta de pérdida de masa aumenta por una mayor acreción. De no estar presente la fotoevaporación que detiene la acreción, los tiempos de vida de los discos medidos por dicho criterio se hacen demasiado grandes respecto a las observaciones, con el 100 % de los discos presentando valores significativos de acreción ($> 10^{-13}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) a 20Myr.
- Para reproducir tasas de acreción altas en poblaciones de más de 1Myr es necesario considerar una cierta tasa de formación estelar, que introduce una dispersión en cuanto a la vida de los discos.

-
- Los tiempos de vida dependen de la masa estelar, siendo mayores para estrellas de baja masa y enanas marrones cuando se implementa una proporcionalidad entre los parámetros de viscosidad y de torque con la masa estelar.
 - La distribución acumulativa de masa de polvo en los discos sigue a grandes rasgos la tendencia dada por las observaciones, aunque en general estamos subestimando la cantidad de polvo en los discos. Esto podría deberse a una gran cantidad de factores, dada la gran cantidad de parámetros libres del modelo que se asumen en las simulaciones (por ejemplo, condiciones iniciales, parámetros de viscosidad y torques, tasas de fotoevaporación, modelos de crecimiento y migración del polvo y ausencia o presencia de planetas en formación dentro del disco).
 - Gracias a la fotoevaporación, en todos los discos se forman anillos de polvo en algún punto durante su evolución. Estos anillos están ubicados entre 1 y 100 ua, dependiendo de la masa estelar. Esta dependencia no se observa en la práctica, aunque para los intervalos de masas de los discos observados para los que se cuenta con estas mediciones nuestras simulaciones predicen el intervalo de radios correcto. Quizás con un mayor rango de masas estelares con mediciones de radios de anillos en discos de transición y discos de escombros se pueda confirmar o descartar la dependencia encontrada en las simulaciones.

En la segunda parte de este trabajo se utilizaron imágenes en polarimetría obtenidas por el GPI de dos discos de escombros (CE Ant y HD191089). Dichos discos se modelaron mediante método Monte Carlo con cadenas de Markov utilizando MCFOST para la generación de imágenes sintéticas, y se encontraron los perfiles de densidad superficial de polvo. Los perfiles se compararon con resultados de simulaciones con PLANETALP, para un amplio rango de condiciones iniciales, para determinar si el modelo utilizado permite obtener resultados similares. Se obtuvieron los siguientes resultados:

- Se reproduce, en la mayoría de las simulaciones, la baja cantidad de gas en los discos de escombros estudiados para los tiempos correspondientes a la edad de las estrellas en cuestión. La masa de polvo en general es menor en las simulaciones respecto a la predicha por las observaciones, cosa que se deriva también de las distribuciones acumulativas de masa en el estudio de síntesis poblacionales. Esto puede estar relacionado al hecho de que en los modelos no se considera polvo que pueda surgir de colisiones entre planetesimales una vez que el gas se ha disipado, por lo que la cantidad de polvo presente en los discos podría ser mayor respecto a la predicha en este trabajo.
- El perfil de densidad superficial de polvo dado por las simulaciones cuenta con un pico de densidad muy pronunciado, cosa que no se desprende de las imágenes. Esto deriva en valores de α_{in} y α_{out} demasiado altos en los modelos de discos de

escombros. Nuevamente, esto apunta a que el polvo en discos de escombros es moldeado por procesos no considerados en el modelo numérico.

- En el caso de CE Ant, se analiza una posible sobredensidad en la parte sur del disco, que ya había sido mencionada en [Olofsson et al. \(2018\)](#). Se encontró que, si se considera dicha sobredensidad al momento de realizar el ajuste de parámetros, los parámetros geométricos (ángulo de posición e inclinación) son distintos a los deducidos a partir de un ajuste de todo el disco. Esto permite encontrar un modelo que ajusta mejor todo el disco excepto en la zona de la sobredensidad, cosa esperable en un disco asimétrico.

Existen muchas limitaciones relacionadas al alcance de las conclusiones de este trabajo. En relación a las síntesis poblacionales con PLANETALP:

- Parametrización α muy simplificada: es esperable que el parámetro de viscosidad no sea constante a lo largo del disco, y esto trae consecuencias en la evolución del polvo y el gas, por ejemplo, produciendo máximos de presión (e.g. [Guilera et al., 2020](#)).
- Incertidumbre del campo magnético: se estudiaron casos límite respecto al comportamiento de los campos magnéticos. Es probable que las características de los campos sea dependiente de las condiciones iniciales de la formación estelar. Además, como se discutió en el capítulo 3.2, se asumió una proporcionalidad entre los coeficientes de viscosidad y de torque magnético con la masa estelar, cosa que no tiene fundamento observacional claro más allá de los resultados de las síntesis.
- Fotoevaporación: existen varios modelos para describir la fotoevaporación, considerando distintas energías de la radiación (FUV, EUV, rayos X) y distintos tipos (externa, interna). Considerar distintas prescripciones e implementar modelos más complejos cambia sustancialmente los resultados (e.g. [Weder et al., 2023](#); [Appelgren et al., 2023](#)). Dada la importancia de la fotoevaporación en el estudio realizado, con certeza se obtendrían distintos resultados de haber aplicado otros modelos.

En relación al estudio de imágenes discos de escombros:

- Al realizar un ajuste por MCMC con modelos de transferencia radiativa con tantas variables libres del polvo, el uso de distintas imágenes a distintas longitudes de onda introduce mayor confianza a los resultados, con una mayor probabilidad de convergencia a los parámetros reales de los discos. El estudio por tanto se beneficiaría de un ajuste simultáneo con distintas longitudes de onda, y más aun contando con un ajuste de la SED.

-
- Para poder realizar una comparación entre los resultados del ajuste de las imágenes de discos sería preciso utilizar modelos magnetohidrodinámicos 3D, y considerar de alguna manera crecimiento y fragmentación del polvo hasta formar planetesimales, ya que se comprobó que debe tener un papel importante en la formación de discos de escombros.

Bibliografía

- Adam, C. et al. 2021, A&A, 653, A88
- Andrews, S. M. 2020, ARA&A, 58, 483
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2010, ApJ, 723, 1241
- Ansdell, M. et al. 2016, ApJ, 828, 46
- Antoniucci, S., García López, R., Nisini, B., Caratti o Garatti, A., Giannini, T., & Lorenzetti, D. 2014, A&A, 572, A62
- Appelgren, J., Lambrechts, M., & van der Marel, N. 2023, A&A, 673, A139
- Armitage, P. J. 2010, Astrophysics of Planet Formation
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, A&A, 348, 557
- Bae, J., Hartmann, L., Zhu, Z., & Gammie, C. 2013, ApJ, 774, 57
- Bai, X.-N. 2013, ApJ, 772, 96
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
- Balog, Z., Rieke, G. H., Su, K. Y. L., Muzerolle, J., & Young, E. T. 2006, ApJ, 650, L83
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, A&A, 577, A42
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, AJ, 99, 924
- Bell, K. R., & Lin, D. N. C. 1994, ApJ, 427, 987
- Beuzit, J. L. et al. 2019, A&A, 631, A155
- Bhandare, A., Breslau, A., & Pfalzner, S. 2016, A&A, 594, A53

-
- Binkert, F. 2023, MNRAS, 525, 4299
- Birnstiel, T. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2312.13287
- Birnstiel, T., Klahr, H., & Ercolano, B. 2012, A&A, 539, A148
- Birnstiel, T., Ormel, C. W., & Dullemond, C. P. 2011, A&A, 525, A11
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, ApJ, 224, 132
- Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C., Hernández, J., Hartmann, L., Saucedo, J. L., & Gordon, K. D. 2004, AJ, 128, 1294
- Castro Martínez, E. 2021, Efectos de los vientos de disco en la evolución de discos protoplanetarios (tesis de licenciatura), <http://www.astronomia.edu.uy/depto/pub/ElisaCastro2021.pdf>
- Cataldi, G. et al. 2023, ApJ, 951, 111
- Chiang, E., & Murray-Clay, R. 2007, Nature Physics, 3, 604
- Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, ApJ, 490, 368
- Choquet, É. et al. 2016, ApJ, 817, L2
- Churcher, L., Wyatt, M., & Smith, R. 2011, MNRAS, 410, 2
- Coleman, G. A. L., & Haworth, T. J. 2022, MNRAS, 514, 2315
- Damiani, F., Prisinzano, L., Pillitteri, I., Micela, G., & Sciortino, S. 2019, A&A, 623, A112
- Davies, R., & Kasper, M. 2012, ARA&A, 50, 305
- Dipierro, G., Laibe, G., Alexander, R., & Hutchison, M. 2018, MNRAS, 479, 4187
- Dohnanyi, J. S. 1969, J. Geophys. Res., 74, 2531
- Drażkowska, J., & Alibert, Y. 2017, A&A, 608, A92
- Drażkowska, J., Alibert, Y., & Moore, B. 2016, A&A, 594, A105
- Dubrulle, B., Morfill, G., & Sterzik, M. 1995, , 114, 237
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., Prato, L., Simon, M., Schuster, K., & Menard, F. 1996, A&A, 309, 493

-
- Dzyurkevich, N., Turner, N. J., Henning, T., & Kley, W. 2013, *ApJ*, 765, 114
- Emsenhuber, A., Mordasini, C., Burn, R., Alibert, Y., Benz, W., & Asphaug, E. 2021, *A&A*, 656, A70
- Ercolano, B., Clarke, C. J., & Drake, J. J. 2009, *ApJ*, 699, 1639
- Ercolano, B., & Pascucci, I. 2017, *Royal Society Open Science*, 4, 170114
- Esposito, T. M. et al. 2020, *AJ*, 160, 24
- Fang, M. et al. 2018, *ApJ*, 868, 28
- Fang, M., Pascucci, I., Edwards, S., Gorti, U., Hillenbrand, L. A., & Carpenter, J. M. 2023, *ApJ*, 945, 112
- Fedele, D., van den Ancker, M. E., Henning, T., Jayawardhana, R., & Oliveira, J. M. 2010, *A&A*, 510, A72
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- Gárate, M., Birnstiel, T., Drażkowska, J., & Stammerl, S. M. 2020, *A&A*, 635, A149
- Garufi, A. et al. 2018, *A&A*, 620, A94
- Getman, K. V. et al. 2014, *ApJ*, 787, 108
- Goldreich, P., & Tremaine, S. 1980, *ApJ*, 241, 425
- Gómez, J. L. 2023, *Síntesis poblacional de discos protoplanetarios (tesis de licenciatura)*, <http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/156473>
- Gorti, U., Dullemond, C. P., & Hollenbach, D. 2009, *ApJ*, 705, 1237
- Graham, J. R., Kalas, P., & Matthews, B. 2006, en *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 209, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 13.03
- Greene, T. P., Wilking, B. A., Andre, P., Young, E. T., & Lada, C. J. 1994, *ApJ*, 434, 614
- Guilera, O. M., Cuello, N., Montesinos, M., Miller Bertolami, M. M., Ronco, M. P., Cuadra, J., & Masset, F. S. 2019, *MNRAS*, 486, 5690
- Guilera, O. M., & Sándor, Z. 2017, *A&A*, 604, A10
- Guilera, O. M., Sándor, Z., Ronco, M. P., Venturini, J., & Miller Bertolami, M. M. 2020, *A&A*, 642, A140

-
- Guilet, J., & Ogilvie, G. I. 2014, MNRAS, 441, 852
- Haisch, Karl E., J., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, ApJ, 553, L153
- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Heitsch, F. 2012, MNRAS, 420, 1457
- Hughes, A. M., Wilner, D. J., Andrews, S. M., Qi, C., & Hogerheijde, M. R. 2011, ApJ, 727, 85
- Hung, L.-W. et al. 2016, en Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, ed. C. J. Evans, L. Simard, & H. Takami, 99083A
- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., Klahr, H., Henning, T., & Youdin, A. 2007, Nature, 448, 1022
- King, A. J., Bromley, B. C., Harris, P. W., & Kenyon, S. J. 2024, AJ, 167, 143
- Kratter, K., & Lodato, G. 2016, ARA&A, 54, 271
- Kroupa, P. 2001, MNRAS, 322, 231
- Kunitomo, M., Ida, S., Takeuchi, T., Panić, O., Miley, J. M., & Suzuki, T. K. 2021, ApJ, 909, 109
- Kunitomo, M., Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2020, MNRAS, 492, 3849
- Lada, C. J. 1987, en Star Forming Regions, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, Vol. 115, 1
- Lawson, K. et al. 2024, ApJ, 967, L8
- Lecar, M., Podolak, M., Sasselov, D., & Chiang, E. 2006, ApJ, 640, 1115
- Lee, Y.-N., & Hennebelle, P. 2019, A&A, 622, A125
- Lestrade, J. F. et al. 2012, A&A, 548, A86
- Lesur, G. 2021, Journal of Plasma Physics, 87, 205870101
- Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603
- Macintosh, B. et al. 2018, en Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10703, Adaptive Optics Systems VI, ed. L. M. Close, L. Schreiber, & D. Schmidt, 107030K
- Macintosh, B. et al. 2014, Proceedings of the National Academy of Science, 111, 12661

-
- Mamajek, E. E. 2009, en *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1158, *Exoplanets and Disks: Their Formation and Diversity*, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, 3–10
- Manara, C. F., Ansdell, M., Rosotti, G. P., Hughes, A. M., Armitage, P. J., Lodato, G., & Williams, J. P. 2023, en *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 534, *Protostars and Planets VII*, ed. S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, & M. Tamura, 539
- McGinnis, P., Dougados, C., Alencar, S. H. P., Bouvier, J., & Cabrit, S. 2018, *A&A*, 620, A87
- Michel, A., van der Marel, N., & Matthews, B. C. 2021, *ApJ*, 921, 72
- Millar-Blanchaer, M. A. et al. 2015, *ApJ*, 811, 18
- Molyarova, T., Akimkin, V., Semenov, D., Henning, T., Vasyunin, A., & Wiebe, D. 2017, *ApJ*, 849, 130
- Mulders, G. D., Pascucci, I., Manara, C. F., Testi, L., Herczeg, G. J., Henning, T., Mohanty, S., & Lodato, G. 2017, *ApJ*, 847, 31
- Murphy, S. J., Mamajek, E. E., & Bell, C. P. M. 2018, *MNRAS*, 476, 3290
- Najita, J. R., Kenyon, S. J., & Bromley, B. C. 2022, *ApJ*, 925, 45
- Nakamoto, T., & Nakagawa, Y. 1994, *ApJ*, 421, 640
- Nakatani, R., Turner, N. J., Hasegawa, Y., Cataldi, G., Aikawa, Y., Marino, S., & Kobayashi, H. 2023, *ApJ*, 959, L28
- Natta, A., Testi, L., & Randich, S. 2006, *A&A*, 452, 245
- Nisini, B., Antonucci, S., Alcalá, J. M., Giannini, T., Manara, C. F., Natta, A., Fedele, D., & Biazzo, K. 2018, *A&A*, 609, A87
- Olofsson, J. et al. 2018, *A&A*, 617, A109
- Owen, J. E., Clarke, C. J., & Ercolano, B. 2012, *MNRAS*, 422, 1880
- Owen, J. E., Ercolano, B., & Clarke, C. J. 2011, *MNRAS*, 412, 13
- Paardekooper, S. J., & Mellema, G. 2006, *A&A*, 453, 1129
- Pan, M., & Schlichting, H. E. 2012, *ApJ*, 747, 113
- Panić, O. et al. 2013, *MNRAS*, 435, 1037

-
- Parker, R. J., Nicholson, R. B., & Alcock, H. L. 2021, *MNRAS*, 502, 2665
- Pascucci, I., Cabrit, S., Edwards, S., Gorti, U., Gressel, O., & Suzuki, T. K. 2023, en *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 534, *Protostars and Planets VII*, ed. S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, & M. Tamura, 567
- Pawellek, N., Krivov, A. V., Marshall, J. P., Montesinos, B., Ábrahám, P., Moór, A., Bryden, G., & Eiroa, C. 2014, *ApJ*, 792, 65
- Perrin, M. D. et al. 2015, *ApJ*, 799, 182
- Perrin, M. D. et al. 2014, en *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9147, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, ed. S. K. Ramsay, I. S. McLean, & H. Takami, 91473J
- Pfalzner, S., Dehghani, S., & Michel, A. 2022, *ApJ*, 939, L10
- Pinilla, P., Birnstiel, T., Ricci, L., Dullemond, C. P., Uribe, A. L., Testi, L., & Natta, A. 2012, *A&A*, 538, A114
- Pinilla, P. et al. 2018, *ApJ*, 859, 32
- Pinte, C., Harries, T. J., Min, M., Watson, A. M., Dullemond, C. P., Woitke, P., Ménard, F., & Durán-Rojas, M. C. 2009, *A&A*, 498, 967
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, *A&A*, 459, 797
- Pizzati, E., Rosotti, G. P., & Tabone, B. 2023, *MNRAS*, 524, 3184
- Plavchan, P., Werner, M. W., Chen, C. H., Stapelfeldt, K. R., Su, K. Y. L., Stauffer, J. R., & Song, I. 2009, *ApJ*, 698, 1068
- Preibisch, T., & Feigelson, E. D. 2005, *ApJS*, 160, 390
- Preibisch, T. et al. 2005, *ApJS*, 160, 582
- Ren, B. et al. 2019, *ApJ*, 882, 64
- Ribas, Á., Bouy, H., & Merín, B. 2015, *A&A*, 576, A52
- Riviere-Marichalar, P. et al. 2013, *A&A*, 555, A67
- Rodgers-Lee, D., Taylor, A. M., Downes, T. P., & Ray, T. P. 2020, *MNRAS*, 491, 4742
- Ronco, M. P., Guilera, O. M., & de Elía, G. C. 2017, *MNRAS*, 471, 2753
- Ronco, M. P., Schreiber, M. R., Villaver, E., Guilera, O. M., & Miller Bertolami, M. M. 2024, *A&A*, 682, A155

-
- Rosotti, G. P. 2023, , 96, 101674
- Schmid, H. M., Joos, F., & Tschan, D. 2006, *A&A*, 452, 657
- Shadmehri, M., & Ghoreyshi, S. M. 2019, *MNRAS*, 488, 4623
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Sibthorpe, B., Kennedy, G. M., Wyatt, M. C., Lestrade, J. F., Greaves, J. S., Matthews, B. C., & Duchêne, G. 2018, *MNRAS*, 475, 3046
- Soummer, R. et al. 2014, *ApJ*, 786, L23
- Soummer, R., Pueyo, L., Ferrari, A., Aime, C., Sivaramakrishnan, A., & Yaitskova, N. 2009, *ApJ*, 695, 695
- Squicciarini, V., Gratton, R., Bonavita, M., & Mesa, D. 2021, *MNRAS*, 507, 1381
- Suzuki, T. K., Ogihara, M., Morbidelli, A., Crida, A., & Guillot, T. 2016, *A&A*, 596, A74
- Tabone, B., Rosotti, G. P., Cridland, A. J., Armitage, P. J., & Lodato, G. 2022a, *MNRAS*, 512, 2290
- Tabone, B., Rosotti, G. P., Lodato, G., Armitage, P. J., Cridland, A. J., & van Dishoeck, E. F. 2022b, *MNRAS*, 512, L74
- Takahashi, S. Z., & Muto, T. 2018, *ApJ*, 865, 102
- Tobin, J. J. et al. 2020, *ApJ*, 890, 130
- Tychoniec, Ł. et al. 2018, *ApJS*, 238, 19
- van der Marel, N., Cazzoletti, P., Pinilla, P., & Garufi, A. 2016, *ApJ*, 832, 178
- Venturini, J., Guilera, O. M., Ronco, M. P., & Mordasini, C. 2020, *A&A*, 644, A174
- Wang, J. J. et al. 2014, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9147, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, ed. S. K. Ramsay, I. S. McLean, & H. Takami, 914755
- Weder, J., Mordasini, C., & Emsenhuber, A. 2023, *A&A*, 674, A165
- Weidenschilling, S. J. 1977, *MNRAS*, 180, 57
- Williams, J. P., & Gaidos, E. 2007, *ApJ*, 663, L33
- Wurster, J., Bate, M. R., & Price, D. J. 2019, *MNRAS*, 489, 1719

Wyatt, M. C. 2008, arXiv e-prints, arXiv:0807.1272

Wyatt, M. C., Clarke, C. J., & Booth, M. 2011, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 111, 1

Youdin, A. N., & Goodman, J. 2005, *ApJ*, 620, 459

Apéndice A

Tasas de acreción a 11Myr

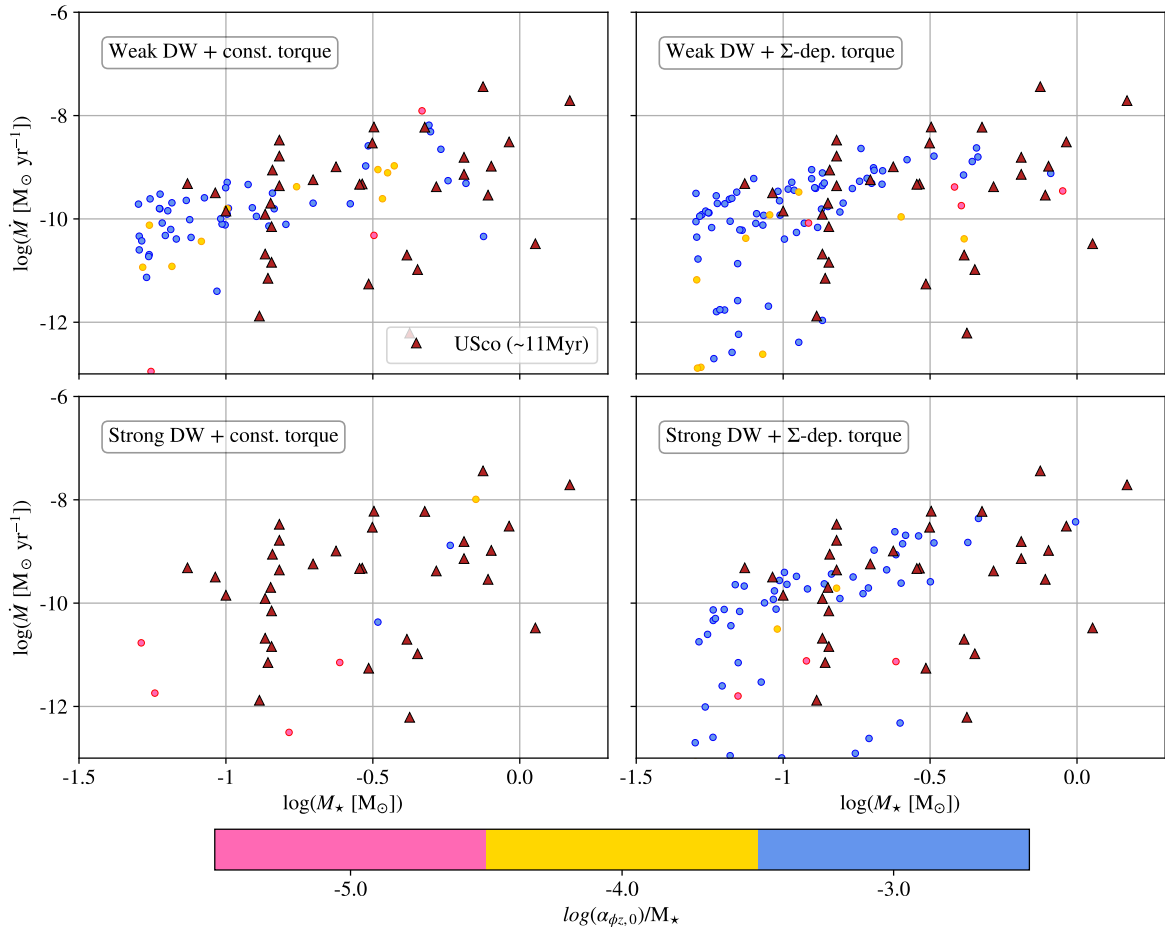


Figura A.1: Tasas de acreción en función de la masa estelar para todos los casos considerados, a una edad de 11Myr. Se utilizó un tiempo característico para la tasa de formación estelar de 5Myr.

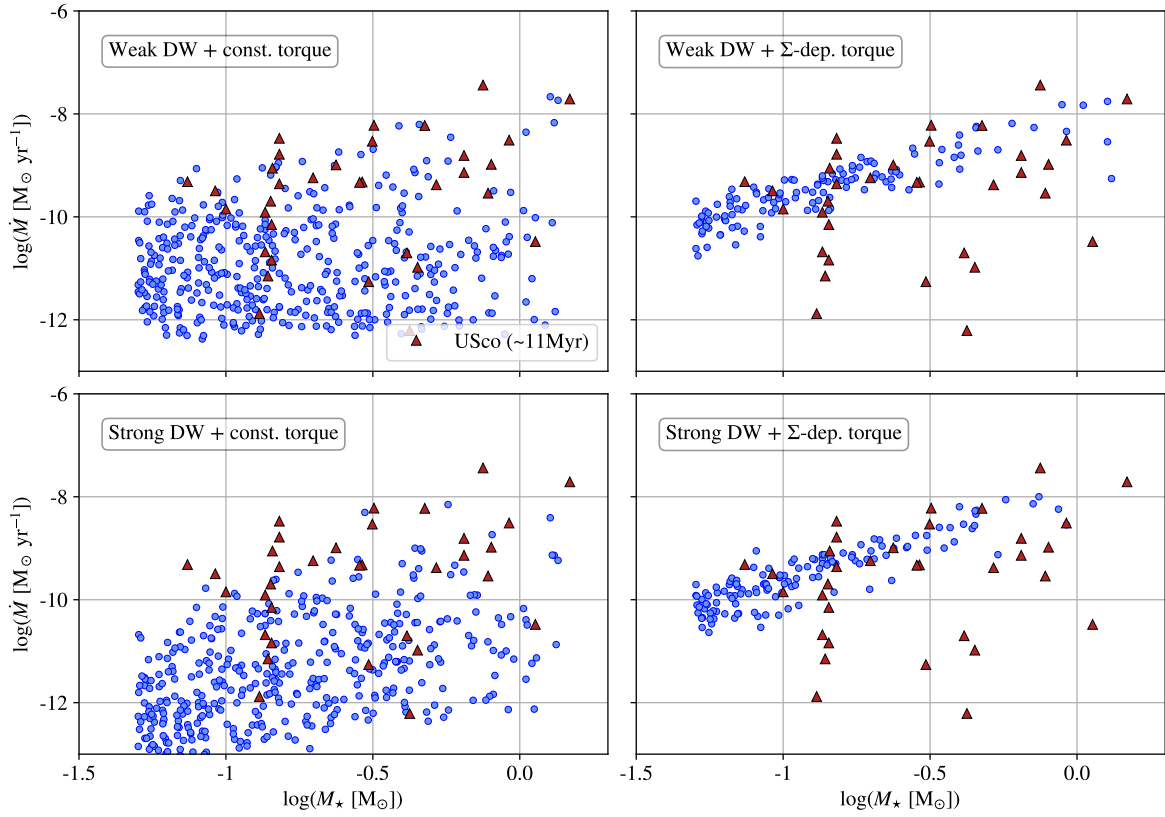


Figura A.2: Tasas de acreci3n en funci3n de la masa estelar para todos los casos considerados, sin fotoevaporaci3n, a una edad de 11Myr. Se utiliz3 un tiempo característico para la tasa de formaci3n estelar de 5Myr.

Apéndice B

CE Ant

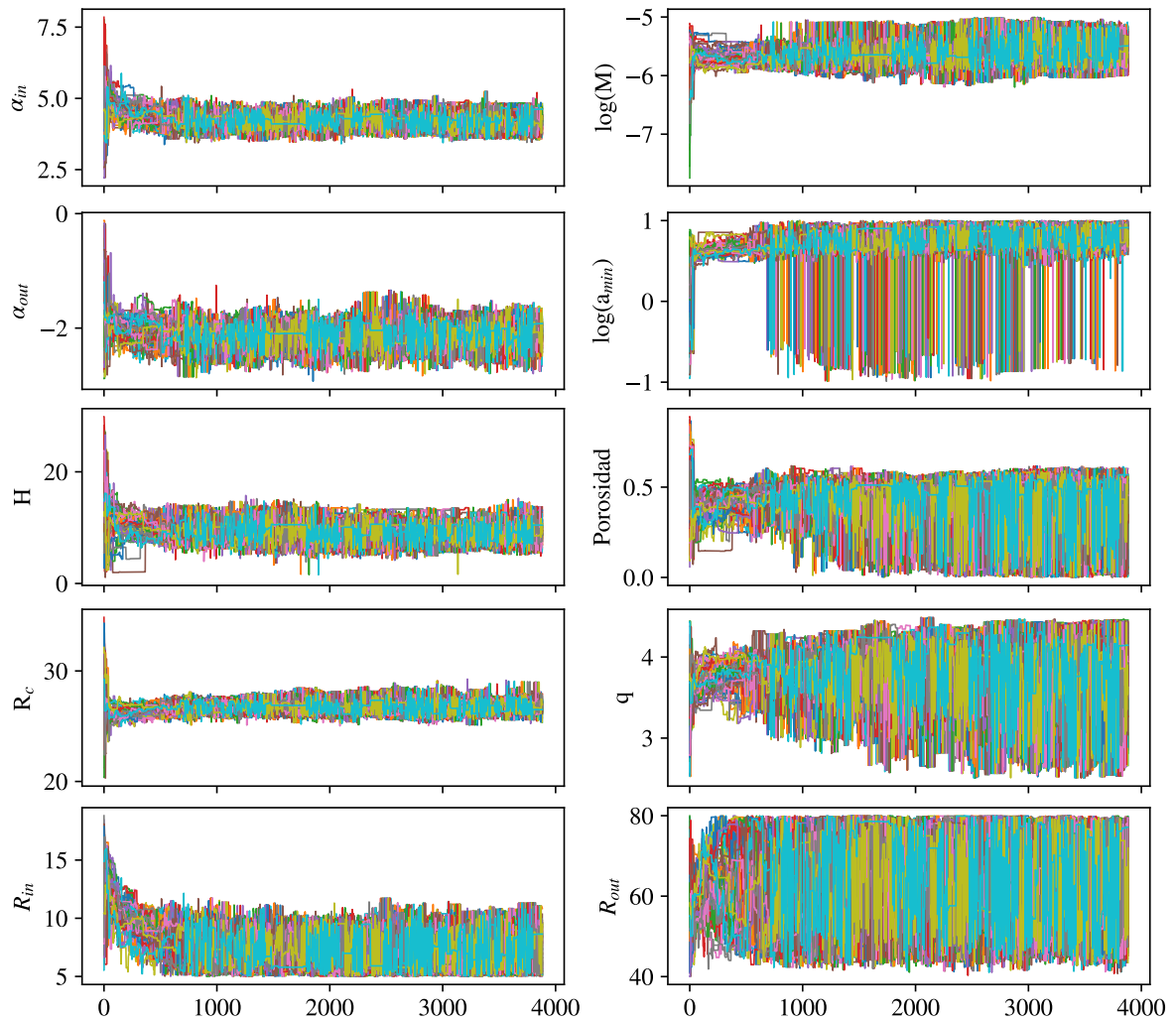


Figura B.1: Cadenas para CE Ant con la inclinación y ángulo de posición fijos.

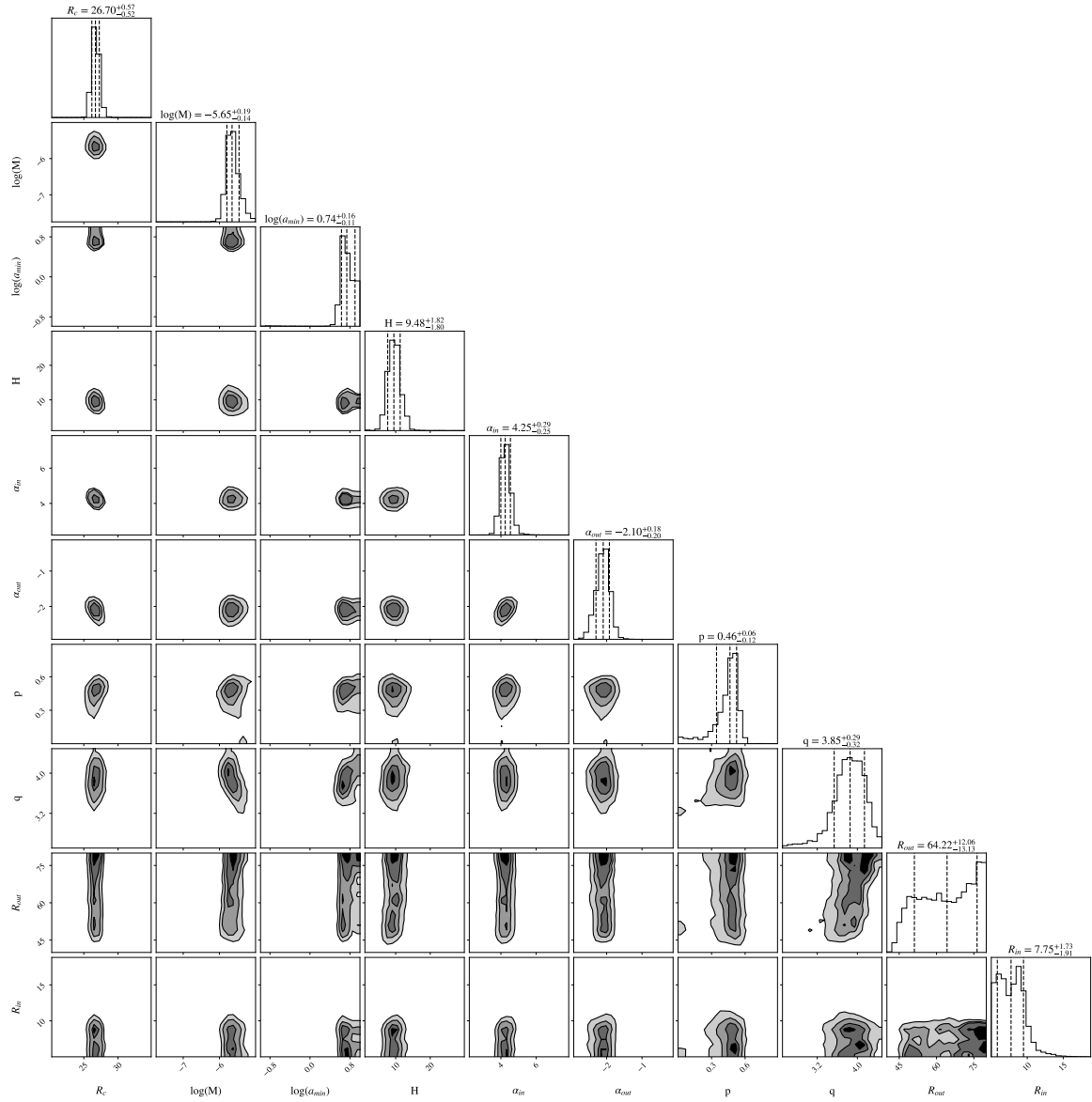


Figura B.2: Densidad de probabilidad para cada parámetro para el disco CE Ant con la inclinación y ángulo de posición fijos.

Apéndice C

HD 191089

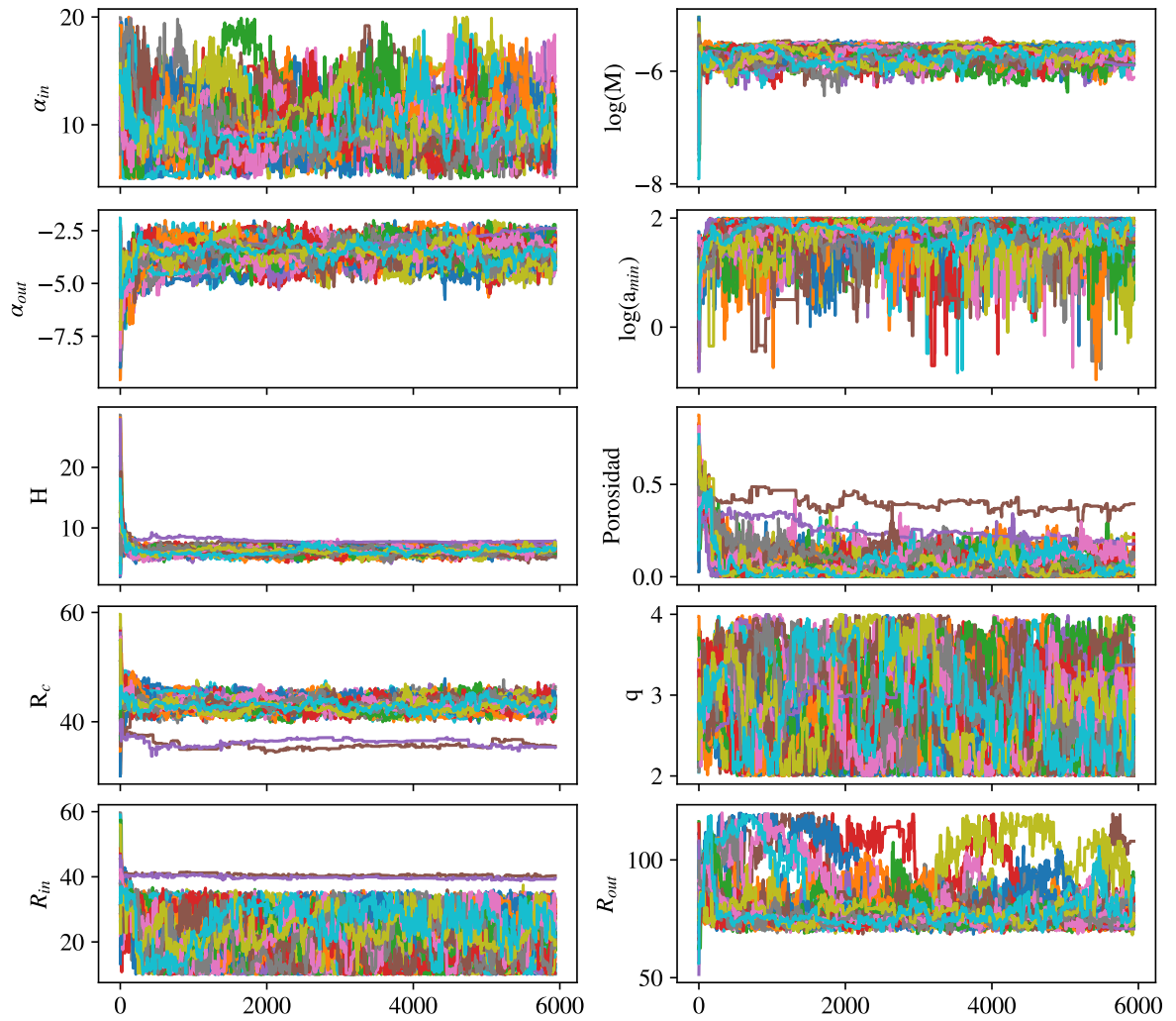


Figura C.1: Cadenas para HD191089.

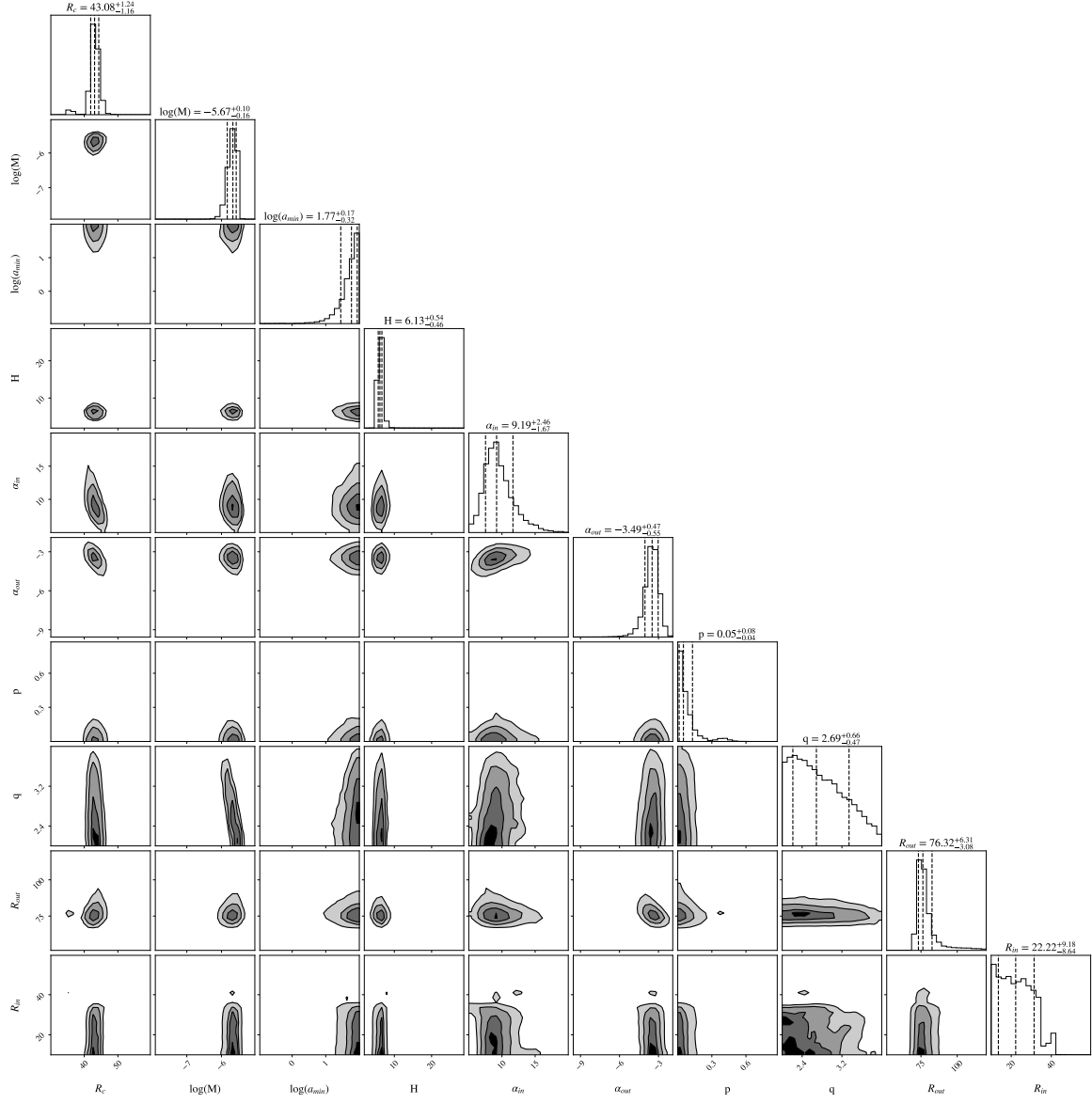


Figura C.2: Densidad de probabilidad para cada parámetro para el disco HD191089.